



**HAL**  
open science

# Coulée directe de métaux en bandes minces - Aspects hydrauliques et thermiques

Pascale Julliard

► **To cite this version:**

Pascale Julliard. Coulée directe de métaux en bandes minces - Aspects hydrauliques et thermiques. Electromagnétisme. INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, 1990. Français. NNT: . tel-01340551

**HAL Id: tel-01340551**

**<https://hal.science/tel-01340551>**

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.

2

CONFIDENTIEL

# THESE

présentée par

**Pascale JULLIARD**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR**

**DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

(Arrêté ministériel du 5 juillet 1984)

Spécialité Mécanique

---

## **COULEE DIRECTE DE METAUX EN BANDES MINCES ASPECTS HYDRAULIQUES ET THERMIQUES**

---

Date de soutenance: 15 Février 1990

Composition du jury :

M. JOUBERT	Président
M. BAVAY M. CHARNAY	Rapporteurs
M. HANSEN MME. ETAY	Examineurs

Thèse préparée au sein du laboratoire Madylam

0000000000

*Merci à tous ceux qui m'ont  
soutenu et aidé au cours de  
cette thèse*



# SOMMAIRE



## SOMMAIRE

LISTE DES NOTATIONS	5
LISTE DES NOTATIONS GRECQUES	7
0 - INTRODUCTION	11
I - IMPACT : ASPECTS HYDRAULIQUES	11
1 - Résultats expérimentaux	11
1.1 - Similitude	11
1.1.A - Définitions des paramètres	11
1.1.B - Similitude d'un écoulement d'acier et d'un écoulement d'eau	12
1.2 - Installation expérimentale	13
1.2.A - Description de l'installation	13
a) la roue	13
b) busettes	15
1.2.B - Paramètres variables	17
a) vitesse de rotation de la roue $V_r$	17
b) angle d'impact $\alpha$	17
c) hauteur d'impact $H_i$	18
d) l'épaisseur $e$ de la lame incidente	19
e) La vitesse incidente $U$ de la lame incidente	19
f) La tension superficielle $\gamma$	19
1.2.C - Moyens de mesure	19
1.3 - Observations	21
1.3.A - Définitions	21
1.3.B - Variation en fonction de la vitesse de rotation et de l'angle d'impact	21
1.3.C - Variation en fonction de la hauteur d'impact	31
1.3.D - Variation en fonction de l'épaisseur de la lame	31
1.3.E - Variation en fonction de la vitesse incidente de la lame $U$	32
1.3.F - Variation en fonction de la tension superficielle du fluide $\gamma$	33
2 - ASPECTS BIDIMENSIONNELS	37
2.1 - Fluide parfait-Modèle de MILNE-THOMSON	37
2.1.A - Bilan de quantité de mouvement	37
2.1.B - Tracé des isovitesses	
2.2 - Modèle couche limite - comparaison avec les expériences	41
2.3 - Modèle ressaut hydraulique	46
2.3.A - Equation pour l'écoulement de fluide parfait	46
2.3.B - Discussion sur l'évolution de $h(x)$	48
2.3.C - Ressaut hydraulique- condition d'apparition	49
a) Equation du ressaut-hauteur conjuguée	50
b) Hauteur normale	52
2.3.D - Calcul de la longueur du bouillonnement	53
a) Principe du calcul	53
b) Comparaison calcul-expériences	54
choix du coefficient de Manning	54



comparaison avec les essais de la lame 4	56
forme du bouillonnement	56
influence de l'angle d'impact	58
influence de la gravité	58
2.4 - Conclusion	58
3 - ASPECTS TRIDIMENSIONNELS	60
3.1 - Phénomènes de bord	60
3.2 - Flammèches- conditions d'apparition	61
3.2.A - Films hydrauliques de lubrification-Expérience de TAYLOR	61
3.2.B - Instabilités dues à la lubrification	65
a) définitions du paramètre m	65
b) expériences	65
c) position du creux des flammèches	68
d) conclusion	69
3.2.C - Illustrations bibliographiques	69
a) couche de lubrification entre deux cylindres	70
b) principe de la digitation visqueuse	71
3.3 - Détermination des longueurs d'ondes	72
3.3.A - Stabilité d'une couche liquide en rotation (fluide non visqueux)	72
3.3.B - Stabilité de l'écoulement de Couette	74
a) expériences	74
b) stabilité de l'écoulement de Couette	75
c) synthèse	78
4 - Conclusion	79
II - ASPECTS THERMIQUES	
1 - SIMILITUDE	83
1.1 - Similitude hydraulique	83
1.2 - Similitude thermique	84
1.2.A - Nombres caractéristiques	84
1.2.B - Similitude	85
2 - INSTALLATION EXPERIMENTALE	87
2.1 - Description de l'installation	87
2.1.A - Mode opératoire	87
2.1.B - Régulation de l'alimentation en étain liquide	88
2.1.C - Refroidissement de la roue en cuivre	90
2.1.D - Système de polissage	91
2.2 - Paramètre variables	92
2.2.A - Vitesse de rotation de la roue	92
2.2.B - Angle d'impact	92
2.2.C - Hauteur d'impact	92
2.2.D - Débit incident eU	93

2.2.E - Etat de surface de la roue	93
2.2.F - Température de coulée Tc	93
2.2.G - température de surface de la roue	93
2.3 - Moyens de mesures	93
2.3.A - Visualisation	93
2.3.B - Mesures de températures	93
a) température d'eau	94
b) température du substrat	94
2.3.C - Micrographies	95
2.3.D - Mesures de rugosité	95
3 - IMPACT AVEC SOLIDIFICATION	97
3.1 - Comparaison des impacts de la lame d'eau et de celle d'étain	97
3.1.A - Lame bidimensionnelle	97
a) transitions de régimes	97
b) angle d'impact	99
c) ondes de surface	102
3.1.B - Effets de bord	102
3.1.C - Conclusion	104
3.2 - Transfert de chaleur lors de l'impact de jets de gaz	104
3.3 - Effets thermiques	105
3.3.A - Solidification de rubans amorphes	106
a) contrôle par les phénomènes de transferts de chaleur	106
b) contrôle par les phénomènes de quantité de mouvement	107
c) contrôle par un processus mixte	107
3.3.B - Détermination de la longueur de solidification	108
3.3.C - Angle minimum de solidification	110
3.3.D - Limitation du domaine ( $\alpha, V_T$ ) due à la solidification	111
3.3.E - Longueur de remontée du bouillonnement avec solidification	113
3.3.F - Conclusion	115
3.4 - Longueur de contact	116
3.4.A - Longueur de contact	116
3.4.B - Collage du ruban	117
3.4.C - Mécanisme de l'adhésion	118
a) aspect mécanique	118
b) interdiffusion	118
c) aspect thermodynamique	118
d) aspect rhéologique	119
3.4.D - Limite de collage	119
3.5 - Conclusion	121
4 - ASPECTS DES RUBANS	122
4.1 - Entraînement d'air	122
4.2 - Influence de la température du substrat	123
4.3 - Etat chimique du substrat	123
4.4 - Influence du polissage	124

4.4.A - Influence du polissage- bibliographie	124
4.4.B - Influence de la rugosité du substrat dans notre procédé	125
a) variation en fonction de la rugosité de la roue	126
b) variation en fonction de l'angle des rayures	126
c) variation en fonction de la vitesse de rotation	128
d) conclusion	128
4.4.C - Explication des phénomènes	129
a) interface liquide se déplaçant sur une surface rugueuse	129
b) explication sur l'effet de l'angle des rayures	131
4.5 - Aspect des rubans	131
4.5.A - Aspect macrographique	131
4.5.B - Micrographies	132
a) coupes transversales	132
b) coupes longitudinales	134
4.5.C - Observations surfaciques	136
a) fonctionnement du MEB	136
b) observations	138
c) conclusion	138
4.6 - Conclusion	138
5 - EXTRAPOLATION A L'ACIER	139
5.1 - Définition des longueurs de solidification	140
5.2 - Définition du domaine de stabilité hydraulique	141
5.3 - Epaisseur de rubans	141
5.4 - Effets de bord	141
CONCLUSION	143
ANNEXES	
ANNEXE 1	147
calcul de l'impact de deux jets de fluide parfait	
a) Définitions	147
b) Problème étudié	148
ANNEXE 2	150
évolution de la hauteur du bouillonnement	
ANNEXE 3	154
épaisseur de produit solidifié dans le cas de milieux infinis	
ANNEXE 4	156
Essais avec étain	
ANNEXE 5	163
Organigramme du programme principal	
BIBLIOGRAPHIE	165
Liste des photographies	171
Liste des figures	172

## NOTATIONS



## NOTATIONS

- A Contraste de viscosité entre un fluide 1 et un fluide 2 (§I-3.2.C.b) -  $A = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \mu_2}$
- A paramètre intervenant dans la détermination de la condition de stabilité d'ondes dans une couche liquide en rotation -  $A = \frac{g}{\rho b'^2} \left( 1 - n^2 - k^2 b'^2 + \frac{\rho b' V^2(b')}{\gamma} \right)$
- A Constante d'intégration pour le calcul du profil des vitesses de l'écoulement de Couette (§I-3.3.B.b)
- b Epaisseur de la cellule de Hele-Shaw (§I-3.2.C-b)
- b  $b=R+h$  caractérise la distance entre le centre de la roue et la surface libre (§I-3.3)
- B Constante d'intégration pour le calcul du profil des vitesses de l'écoulement de Couette (§I-3.3.B.b)
- Ca Nombre capillaire -  $Ca = \frac{\mu V}{\gamma}$
- Ca' Nombre capillaire modifié -  $Ca' = 12 \frac{\mu U}{\gamma} \left( \frac{L}{b} \right)^2$
- COV Paramètre d'intégration dans le calcul du débit de l'écoulement de retour de la couche limite  
 $COV = [Vr \text{ Arcsin} \left( \frac{Vr}{Vr + U} \right) - (Vr + U) (1 - \cos \left( \text{Arcsin} \frac{Vr}{Vr + U} \right))]$
- $C_p$  Chaleur spécifique du fluide
- e Epaisseur de la lame incidente
- $e_1$  Epaisseur de la partie déviée vers le bas lors de l'impact
- $e_2$  Epaisseur de la partie déviée vers le haut lors de l'impact
- $e'$  Epaisseur du ruban solidifié
- E Module d'Young d'un matériau
- Fr Nombre de Froude -  $Fr = \frac{V^2}{gL}$
- g Accélération de la pesanteur
- G Nombre de Darcy-Rayleigh modifié -  $G = \frac{gb^2 (\rho_1 - \rho_2)}{12U (\mu_1 + \mu_2)}$
- h Hauteur de la couche liquide dans l'écoulement de fluide parfait (Partie I)
- h Coefficient de transfert thermique (Partie II)
- $h_1$  Hauteur de liquide avant le ressaut hydraulique
- $h_2$  Hauteur de liquide après le ressaut hydraulique.  $h_2$  est dite hauteur conjuguée de  $h_1$
- $h_c$  Hauteur critique d'un écoulement tel que le dénominateur de  $\frac{dh}{dx}$  (Eq7) s'annule.  
 L'écoulement de supercritique devient subcritique -  $h_c = \left( \frac{Q^2 \cos \theta}{g} \right)^{1/3}$
- $h_{nor}$  Hauteur dite normale de l'écoulement telle que  $\frac{dh}{dx} = \text{tg} \theta$  (Eq9)
- Hi Hauteur d'impact
- j Coefficient adimensionnel pour le calcul de l'épaisseur solidifiée -  $e' = j \sqrt{\alpha_T tc}$

- J Coefficient pour le calcul de  $e'$ :  $e' = J \sqrt{t_c}$   
 k Nombre d'onde des instabilités de lubrification (partie I)  
 k Conductivité thermique (partie II)  
 $k_{dil}$  Coefficient de dilatation du métal  
 $L_c$  Longueur capillaire pour laquelle la tension superficielle compense les effets de la

$$\text{gravité} - L_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$$

- $L_{jump}$  Longueur du ressaut  
 $L_S$  Longueur nécessaire pour solidifier le métal liquide  
 $\mathcal{L}_S$  Chaleur latente de solidification du métal  
 m Nombre caractérisant un rapport de débits définissant les instabilités de digitation  
 n Coefficient de Manning intervenant dans le calcul du frottement à la paroi. n est aussi appelé coefficient de Chézy sur les figures.

Pr Nombre de Prandtl -  $Pr = \frac{v}{\alpha_T} = \frac{\delta_v}{\delta_{th}}$

Pe Nombre de Péclet -  $Pe = \frac{\text{flux convecté}}{\text{flux diffusé}} = \frac{V L}{\alpha}$

Q Débit dans l'écoulement de fluide parfait

$Q_{ent}$  Débit capté par la couche limite

R Rayon de la roue

$R_a$  Rugosité moyenne norme DIN4768, rugosité moyenne arithmétique de toutes les valeurs de rugosité du profil

$R_c$  Rayon de courbure de la surface libre

Re Nombre de Reynolds -  $Re = \frac{VL}{v}$

$R_p$  Capacité d'aplanissement maximum

$R_t$  Rugosité maximale isolée sur la longueur d'évaluation

$R_1$  Rayon du cylindre intérieur

$R_2$  Rayon du cylindre extérieur

$S_f$  caractérise la valeur adimensionnée du frottement par rapport au poids du liquide - Il se calcule par la formule de CHEZY -  $S_f = \frac{n^2 Q^2}{h^{10/3}}$

$t_c$  Temps de contact nécessaire à la solidification

T Nombre de Taylor -  $T = 4 \frac{\Omega_1^2 R_1^4}{v^2} \frac{(1-\mu')(1-\frac{\mu'}{\eta^2})}{(1-\eta^2)^2}$

U Vitesse de la lame incidente

u Vitesse de l'écoulement irrotationnel extérieur à la couche limite, homogène sur la hauteur h

$U_e$  Vitesse de l'écoulement irrotationnel extérieur à la couche limite

$V_r$  Vitesse de rotation de la roue ou de déplacement du substrat

We Nombre de Weber -  $We = \frac{\rho V^2 L}{\gamma}$

XB Longueur maximale de remontée

$X_{max}$  Longueur maximale d'une flammèche

$X_{min}$  Distance entre le point d'impact et le creux des flammèches

## NOTATIONS ( Lettres grecques )

$\alpha$	Angle d'impact
$\alpha_T$	Diffusivité thermique
$\beta$	Angle minimum de contact pour la solidification - $L_S = R\beta$
$\gamma$	Tension superficielle du fluide
$\eta$	Rapport des rayons $\frac{R_1}{R_2}$
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide
$\mu'$	Rapport des vitesses de rotation $\frac{\Omega_1}{\Omega_2}$
$\nu$	Viscosité cinématique du fluide - $\nu = \frac{\mu}{\rho}$
$\nu$	Vitesse complexe
$\omega$	Angle de mouillage macroscopique
$\rho$	Masse volumique du fluide
$\sigma$	Taux de croissance des instabilités
$\sigma$	Dans le paragraphe I-3.3.B, $\sigma = \frac{ph^2}{\nu}$ où p est le taux de croissance des instabilités
$\theta$	Angle de paroi
$\zeta$	Angle des rayures sur la roue par rapport à la vitesse de rotation





# INTRODUCTION

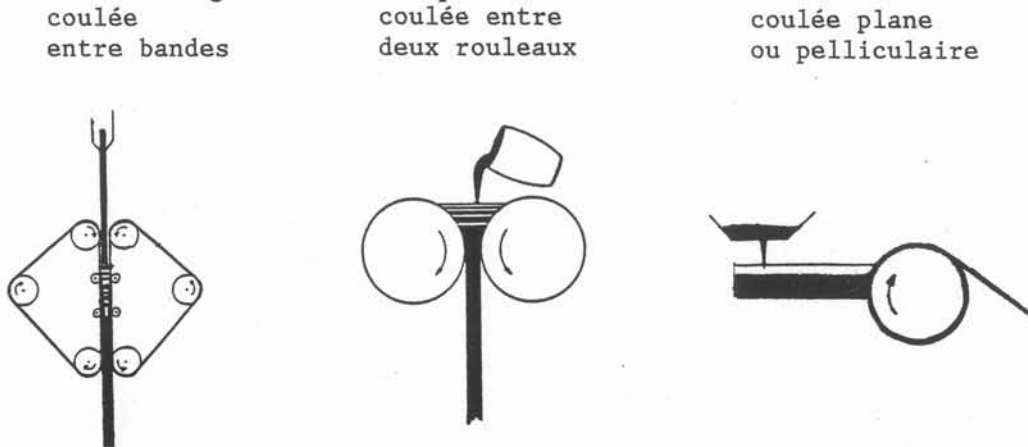


## 0 - INTRODUCTION

De nombreuses entreprises sidérurgiques se penchent actuellement sur de nouveaux procédés de coulées de métal liquide qui permettraient de s'affranchir des étapes de laminage à chaud nécessitant d'énormes installations, et de certaines étapes de laminage à froid. La production et la consommation mondiale d'aciers inoxydables laminés à froid s'accroît à un taux moyen de 7,8 % depuis 1982 (ref.27). Les réductions de coût de production escomptés (600 F/tonne) représentent un enjeu important dans la conjoncture mondiale actuelle.

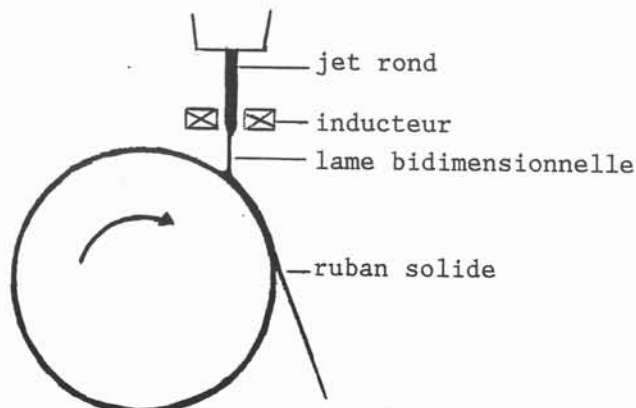
Que ce soit aux Etats-Unis, au Japon ou en Europe, de nombreuses techniques sont étudiées (ref.23): coulée entre bandes (US Steel/Bethlehem Steel), coulée entre cylindres (IRSID, Bethlehem Steel, Nippon Steel Corporation) coulée sur une roue ou coulée pelliculaire (Brevet ALLEGHENY Ludlum Steel Corporation (ref.4)).

Fig.n°1: Schémas de procédés de coulée en bandes minces



Le procédé que nous étudions au laboratoire MADYLAM (fig.n°2) consiste à créer une lame à partir de jets ronds par formage électromagnétique (ETAY J. ref.13 et F. GARNIER ref.15) puis de la solidifier en l'envoyant sur la tranche d'une roue en rotation. L'avantage de ce système est de désolidariser l'alimentation en métal liquide de l'appareillage nécessaire à la solidification (la roue dans ce cas). Cette étude a débuté au laboratoire MADYLAM dans le cadre d'un "groupement scientifique" sur les matériaux amorphes (verres métalliques). Ces matériaux amorphes s'obtiennent à partir de métaux liquides trempés très rapidement. Il existe deux techniques : la première consiste à placer une busette très près d'une roue refroidie tournant à grande vitesse, l'autre d'envoyer un jet cylindrique sur le même type de roue. Pour obtenir des rubans de forme plus régulière, l'idée est de transformer le jet cylindrique en une lame bidimensionnelle grâce à des champs magnétiques. Les premiers essais de solidification rapide à partir de ces lames ont été vite limités par les nombreuses projections lors de l'impact. Celles-ci créent de nombreux défauts dans les rubans solidifiés, encrassent les inducteurs et annulent leur action en faisant écran au champ magnétique.

Fig.n°2: Procédé de coulée en bandes minces (MADYLAM)



La stabilité du pied du jet est donc très importante pour le développement de ce procédé. Une étude hydraulique de l'impact a débuté dans le cadre du GS "amorphes". Celle-ci s'est poursuivie en collaboration avec le centre de recherche d'UGINE ACG d'Isbergues, dans le cadre de la recherche sur les nouveaux procédés dits de "coulée directe" de production de bandes métalliques minces (épaisseur inférieure à 2 millimètres).

Ce procédé d'impact de jets ou de gouttes sur un substrat est très utilisé dans l'élaboration de nouveaux matériaux en métallurgie. La production de granules de carbure de tungstène par impact de gouttes sur un cylindre en rotation (P. BRUNET réf.7) conduit à un nouveau produit beaucoup plus dur que celui obtenu classiquement par broyage de plaques du même métal. La vitesse de solidification est en effet beaucoup plus élevée. La même technique est utilisée par une société américaine (GTE Products corporation) pour la fabrication de poudres métalliques très fines (de 0,5 à 8  $\mu\text{m}$ ) (ref.44).

Il semble que le phénomène d'impact conduit à de meilleurs rendements thermiques. Ce phénomène a été quantifié grâce à des impacts de jets de gaz (ref.37). Ce serait un avantage supplémentaire pour ce procédé comparativement aux autres techniques de coulée directe.

L'étude du comportement de l'impact de la lame dans le procédé décrit précédemment fait l'objet de cette thèse. Ce mémoire est divisé en deux parties principales.

La première comprend une étude hydraulique de l'impact d'une lame liquide sur la tranche d'une roue en rotation. Après une étude de similitude (§ I-1.1) et la description de l'installation expérimentale (§ I-1.2), nous décrivons les principaux aspects du pied du jet en fonction de divers paramètres (§ I-1.3). Afin d'expliquer nos observations, nous présentons ensuite une étude bidimensionnelle de l'impact, en fluide parfait (§ I-2.1) puis en fluide visqueux pour étudier l'influence de la rotation de la roue (§ I-2.2). Le paragraphe suivant montre l'importance des effets de gravité aux faibles vitesses de rotation (§ I-2.3). Cette étude hydraulique se conclue par une approche tridimensionnelle du pied de jet incluant les effets de bords et les instabilités de type "lubrification" se développant à l'arrière ou à l'avant de l'impact (§ I-3).

La deuxième partie de ce mémoire est une étude des effets thermiques et de la solidification sur l'impact. Elle est essentiellement expérimentale. Après la présentation de l'installation fonctionnant avec de l'étain liquide (§ II-2), nous comparons l'impact avec solidification et les impacts de lames d'eau (§ II-3.1). Puis nous étudions les phénomènes thermiques influant sur la longueur de solidification (§ II-3.2 et § II-3.3). Dans notre procédé, les problèmes de collage du ruban sur la roue se révèlent importants. C'est l'objet du paragraphe (§ II-3.4). La qualité du ruban obtenu est comparé en fonction des divers paramètres agissant sur l'état du substrat (§ II-4). Nous concluons cette étude par une extrapolation de nos résultats à l'acier (§ II-5).

# PARTIE I



## I - IMPACT : ASPECTS HYDRAULIQUES

La qualité de l'impact de la lame liquide sur la roue détermine celle du produit final. Pour obtenir un ruban de rugosité acceptable pour un laminage ultérieur, une condition nécessaire est un impact stable. Il faut recenser les divers paramètres influençant la stabilité du pied du jet et en définir la conjugaison optimale conduisant à la forme du pied de jet la plus stable. Nous allons tout d'abord nous intéresser à l'aspect hydrodynamique des phénomènes. Cette étude est essentiellement expérimentale.

Nous nous attachons tout d'abord à définir les éléments de similitude (§ I-1.1) d'un tel écoulement. Puis nous décrivons l'installation expérimentale (§ I-1.2) et les phénomènes observés (§ I-1.3). Suivent quelques développements théoriques sur un modèle bidimensionnel simple (§ I-2), incluant un modèle d'écoulement de fluide parfait (§ I-2.1), un modèle d'écoulement visqueux avec une couche limite (§ I-2.2), un modèle avec les effets de la gravité (§ I-2.3). Ce chapitre se termine sur les aspects tridimensionnels du phénomène étudié (§ I-3) avec une étude des effets de bords (§ I-3.1), une étude de stabilité s'attachant aux phénomènes dits de "lubrification" (§ I-3.2) ou aux phénomènes dus à la rotation de la roue (§ I-3.3).

### 1 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### 1.1 - Similitude

Nous souhaitons appliquer la technique présentée dans l'introduction, impact d'une lame liquide sur une roue ou "melt spinning", à la fabrication de tôles d'acier. Nous étudions tout d'abord les phénomènes liés à un tel écoulement de façon expérimentale. Le fluide choisi est l'eau car il est bon marché, transparent, et permet donc une visualisation facile de l'écoulement. Afin de pouvoir extrapoler nos observations à une coulée de métal liquide, il faut définir les paramètres de similitude de cet écoulement .

##### 1.1.A - Définitions des paramètres

Il y a similitude complète entre deux écoulements s'il y a similitude des conditions aux limites, si les trajectoires des particules fluides sont géométriquement semblables et si en deux points homologues, les vitesses sont dans un rapport constant indépendant des deux points considérés. Ainsi, les écoulements peuvent être déduits l'un de l'autre par simple changement d'échelle des longueurs et des vitesses. Les forces qui agissent sur deux éléments fluides homologues sont alors dans un rapport constant.

On définit les nombres sans dimension suivants :

\* Le nombre de Reynolds  $Re$  qui représente le rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité.

\* Le nombre de Froude  $Fr$  qui représente le rapport des forces d'inertie aux forces de pesanteur.

Si les nombres de Reynolds et de Froude sont égaux deux à deux pour deux écoulements, il y a similitude entre les deux écoulements de fluides incompressibles, visqueux en présence de pesanteur.

\* A ces deux nombres, il faut ajouter un nombre sans dimension tenant compte des conditions aux limites : les écoulements possèdent une surface libre. Le nombre de Weber  $We$  représente le rapport des forces d'inertie aux forces dues à la tension superficielle.



Posons :

- V : Vitesse caractéristique de l'écoulement
- L : Longueur caractéristique de l'écoulement
- $\rho$  : Masse volumique du fluide
- $\nu$  : Viscosité cinématique du fluide
- $\gamma$  : Tension superficielle du fluide
- g : Accélération de la pesanteur

Alors :

$$Re = \frac{VL}{\nu} \quad Fr = \frac{V^2}{gL} \quad We = \frac{\rho V^2 L}{\gamma}$$

1.1.B - Similitude d'un écoulement d'acier et d'un écoulement d'eau :

Nous allons déterminer les rapports d'échelle de vitesse et de longueur entre les deux écoulements fluides suivants : eau et acier liquide.

Les caractéristiques physiques des deux fluides considérés sont les suivantes :

	Eau à 20°	Acier liquide
$\rho$ en kg/m <sup>3</sup>	1000	6950
$\nu$ en m <sup>2</sup> /s	10 <sup>-6</sup>	9,35 x 10 <sup>-7</sup>
$\gamma$ en N/m	0,0725	1,4

Lorsque les rapports de forces caractéristiques dans les deux écoulements sont identiques, c'est-à-dire que:

$$\frac{Re_{acier}}{Re_{eau}} = \frac{Fr_{acier}}{Fr_{eau}} = 1$$

il y a similitude entre les écoulements d'acier et d'eau. Les vitesses et longueurs sont alors dans les rapports suivants:

$$V_{acier} = 0,98 V_{eau}$$

$$L_{acier} = 0,95 L_{eau}$$

La similitude est dite restreinte car la similitude des efforts à la surface libre de l'écoulement n'est pas respectée. En effet :

$$\frac{We_{acier}}{We_{eau}} = 0,33$$

Nous pouvons vérifier que, dans la partie bidimensionnelle de la lame, la tension superficielle n'a pas d'effet sur les longueurs caractéristiques de l'impact en ajoutant dans l'eau un agent mouillant utilisé en photographie. Ainsi nous faisons varier la tension superficielle de l'eau en l'abaissant de 0,0725 à 0,04 N/m. Nous observons alors un affinement des structures mais les longueurs caractéristiques sont pratiquement inchangées (voir § 1.3.F). Dans le cas de l'acier, la tension superficielle est vingt fois plus grande que celle de l'eau. Elle aura donc un effet plutôt stabilisant.

La similitude retenue est donc une similitude  $Re - Fr$ . Dans ce cas, les échelles de longueur et de vitesse sont identiques pour un écoulement d'eau et un écoulement d'acier liquide.

Les forces déterminantes s'exerçant sur la lame incidente sont la gravité et les forces de tension superficielle. Ainsi, pour tous les phénomènes où les déformations de la lame interviennent, en particulier les phénomènes de bord (§ I-3.1), la similitude à prendre en compte est la similitude  $Fr-We$  c'est-à-dire:

$$\frac{We_{acier}}{We_{eau}} = \frac{Fr_{acier}}{Fr_{eau}} = 1$$

Les vitesses et longueurs sont alors dans les rapports suivants:

$$U_{acier} = 0,48 U_{eau}$$

$$e_{acier} = 0,23 e_{eau}$$

## 1.2 - Installation expérimentale

Nous allons décrire l'installation expérimentale qui nous a permis d'étudier l'impact de lames d'eau sur la tranche d'eau d'une roue en rotation. Après avoir cité les différents paramètres du phénomène, nous évoquons les moyens de mesures mis à notre disposition.

### 1.2.A - Description de l'installation

La photo n°1 montre l'ensemble de cette installation, schématisée sur la figure n°3.

Le circuit hydraulique de cette installation est un circuit d'eau ouvert. Ce dispositif limite donc les essais faisant varier les paramètres physiques du fluide. Il n'est pas possible avec l'installation actuelle de travailler avec des fluides plus coûteux (type huile...) qui nécessitent un circuit fermé. Ainsi aucune caractéristique physique du fluide comme la viscosité ou la masse volumique n'a été modifiée au cours des essais.

L'eau pénètre dans une cuve à niveau constant située au-dessus de la busette. La bonne stabilité de la surface libre de l'eau est assurée par deux grillages et un déversoir concentrique. La busette est un convergent dont nous pouvons choisir la géométrie. Un nid d'abeille est placé à l'entrée du convergent afin d'améliorer la qualité de la lame liquide et de créer une perte de charge diminuant la vitesse. Un racleur en téflon ou en caoutchouc permet d'éliminer le film d'eau qui subsiste par tension interfaciale sur la roue en amont de l'impact du jet.

#### *a/ La roue*

Les résultats d'une première étude (ref.24) ont été obtenus sur une installation avec une roue en inox de 0,291 m de diamètre, de 0,069 m de large (32 kg). Les études ultérieures ont été réalisées sur une roue en plexiglass de 0,299 m de diamètre et de 0,16 m de large (5 kg). Elle a trois avantages sur la précédente :

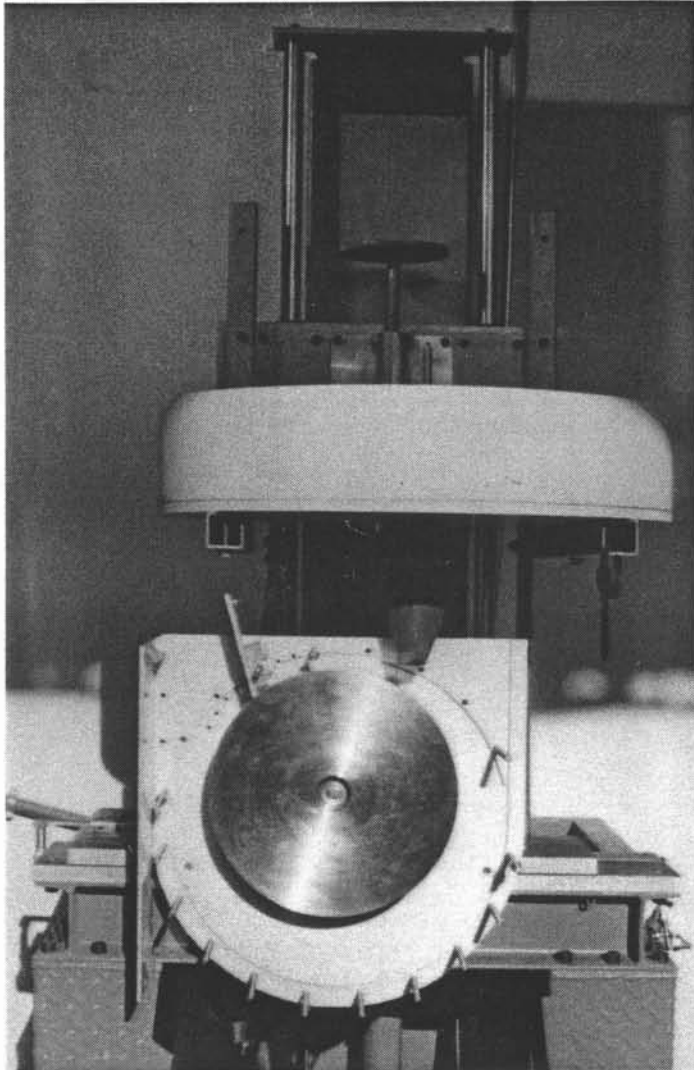


Photo n°1:  
Installation expérimentale  
avec roue en acier

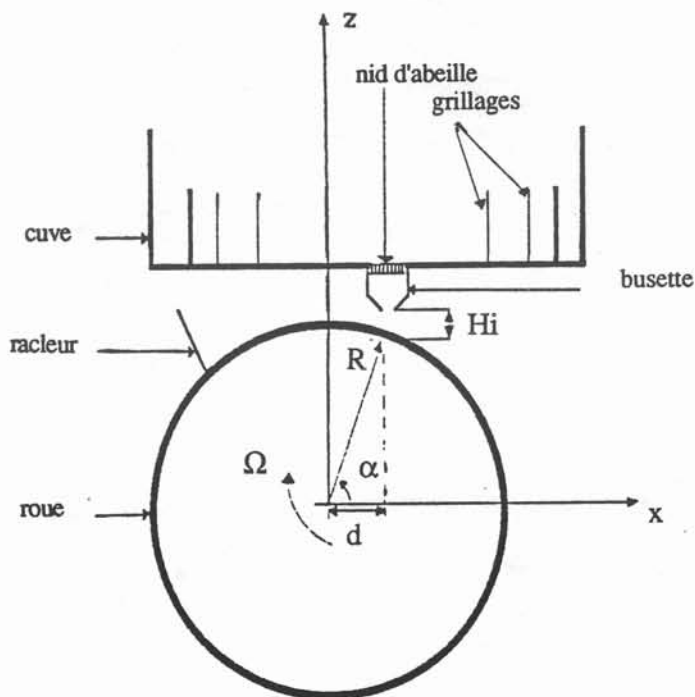


Fig.n°3: Schéma de  
l'installation expérimentale

- étant plus légère, l'arbre moteur sur lequel elle est montée directement comme la précédente, est soulagé et les risques de vibrations atténués. Les valeurs caractéristiques des vibrations ont été mesurées pour la roue en inox lors de son équilibrage. Le spectre des amplitudes des vibrations comporte un pic à la fréquence correspondant à la vitesse de rotation. Pour des vitesses de rotation de l'ordre de 3000 tr/mn, un deuxième pic apparaît à la fréquence double. L'amplitude maximale des vibrations, obtenue pour une vitesse de rotation de 2306 tr/mn, est de 5  $\mu\text{m}$ .

- Le deuxième avantage de la roue en plexiglass sur la roue en inox est sa plus grande largeur. Les lames d'eau utilisées sont alors plus larges : 9 cm au lieu de 4 cm. Le caractère bidimensionnel de ces dernières est accentué. Les résultats sont plus significatifs pour une extrapolation industrielle à des lames de 1 m de large.

- La roue est évidée et c'est là son plus grand intérêt. Il est ainsi possible d'observer l'impact par en dessous à travers la couronne de plexiglass régulièrement polie.

### *b/ Busettes*

Nous appelons busettes, les convergents qui permettent de créer les lames liquides qui viendront frapper la roue. Nous avons utilisé deux formes distinctes de convergents.

La première a été proposée par DE FRAMOND dans sa thèse (ref.12). Elle permet de passer d'une section circulaire (nid d'abeille) à une section carrée (39,2 x 39,2 mm<sup>2</sup>). On converge ensuite de cette section à la section de sortie de la busette. La section de sortie est rectangulaire et permet d'obtenir une lame d'épaisseur mince et d'environ 38 mm de large. Les convergents (fig. n°4) sont en résine moulée sur une matrice de forme précise qui permet de choisir l'épaisseur de la section de sortie en coupant la busette à une certaine dimension. L'inconvénient est d'avoir deux convergents non homothétiques quand on change l'épaisseur de la lame. Sur une des faces de la matrice, on converge très peu, l'angle est juste suffisant pour faciliter le démoulage. Sur l'autre face, la courbe du convergent est définie de façon précise : les grands angles de contraction au début des convergents favorisent la stabilisation des jets. Ce convergent est de type parabolique avec une tangente en sortie de 10°.

Les essais ont été effectués avec trois convergents qui se distinguent par l'épaisseur de la lame liquide qu'ils produisent :

#### . Convergent n° 1

La section de sortie vaut 38,3 x 1,9 mm<sup>2</sup>.  
La vitesse débitante est de 1,85 m/s.

#### . Convergent n° 2

Il est fabriqué avec la même matrice que le premier, mais est coupé plus court.

La section de sortie vaut 38,65 x 6,5 mm<sup>2</sup>.  
La vitesse débitante est de 2 m/s.

#### . Convergent n° 3

La section de sortie vaut 38,4 x 3 mm<sup>2</sup>.  
La vitesse débitante est de 2 m/s.

Fig.n°4: Plan des convergents n°1, n°2 , n°3

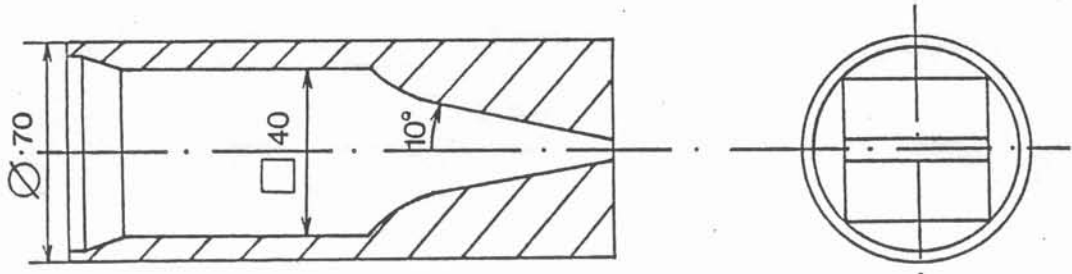
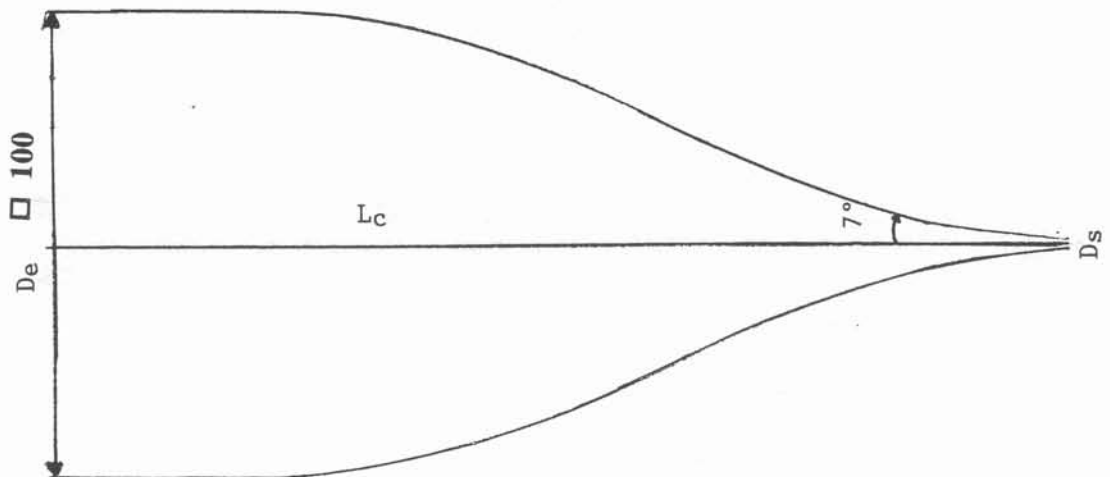


Fig.n°5: Plan du convergent n°4



#### . Convergent n°4

Cette busette est deux fois plus large que les précédentes (largeur 91,9 mm). Il a fallu reprendre l'étude du convergent : en effet, celui-ci étant plus large, il devait être également plus long. La forme proposée précédemment exige une longue section de grande surface en amont du convergent, ce qui, pour une busette de grande taille, conduit à une longueur très importante. La lame sortant d'un tel convergent, aura une très grande vitesse compte-tenu de la hauteur de chute. La forme précédente ne peut donc pas convenir pour nos essais. HUSSAIN (ref.22) a comparé plusieurs formes de convergents et leur effet sur l'atténuation de la turbulence de l'écoulement. La forme "contour cubique" que nous avons retenue, (fig. n°5), donne l'épaisseur de couche limite la plus faible en sortie et ne nécessite pas de longue section uniforme en amont. La section d'entrée est carrée 100 x 100 mm<sup>2</sup>. La longueur du convergent est de 217 mm. L'équation du contour D s'exprime de la façon suivante:

$D_e$  : épaisseur du convergent à l'entrée

$D_s$  : épaisseur du convergent en sortie

$L_c$  : longueur du convergent

$$D = D_e - 3 (D_e - D_s) \left(\frac{x}{L_c}\right)^2 + 2 (D_e - D_s) \left(\frac{x}{L_c}\right)^3$$

La section de sortie est rectangulaire : 91,9 x 2 mm<sup>2</sup>.  
La vitesse débitante vaut 2,6 m/s.

#### 1.2.B - Paramètres variables

Ces paramètres sont indiqués sur le schéma de l'installation expérimentale (fig. n°3).

##### *a/ Vitesse de rotation de la roue Vr*

La vitesse de rotation de la roue varie de 200 à 3000 t/mn. Ceci correspond à une plage de variation de la vitesse linéaire à la périphérie de la roue de 3 à 45 m/s. Nous rappelons que la vitesse débitante des tôles en coulée directe est égale à la vitesse linéaire sur la périphérie de la roue.

Les vitesses de rotation de la roue sont donc compatibles avec le but recherché. En effet, cette nouvelle technique de coulée doit au moins respecter les cadences de production actuelles. On peut citer par exemple les chiffres suivants (ref.45) : production de brames de 150 x 600 mm à des vitesses de 1,2 à 4 m/mn. Ce qui correspond pour une tôle de 2 x 600 mm à une vitesse de production de 90 à 300 m/mn (ou 1,5 à 5 m/s).

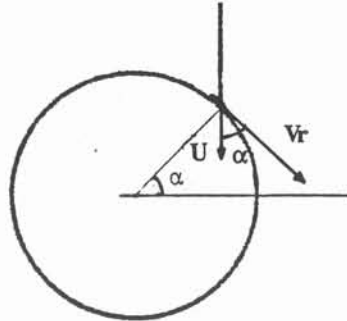
##### *b/ Angle d'impact $\alpha$*

Le bloc moteur et la roue sont fixés sur un châssis mobile, qui permet de modifier la distance  $d$  et par conséquent l'angle d'impact  $\alpha$  (voir fig.n°3 et fig.n°6). Cet angle correspond à l'angle formé par la vitesse initiale de la lame (dans notre installation, cette direction est verticale) et la vitesse tangentielle à la périphérie de la roue. Nous pouvons faire varier cet angle entre 90° et 23°. Toutefois, nous nous sommes limités à 50° comme valeur maximale car pour des valeurs supérieures de  $\alpha$ , une partie de l'eau s'écoule du côté du racleur et perturbe l'aspect de l'impact.

Le temps nécessaire à la solidification du ruban métallique sur la roue impose un minimum de l'angle  $\alpha$ . Nous nous sommes limités à 20° car les prises de vues pour des

angles d'impact plus petits sont plus difficiles du fait de la présence d'un carter. L'aspect de l'impact n'est pas fondamentalement modifié pour des angles compris entre 10 et 20°.

Fig. n°6: Définition de l'angle d'impact



*c/ Hauteur d'impact Hi*

La hauteur d'impact  $H_i$  est définie par la distance entre la sortie de la busette et le point d'impact du centre de la lame sur la roue. La plage de variation est réduite (quelques centimètres) mais suffisante pour nos essais. En effet, cette hauteur est limitée pour sa valeur minimale par l'amplitude du bouillonnement dans le pied. Dans tous nos essais, la hauteur d'impact est telle que la busette n'interagit pas avec le pied du jet. Dans le cas contraire, technique type "planar flow casting", la forme du pied du jet est assujettie à celle de la busette. La limite supérieure de la hauteur d'impact est liée aux effets de la tension superficielle sur les bords de la lame. La lame se resserre sous l'action de la tension superficielle et se déforme. Elle tend à se transformer en un jet rond ou à tourner d'un quart de tour ( fig. n° 7). Les bourrelets situés sur les bords de la lame ont tendance à se rejoindre. Cette longueur d'inversion s'observe pour des hauteurs de 15 cm environ dans le cas d'une lame d'eau de 4 cm de large et de 2 mm d'épaisseur. LIEBERMAN (ref.26) donne la formule suivante pour chiffrer cette longueur (hypothèse de liquide non visqueux) :

$$L = \left( \frac{\pi e \rho}{6 \gamma} \right)^{1/2} \frac{\text{lar}}{2} U$$

Fig.n°7: Lame liquide en chute libre

- U : vitesse de la lame
- e : épaisseur de la lame
- lar : largeur de la lame
- $\rho$  : masse volumique du fluide
- $\gamma$  : tension superficielle du fluide



Les autres caractéristiques des essais sont :

*d/ l'épaisseur  $e$  de la lame incidente*

Elle est fixée par la forme de la busette (voir § 1.2.A). Nous l'avons choisie de l'ordre de 2 à 3 mm. Ceci correspond au débit matière souhaité par les sidérurgistes.

*e/ La vitesse incidente  $U$  de la lame incidente*

Elle est fixée par la hauteur de la surface libre du réservoir supérieur par rapport au point d'impact. L'ordre de grandeur de cette vitesse est de 2 m/s (voir § 1.2.A). Il est difficile de fabriquer industriellement des lames de vitesse incidente plus faible. La hauteur de chute correspondante est de 0,3 m et les infrastructures environnantes dans une installation industrielle peuvent difficilement prendre moins de place.

*f/ La tension superficielle  $\gamma$*

La tension superficielle de l'eau peut être facilement modifiée par adjonction d'un agent mouillant. Elle varie ainsi de 0,0725 N/m à 0,042 N/m.

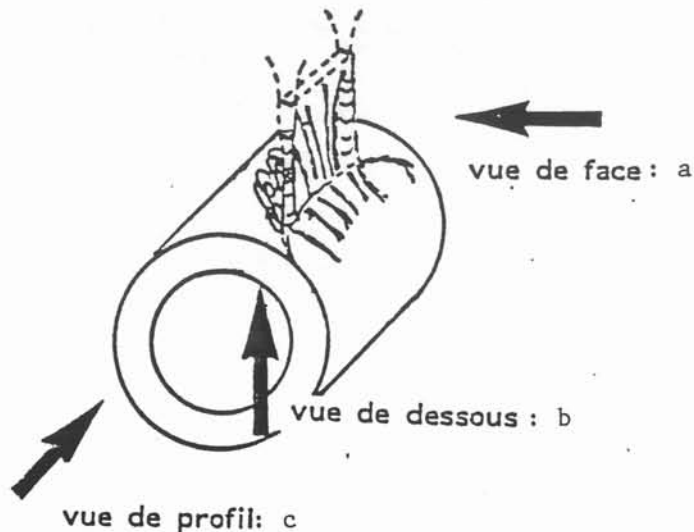
### 1.2.C - Moyens de mesure

Tous les moyens de mesure disponibles pour cette installation expérimentale s'apparentent aux techniques dites de visualisation.

\* Le tracé des lignes de courant, la mise en évidence de zones turbulentes dans l'écoulement sont réalisés par l'injection de colorants (encre de chine diluée) au moyen de tubes très fins débouchant juste en sortie de busette. Nous créons ainsi un filet coloré qui permet de visualiser les lignes de courant de l'écoulement.

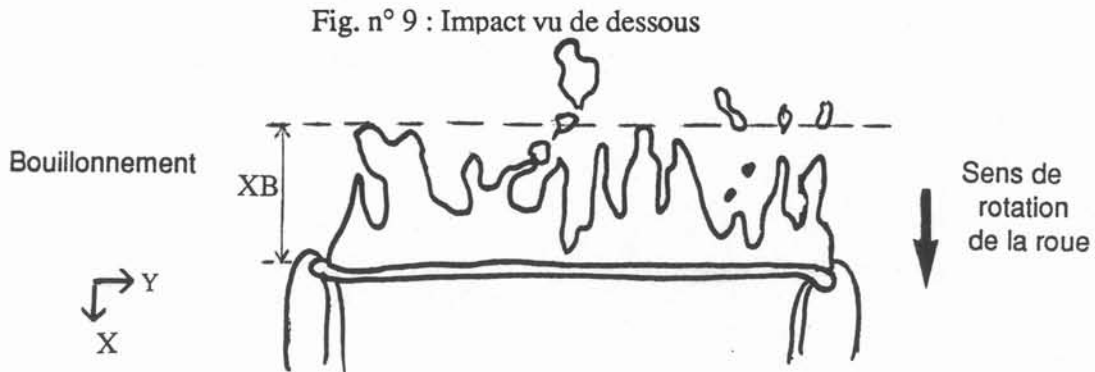
\* Les formes du carter de protection et de la roue en plexiglass permettent trois directions d'observation de l'impact de la lame (voir fig. n° 8). La vue (a) constitue la vue de profil, la vue (c), la vue de face. La troisième direction d'observation est la vue de dessous (b), obtenue grâce à un miroir placé à 45° par rapport à l'axe de la roue en plexiglass. Il est possible de prendre des photos de l'impact suivant ces trois directions. Les photos sont réalisées au 1/1000 s pour figer les phénomènes. Des prises de vue avec une caméra au 1/2000 s ont montré qu'une vitesse d'acquisition plus rapide n'apportait pas de renseignements complémentaires.

Fig n° 8: Directions de prises de vue



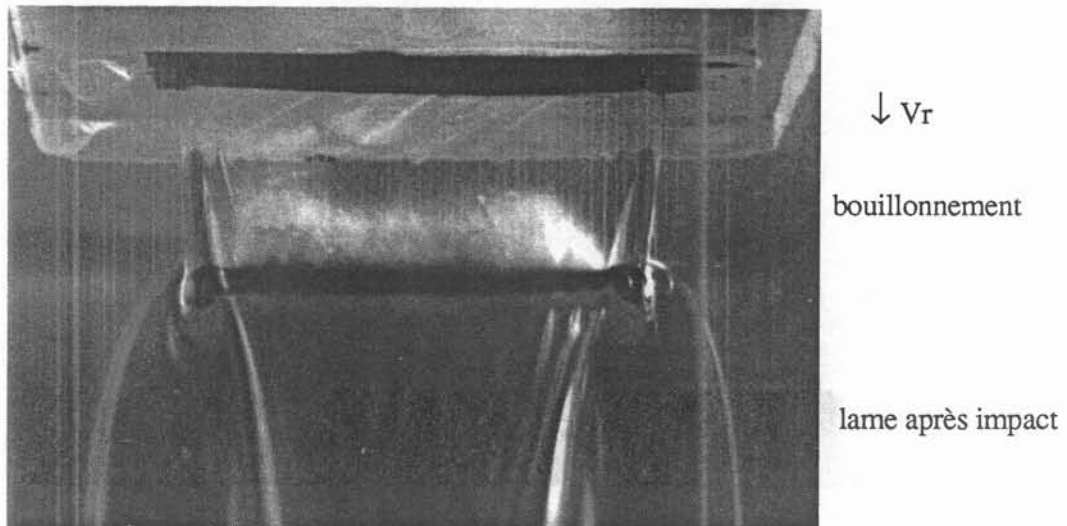


Les seules mesures quantitatives sont réalisées sur les vues de dessous schématisées ci-dessous :



La longueur maximale de remontée  $XB$  est une longueur caractéristique du bouillonnement (partie déviée vers l'arrière à l'impact, voir § I-1.3). En effet, des photos avec des temps de pose supérieurs ( $\approx 1$  s) montrent que la longueur de remontée n'est pas dépassée (voir photo n°2), bien que les structures dans le bouillonnement se déplacent suivant la largeur (axe Y du schéma ci-dessus) au cours du temps.

Photo n°2: Impact vu de dessous- temps de pose 1s



\* Le troisième moyen d'exploitation est un enregistrement vidéo (25 images/seconde) de l'impact. La caméra est une caméra CCD. Son avantage par rapport à une caméra classique à balayage est l'impression globale de l'image au même instant. La source lumineuse utilisée est un stroboscope fonctionnant à 24 Hz (durée de l'éclair  $130 \mu s$ ). En fermant suffisamment le diaphragme de l'objectif, l'image n'est impressionnée que pendant la durée de l'éclair. Nous obtenons ainsi une suite de clichés de  $130 \mu s$  espacés de 0,04 s. Les images de l'impact apparaissent nettes. Cette technique permet de s'affranchir d'une synchronisation entre le stroboscope et la caméra vidéo. En fonctionnant à 24 Hz, nous sommes sûrs qu'il n'y a pas plus d'un éclair pendant l'acquisition de l'image sinon celle-ci apparaît noire.

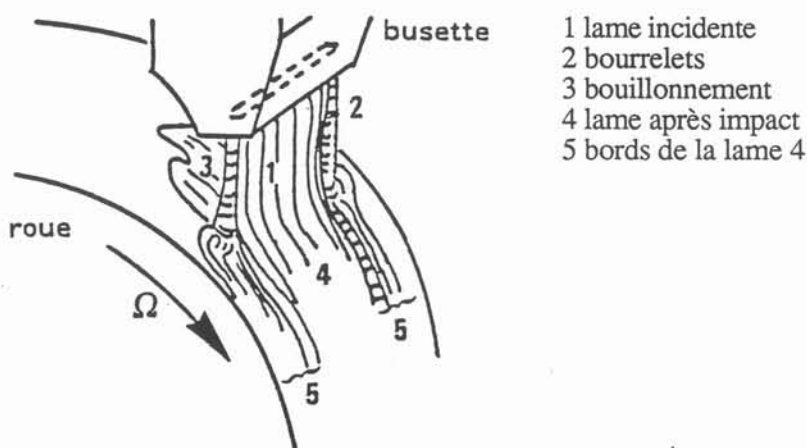
### 1.3 - Observations

Nous allons dans ce paragraphe décrire l'aspect de l'impact et montrer l'influence des divers paramètres rapportés au § 1.2.B.

#### 1.3.A - Définitions

L'impact d'une lame d'eau sur la tranche d'une roue en rotation se présente de la façon suivante :

Fig. n° 10: Impact d'une lame liquide sur une roue en rotation



La lame incidente est formée de la partie centrale 1, bidimensionnelle, et de la partie 2, constituée par des bourrelets qui se forment sous l'action de la tension superficielle sur les bords de la lame. Après l'impact, celle-ci se divise en deux parties : une partie déviée vers le haut que nous appellerons bouillonnement 3, et une partie déviée vers le bas constituée de la partie 4, bidimensionnelle, et de la partie 5, constituée par l'impact des bourrelets 2 et du débordement du bouillonnement 3 aux basses vitesses de rotation.

L'aspect de l'impact est surtout caractérisé par la forme du bouillonnement 3. La stabilité du pied de jet est donc essentiellement fonction de celle du bouillonnement qui est affectée par la vitesse de rotation et l'angle d'impact.

#### 1.3.B - Variation en fonction de la vitesse de rotation et de l'angle d'impact

Les résultats suivants sont observés avec les quatre types de lames incidentes dont nous disposons. Dans tous les cas, le bouillonnement produit lors de l'impact de la lame d'eau sur la roue en rotation, change de forme quand la vitesse de rotation de la roue augmente. Il présente cinq aspects différents pour les grands angles d'impact et seulement deux pour les petits angles.

Nous avons séparé les différents types d'impact de la façon suivante :

- ZONE I : le bouillonnement est volumineux, agité de battements réguliers, il présente des structures assez régulières ainsi que des bulles d'air. Il déborde périodiquement sur les bords et sous l'impact (photos n°3a, 3b, 3c).

- ZONE I : le bouillonnement est moins volumineux. Les structures s'affinent. Il continue de présenter des battements réguliers. Des gouttelettes s'échappent du bout du bouillonnement (photos n°4a,4b,4c).

- ZONE II : Le bouillonnement est complètement aplati sur la roue. Il est divisé en flammèches régulières d'où s'échappent quelquefois des gouttelettes très fines. L'impact apparaît très stable. La position des flammèches évolue au cours du temps (photos n°5a, 5b,5c). Les gouttes que l'on observe sur la photo n°5a, sont issues de jets s'échappant des bords de la lame et non de la partie bidimensionnelle de la lame très stable (cf §I-3.1).

-ZONE III : Des gouttelettes s'échappent en très grand nombre du bouillonnement qui donne ainsi l'impression de se soulever et de se détacher de la roue (photos n°6a,6b,6c).

- ZONE IV: Le bouillonnement apparaît plaqué verticalement contre la lame incidente. Il la perturbe beaucoup (photos n°7a,7b,7c).

Aux faibles angles d'impact, nous ne distinguons plus que deux zones : la zone I et la zone IV. L'amplitude du bouillonnement, c'est-à-dire la longueur de remontée de l'eau sur la roue, diminue avec l'angle d'impact. Le bouillonnement, moins volumineux, apparaît stable.

Il est donc possible de tracer sur un graphe (vitesse de rotation  $V_r$ , angle d'impact  $\alpha$ ) les courbes délimitant les différentes zones décrites ci-dessus (fig.n°11 a,b,c,d). Nous l'avons fait pour les quatre lames incidentes dont les caractéristiques sont rappelées dans le tableau ci-dessous:

épaisseur e en mm	1,9	2	3	6,5
largeur en mm	38,3	91,9	38,4	38,65
vitesse de la lame incidente en m/s	1,85	2,6	2	2

Les limites des zones sont à considérer de façon indicative. En effet, l'évolution des phénomènes est continue lors de l'augmentation de la vitesse de rotation et le moment exact des transitions difficile à déterminer. On constate que pour des lames incidentes différentes, les vitesses de transitions sont différentes et le décalage entre les courbes plus ou moins important.

Dans les zones III et IV (parfois dans la zone II), des traces blanches coupent la marque de l'impact comme sur la photo n°8. Ces traces démarrent toujours dans le creux d'une flammèche, surtout quand celui-ci est près de la trace de l'impact. Il est possible que ces traces matérialisent un entraînement d'air sous l'impact .

Enfin, la roue, en tournant, entraîne l'air environnant. Il se forme une couche limite d'air qui vient perturber le bouillonnement. La présence d'un coupe-air en amont de l'impact stabilise le bouillonnement (photos n°9a et n°9b). Nous observons alors, quand nous faisons varier la vitesse de rotation, un léger retard des transitions. Les vitesses de transition sont légèrement supérieures mais le décalage est faible (< 10 %). L'effet du coupe-air est sensible après la zone I, donc pour des vitesses de rotation supérieures à 5 m/s et d'autant plus que l'angle d'impact est faible. En effet dans le cas de petits angles d'impact, l'air confiné entre la roue et la lame incidente peut dévier cette dernière et déformer la ligne d'impact ( ref.24). Mais les transitions dans le bouillonnement avec la

Photo n°3a: vue de coté

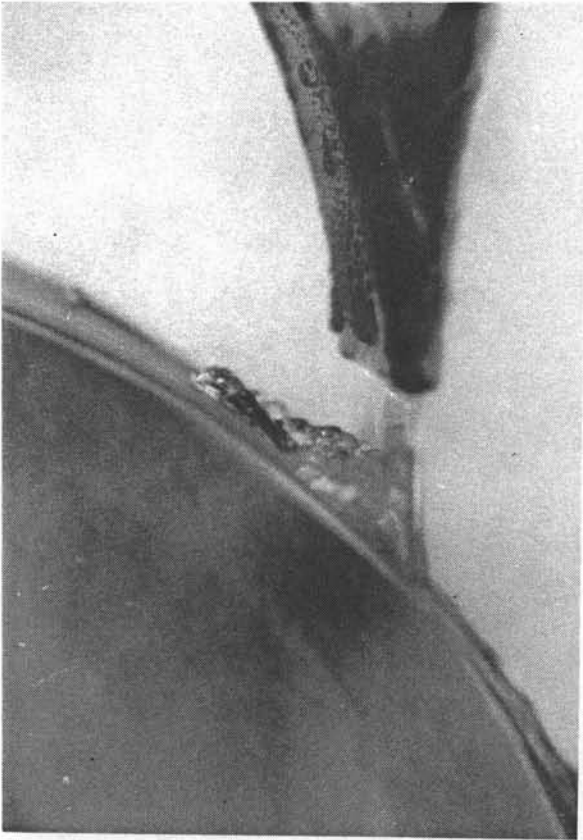
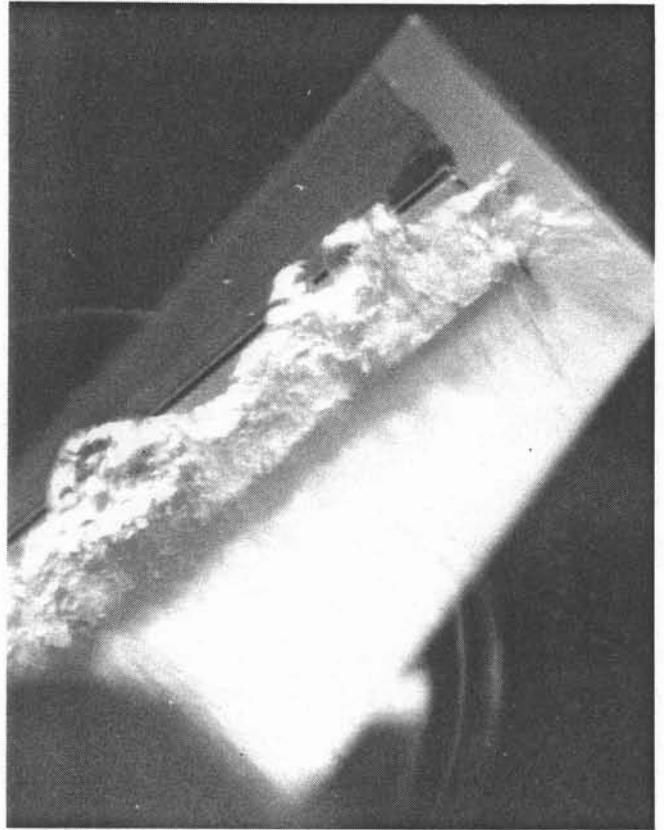


Photo n°3b: vue de dessous



Impact type I

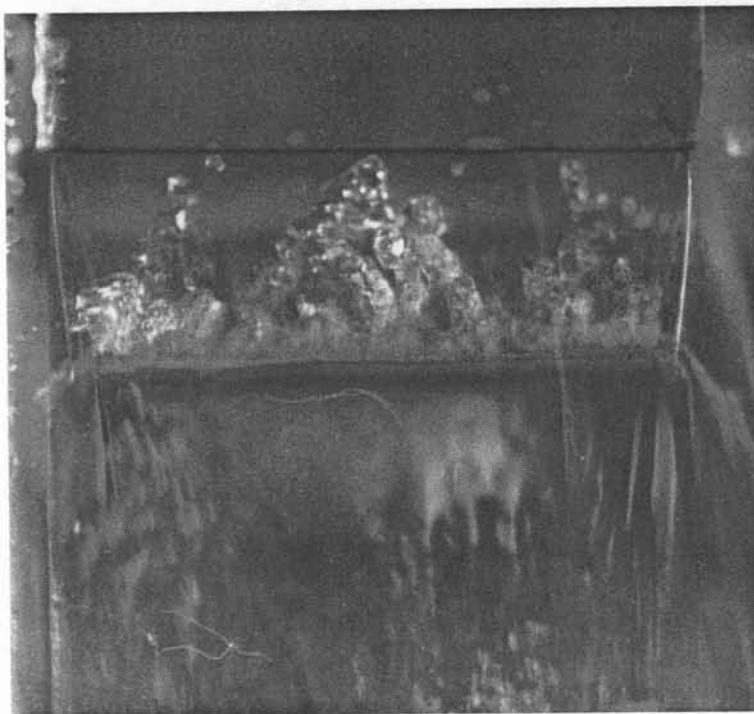
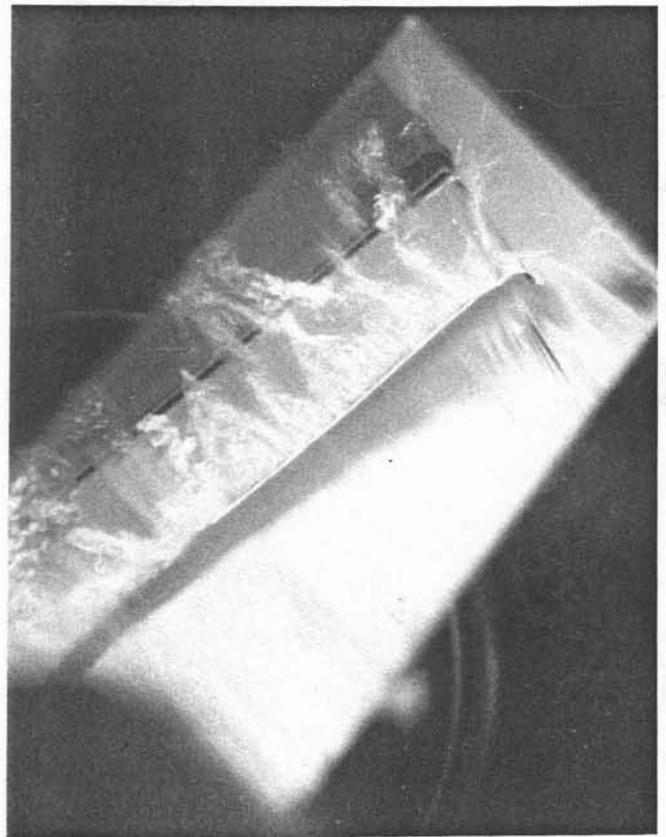
 $e = 2 \text{ mm}$   
 $U = 2,6 \text{ m/s}$   
 $\alpha = 40^\circ$ 
 $V_r = 5,3 \text{ m/s}$ 

Photo n°3c: vue de face

Photo n°4a: vue de coté



Photo n°4b: vue de dessous



Impact type I'

$e = 2 \text{ mm}$   
 $U = 2,6 \text{ m/s}$   
 $\alpha = 40^\circ$

$V_r = 9,1 \text{ m/s}$

Photo n°4c: vue de face

Photo n°5a: vue de coté



Photo n°5b: vue de dessous

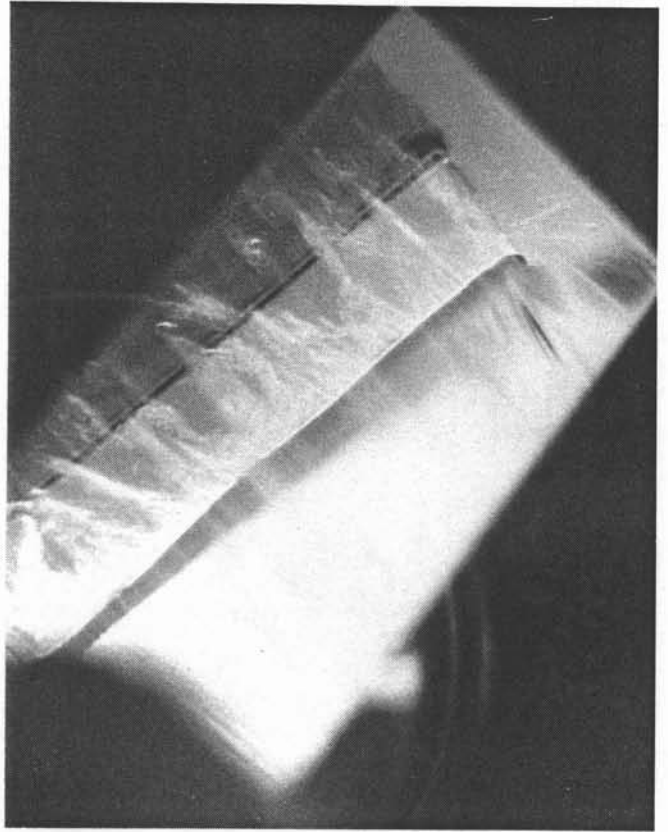


Photo n°5c: vue de face

Impact type II

$e = 2 \text{ mm}$

$U = 2,6 \text{ m/s}$

$\alpha = 40^\circ$

$V_r = 10,7 \text{ m/s}$

Photo n°6a: vue de coté



Photo n°6b: vue de dessous

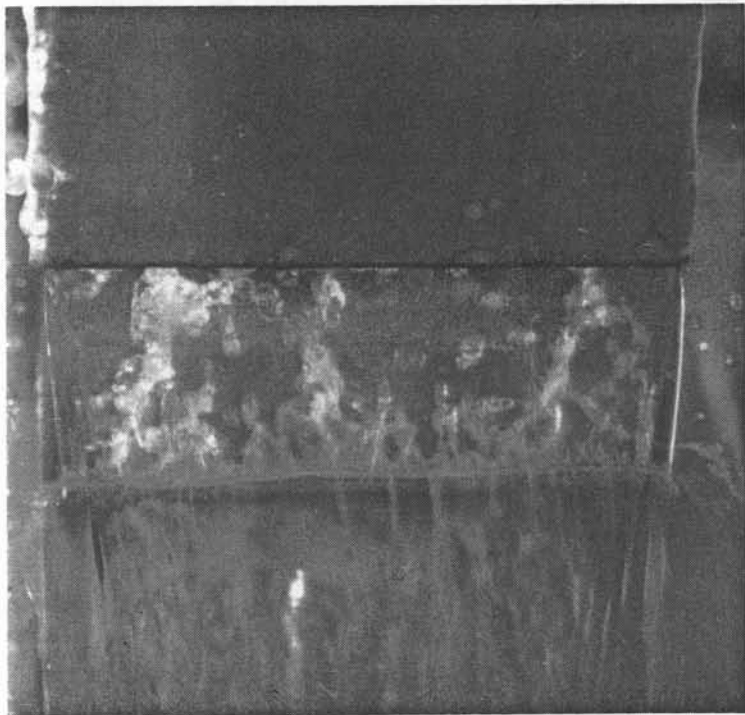
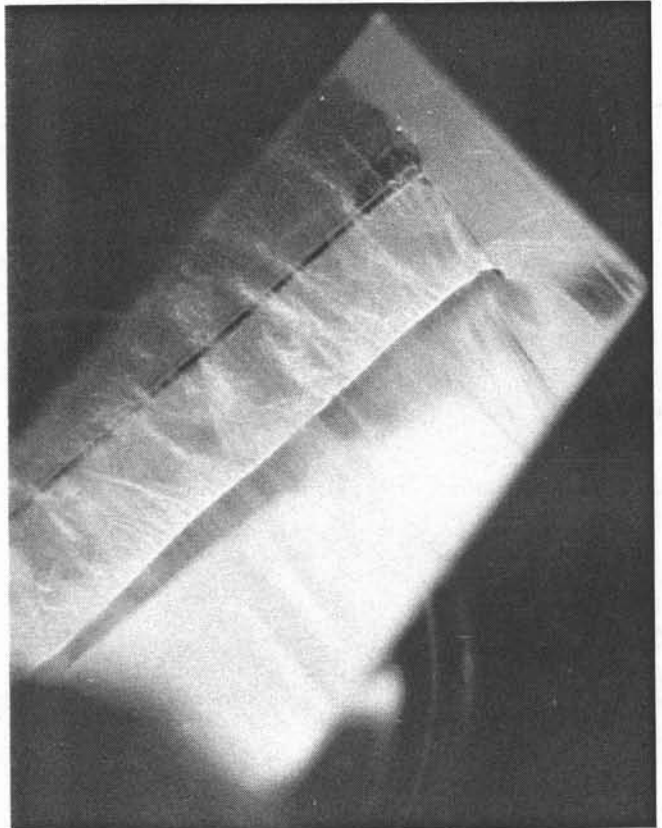


Photo n°6c: vue de face

Impact type III

$e = 2 \text{ mm}$   
 $U = 2,6 \text{ m/s}$   
 $\alpha = 40^\circ$

$V_r = 13,2 \text{ m/s}$

Photo n°7a: vue de coté

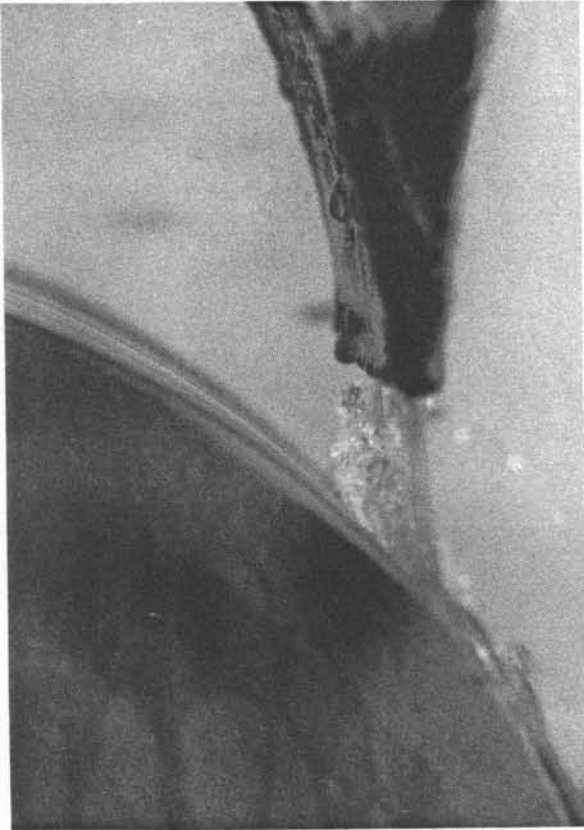
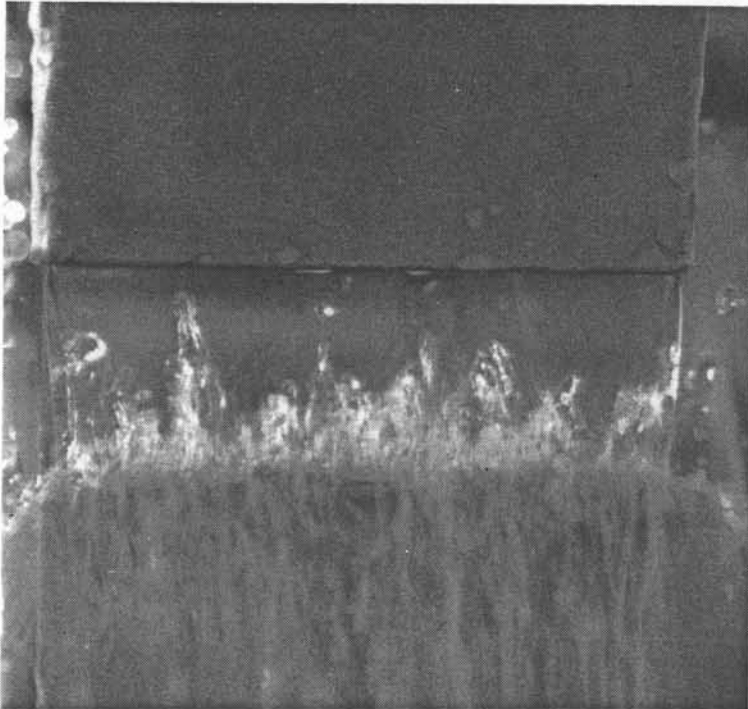
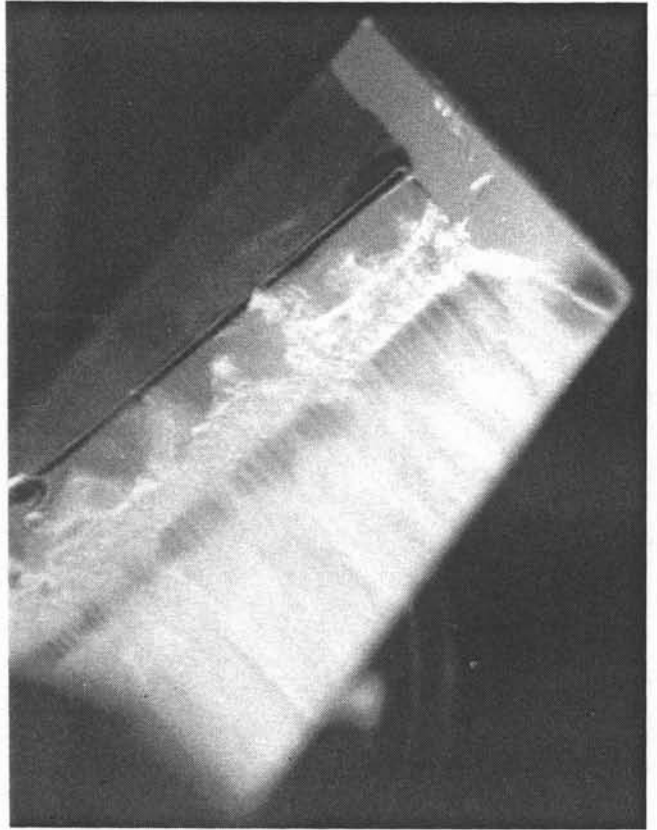


Photo n°7b: vue de dessous



Impact type IV

$e = 2 \text{ mm}$

$U = 2,6 \text{ m/s}$

$\alpha = 40^\circ$

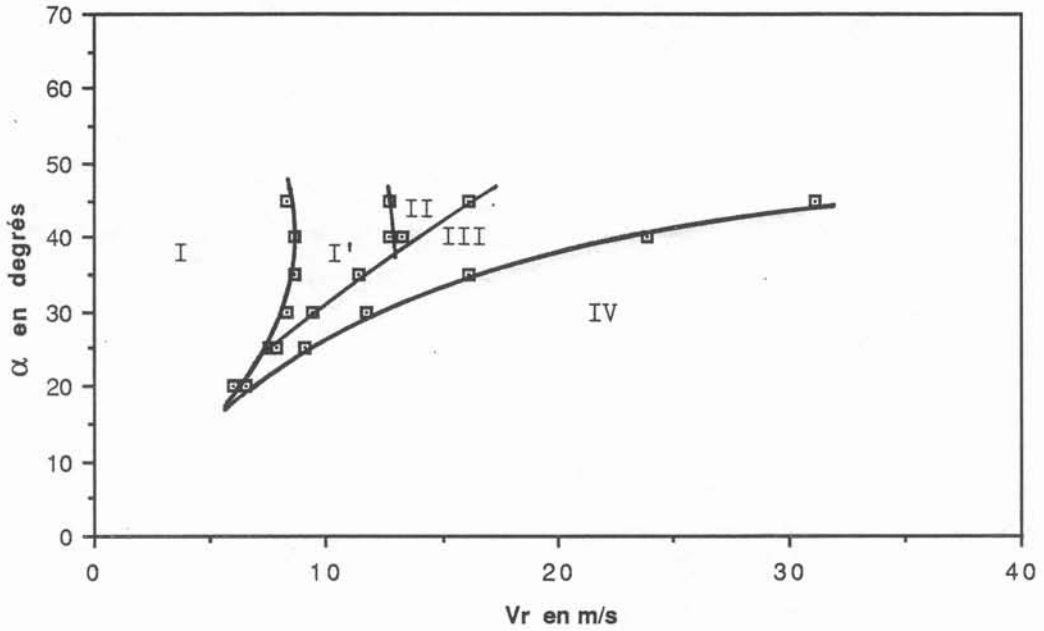
$V_r = 21,6 \text{ m/s}$

Photo n°7c: vue de face



Fig.n°11: Transitions de régimes dans le bouillonnement

11 a: lame incidente  $e = 2 \text{ mm}$  -  $U = 2,6 \text{ m/s}$



11 b: lame incidente  $e = 1,9 \text{ mm}$  -  $U = 1,85 \text{ m/s}$

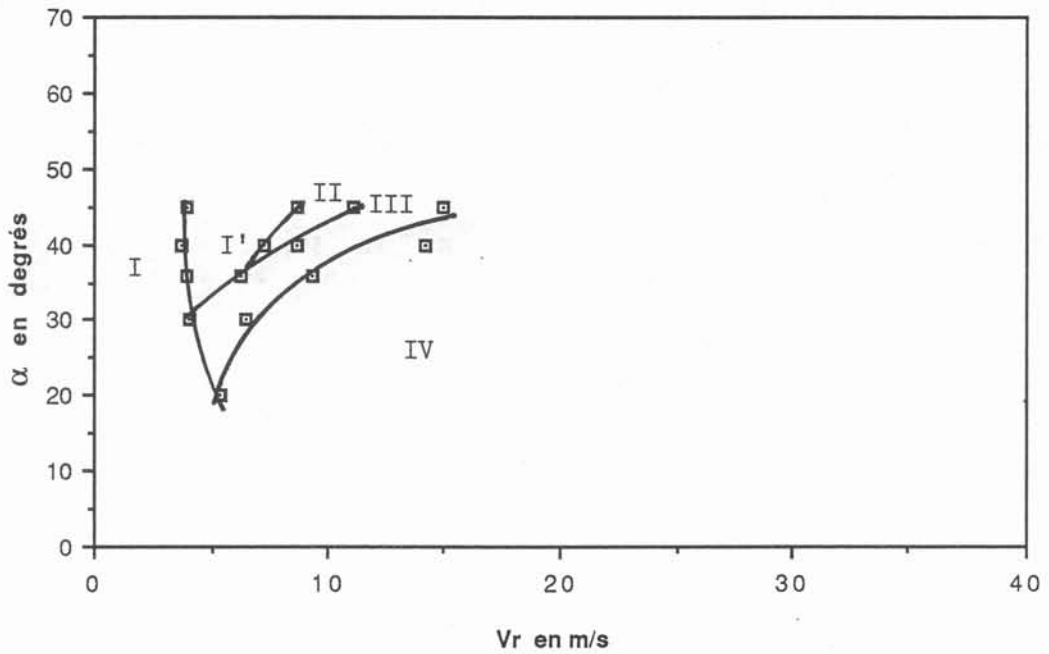
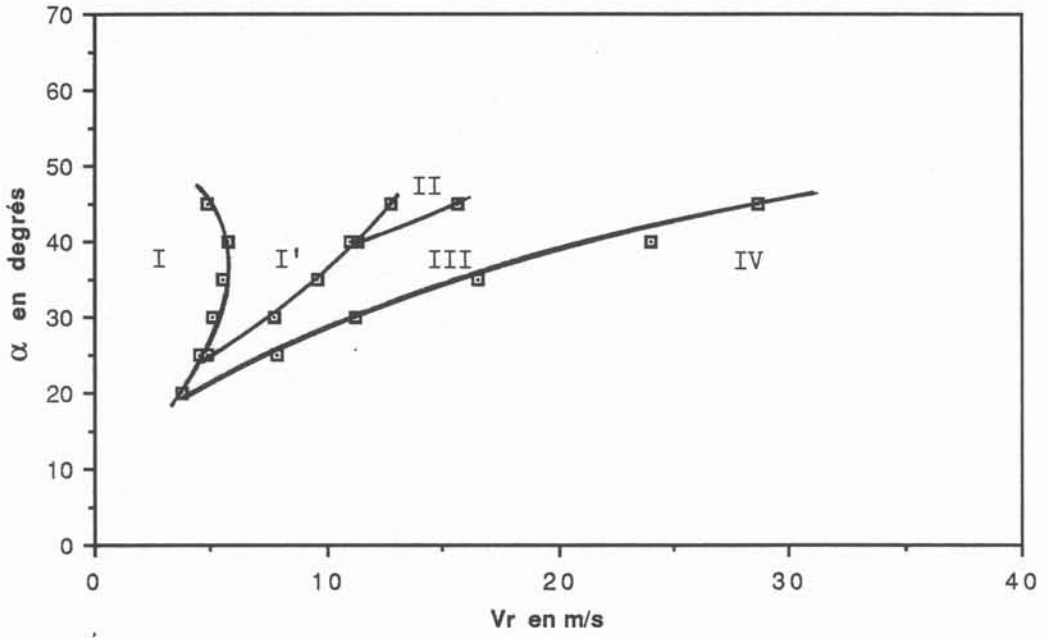
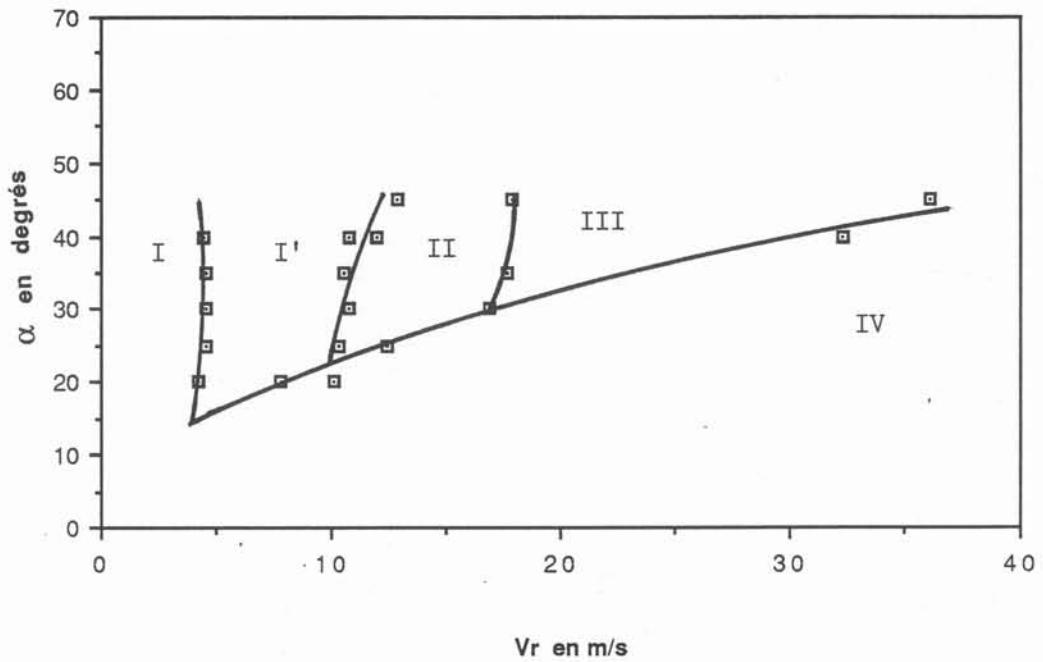


Fig.n°11: Transitions de régimes dans le bouillonnement

11 c: lame incidente  $e= 3 \text{ mm}$  -  $U= 2,04 \text{ m/s}$

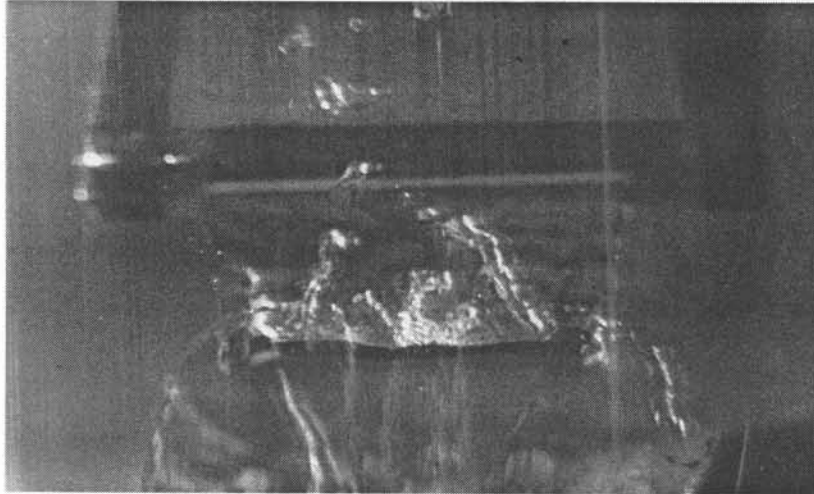


11 d: lame incidente  $e= 6,5 \text{ mm}$  -  $U= 1,9 \text{ m/s}$



variation de vitesse de rotation restent un phénomène intrinsèque à l'impact d'une lame sur la tranche d'une roue en rotation qu'il y ait un coupe-air ou non.

Photo n°8: Traces blanches sous l'impact



Effet du coupe-air

Photo n°9a: sans coupe-air

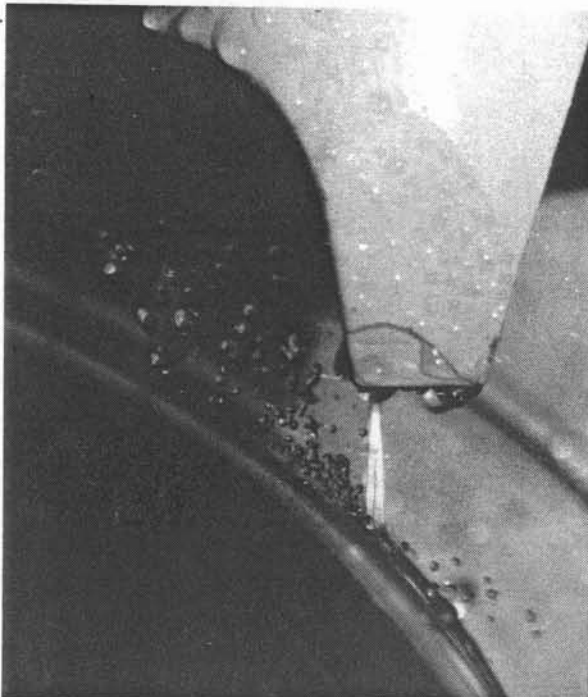
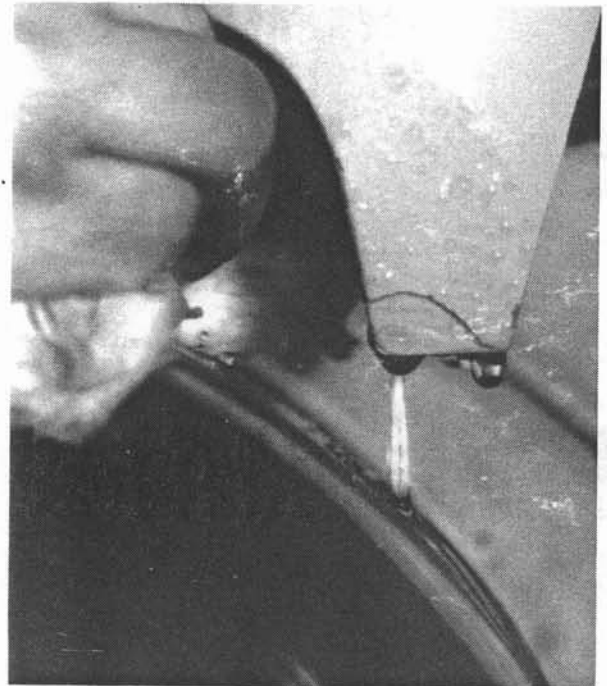


Photo n°9b: avec coupe-air



Des phénomènes de transition similaires ont été observés par METZGER (ref.32) ou POPIEL (ref.37) sur des jets de gaz cylindriques frappant des disques tournants. Ils observent trois régimes suivant la vitesse de rotation : une région de type "impact dominant", une région de type "rotation dominante" et une zone intermédiaire. Nous allons par la suite essayer de caractériser les phénomènes primordiaux expliquant les transitions que nous avons observées.

### 1.3.C - Variation en fonction de la hauteur d'impact

Nous avons toujours pris la hauteur d'impact  $H_i$  suffisamment grande pour que l'écoulement liquide n'interagisse pas avec la busette.

Nous n'avons réalisé que peu d'essais systématiques faisant varier la hauteur d'impact, car dans la plage de variation possible de  $H_i$ , les effets de ce paramètre sont inexistantes ou quasi inexistantes. En effet, quand nous considérons la partie centrale de la lame, nous n'avons pas observé d'influence de la hauteur d'impact sur l'amplitude du bouillonnement.

La hauteur d'impact a une influence sur les bords du bouillonnement en particulier pour les vitesses de rotation des zones I' à IV. Pour ces vitesses, nous observons dans le bouillonnement, deux jets issus des bords à l'impact des bourrelets 2, dirigés vers l'intérieur de la lame. Ces jets forment un triangle qui se décolle de la roue quand nous augmentons la vitesse.

Nous avons procédé à l'essai suivant avec la lame de 1,9 mm d'épaisseur, pour un angle de  $45^\circ$ . Pour une hauteur d'impact de 38,7 mm, le bouillonnement se trouve plaqué verticalement contre la lame à une vitesse de rotation de 1745 tr/mn (26,6 m/s). Quand nous descendons la busette à  $H_i = 28,7$  mm les deux jets réapparaissent, le bouillonnement n'est plus plaqué contre la lame, il faut augmenter légèrement la vitesse pour replaquer le bouillonnement contre la lame ( $\Omega = 1757$  t/mn ou 26,8 m/s). Cet effet de la hauteur est un effet de bord. En effet, notre expérience n'est pas vraiment bidimensionnelle. La lame a tendance à se rétrécir dans sa largeur du fait de la tension superficielle. Quand nous faisons varier la hauteur d'impact, nous faisons varier la largeur de la lame et donc son épaisseur surtout au niveau des bords (fig.n° 12). Les deux jets sont dus à l'interaction de l'impact des bourrelets (jets cylindriques) et de l'impact de la lame bidimensionnelle, les bourrelets étant plus ou moins gros suivant la hauteur (voir § I-3.1). En conclusion, la hauteur d'impact tant que l'écoulement reste bidimensionnel (donc loin des bords) n'a pas d'effet sensible sur la forme de l'impact du jet.

#### Rétrécissement de la lame

Fig. n°12

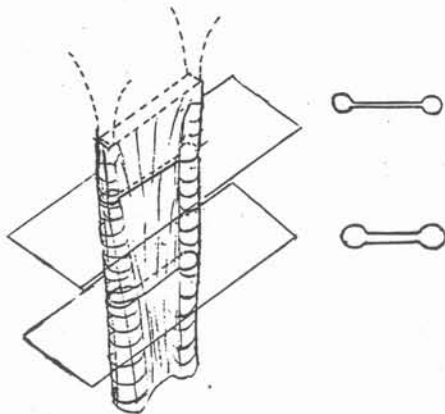
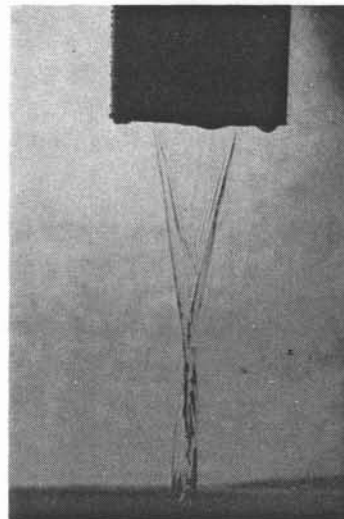


Photo n°10: lame liquide en chute libre



### 1.3.D - Variation en fonction de l'épaisseur de la lame

Quand l'épaisseur de la lame incidente varie, les aspects généraux des divers impacts exposés dans les paragraphes précédents sont toujours valables. Quand nous

considérons l'impact de la lame de 6,5 mm d'épaisseur par rapport à celle de 3 mm, la vitesse incidente étant la même, nous observons un bouillonnement plus conséquent. Les effets de bord sont plus importants. A grande vitesse de rotation, la lame incidente est très perturbée par le bouillonnement qui semble vouloir la pénétrer.

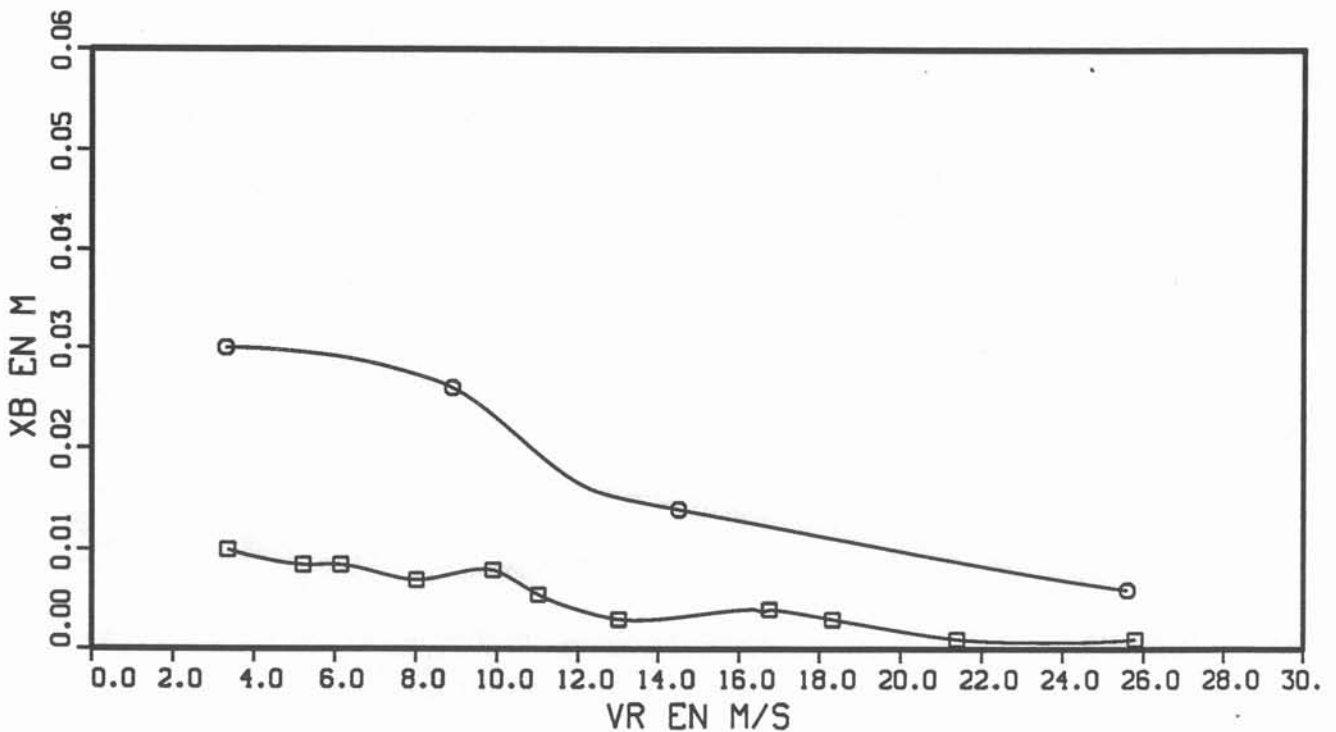
Cette technique de solidification de lame sur une roue ne pourra s'appliquer qu'à des lames peu épaisses. Sinon, outre des problèmes de solidification prévisibles, le bouillonnement aura une taille trop importante.

### 1.3.E - Variation en fonction de la vitesse incidente de la lame U

Le seul élément de comparaison dont nous disposons est la différence entre l'impact de la lame n° 1:  $e = 1,9$  mm,  $U = 1,85$  m/s et la lame n° 4:  $e = 2$  mm,  $U = 2,6$  m/s.

La lame n°4 est deux fois plus large que la lame n°1, les effets de bord sont donc moins importants. Sur la figure suivante (fig.n°13), se trouvent les longueurs de remontée du bouillonnement mesurées pour un angle d'impact de  $35^\circ$  pour les deux lames. Le bouillonnement à l'impact de la lame n°4 est plus important que celui de la lame n°1 (dans un rapport supérieur à 2 dans cet exemple).

Fig. n°13: Effet de la vitesse incidente sur la longueur de remontée



○ :  $e = 2$  mm ,  $U = 2,6$  m/s ,  $\alpha = 35^\circ$  ,  $\gamma = 0,0725$  N/m

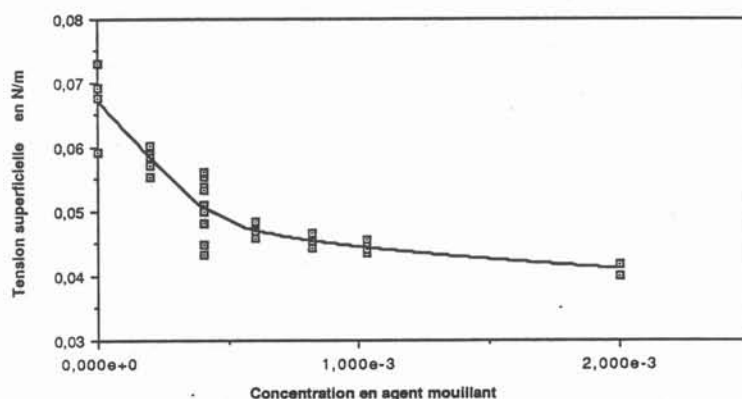
□ :  $e = 1,9$  mm ,  $U = 1,85$  m/s ,  $\alpha = 35^\circ$  ,  $\gamma = 0,0725$  N/m

Donc plus la vitesse incidente est grande et plus la longueur de remontée du bouillonnement est grande (cf § I-2;2 et I-2.3).

### 1.3.F - Variation en fonction de la tension superficielle du fluide $\gamma$

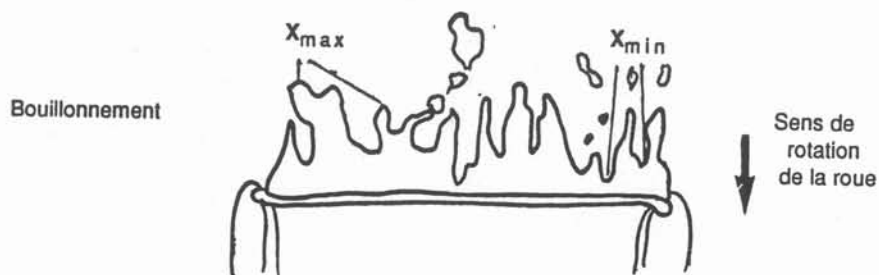
Pour évaluer l'influence de la tension superficielle, nous la faisons varier en ajoutant un agent mouillant utilisé en photographie (agent mouillant ILFORD ILFOTOL). Des mesures de tension superficielle ont été réalisées avec un tensiomètre Dognon-Abribat. Le principe de la mesure consiste à évaluer la force nécessaire pour arracher une lame de platine au liquide, force proportionnelle à la tension superficielle. Nous observons une saturation de l'effet de l'agent mouillant à partir d'une certaine concentration:  $C_0 = 0,6$  pour mille ( fig. n°14 ). La tension superficielle est alors voisine de  $0,042$  N/m. Nous pouvons donc réduire de  $42\%$  la tension superficielle de l'eau en saturant celle-ci par une concentration supérieure à  $0,6 \text{ ‰}$ .

Fig.n°14: Evolution de la tension superficielle suivant la concentration en agent mouillant



Les essais d'impact avec deux liquides différents (eau pure et eau+agent mouillant) concernent la lame de  $9,2$  cm de large et de  $2$  mm d'épaisseur. La vitesse incidente est de  $2,6$  m/s. Trois séries d'essais sont réalisées pour trois angles d'impact différents:  $\alpha = 45^\circ, 40^\circ, 35^\circ$ . La structure du bouillonnement est beaucoup plus tourmentée dans le cas de la solution avec agent mouillant. Un exemple de l'aspect de l'impact figure sur les photos n°11a à n°11d en vue de dessous. Comme nous l'avons signalé au paragraphe I-1.2.C, une manière d'analyser les structures est de mesurer d'une part la longueur de remontées  $X_{max}$ , d'autre part la longueur des doigts ou flammèches qui constituent le bouillonnement. La longueur des flammèches s'obtient par différence entre la longueur maximale des flammèches  $X_{max}$  et l'abscisse du creux de la flammèche  $X_{min}$  indiquées sur le schéma suivant.

Fig. n°15: Vue de dessous de l'impact



Les résultats figurent sur les courbes n°16 (a,b,c). En général, les longueurs de remontée sont plus grandes pour la solution saturée en agent mouillant que pour l'eau. Plus la tension superficielle est faible, plus le pied du jet est long. Il faut toutefois nuancer cette conclusion. Les écarts entre les longueurs de remontée sont particulièrement

Effet de l'adjonction d'un agent mouillant dans l'eau

Caractéristiques des essais:  $e = 2 \text{ mm}$  -  $U = 2,6 \text{ m/s}$  -  $\alpha = 35^\circ$

Sans agent mouillant  $\gamma = 0,0725 \text{ N/m}$

Avec agent mouillant  $\gamma = 0,04 \text{ N/m}$

Photo n°11a:  $V_r = 3,3 \text{ m/s}$

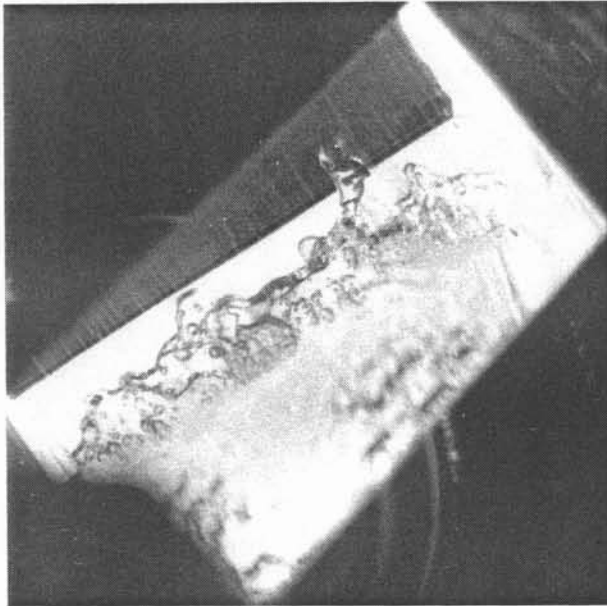


Photo n°11b:  $V_r = 3,4 \text{ m/s}$

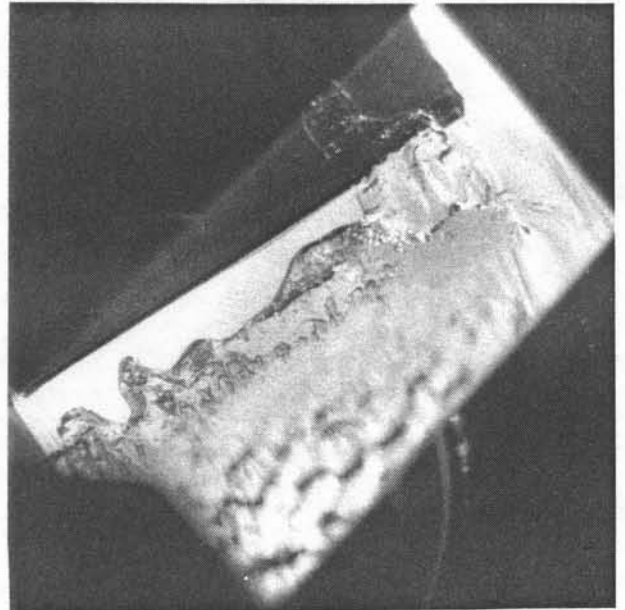


Photo n°11c:  $V_r = 6,3 \text{ m/s}$

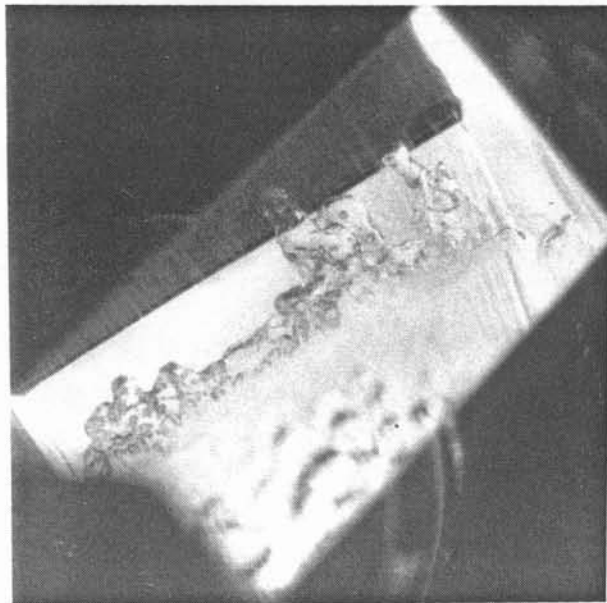


Photo n°11d:  $V_r = 6,4 \text{ m/s}$

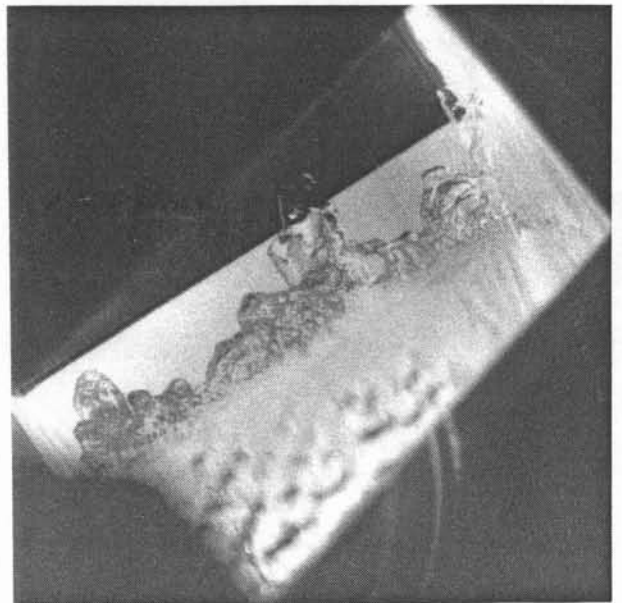
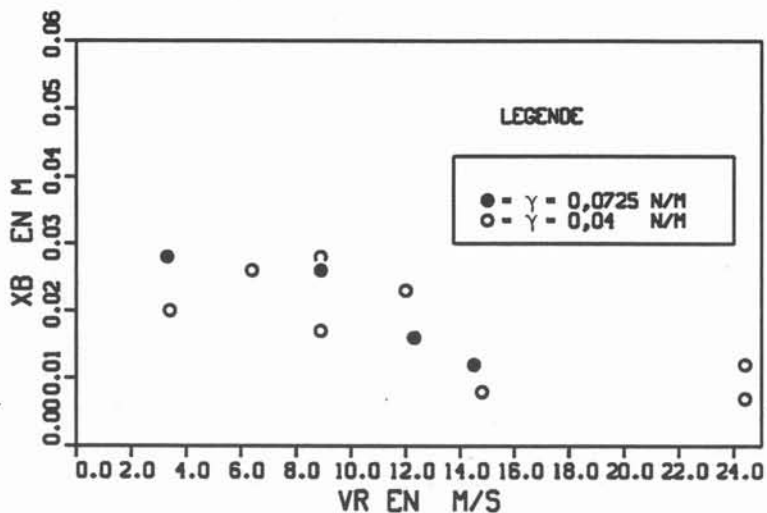
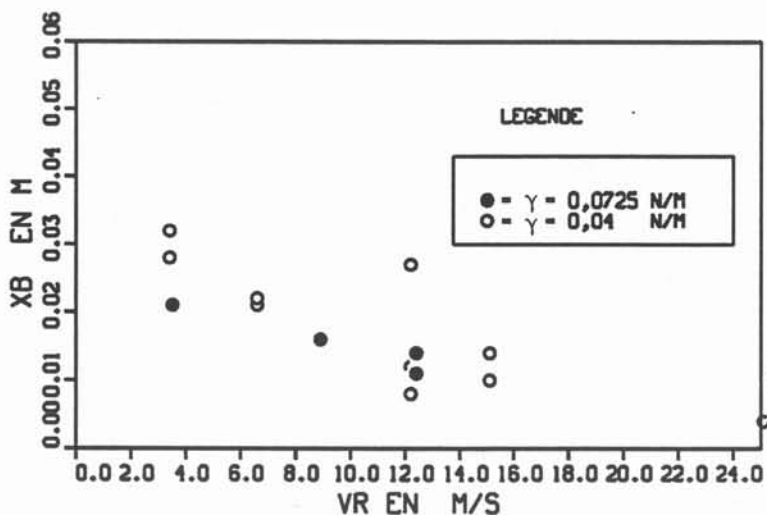


Fig.n°16: Variation de la tension superficielle  
Longueurs de remontée du bouillonnement

a. ANGLE D IMPACT : 35°



b. ANGLE D IMPACT : 40°



c. ANGLE D IMPACT : 45°

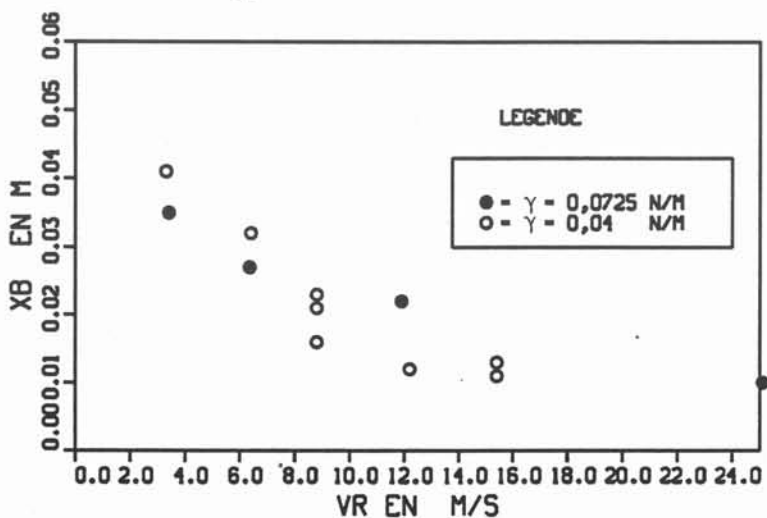
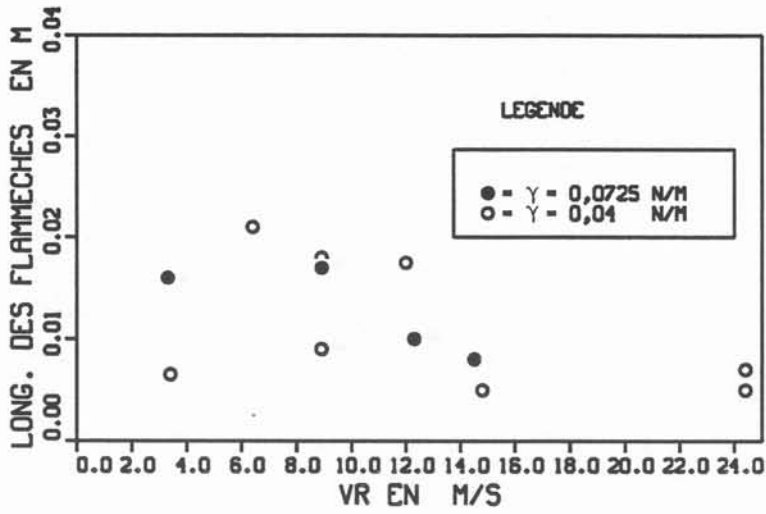


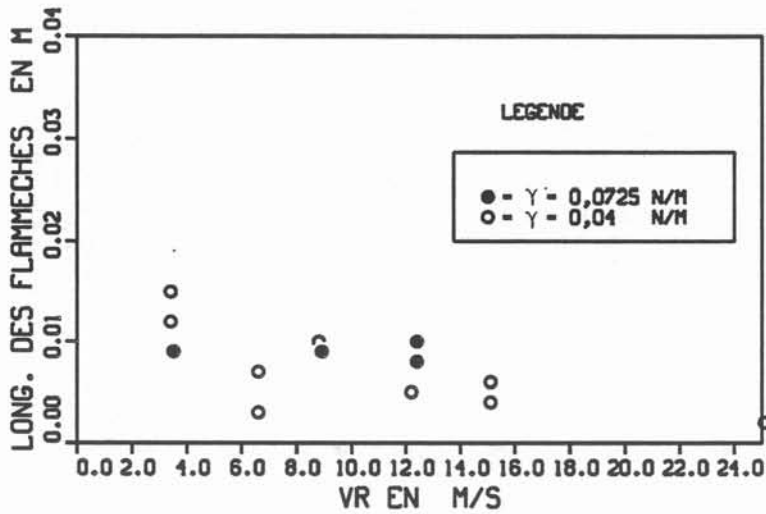


Fig.n°17: Variation de la tension superficielle  
Longueurs des flammèches dans le bouillonnement

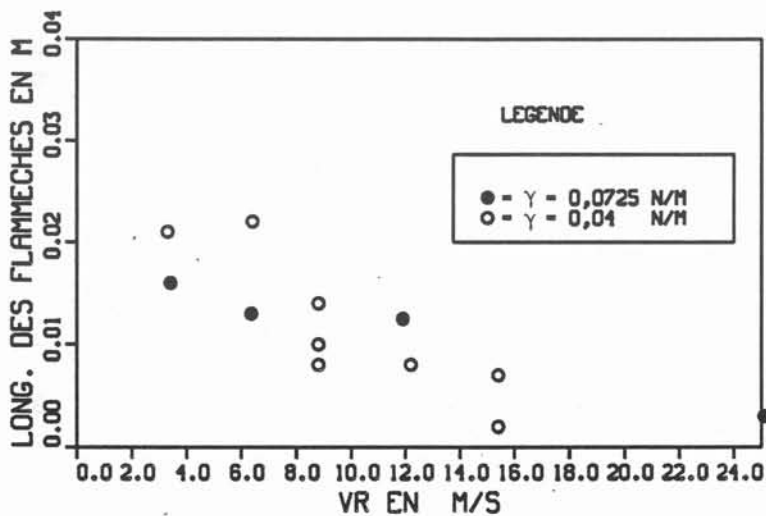
a. ANGLE D IMPACT : 35°



b. ANGLE D IMPACT : 40°



c. ANGLE D IMPACT : 45°



importants et significatifs aux basses vitesses de rotation ( $V_r < 5,5$  m/s) et aux grandes vitesses ( $V_r > 9$  m/s). Entre les deux, les longueurs de remontée sont sensiblement égales, les écarts mesurés étant compris dans la marge d'erreur de la mesure ( $\pm 1$  mm). Nous pouvons donc négliger les effets de tension superficielle dans cette plage de vitesse.

Les longueurs de flammèches mesurées (courbes n° 17 (abc)) sont dans tous les cas plus importantes quand la tension superficielle est plus faible. Pour les grandes vitesses de rotation, les flammèches ne reposent plus sur la roue (bouillonnement plaqué contre la lame incidente). Il est plus difficile d'interpréter les photos. Les résultats ne sont donc pas très significatifs.

Ces essais permettent de conclure qu'une augmentation de la tension superficielle (cas de l'acier par rapport à l'eau) entraîne une diminution de la longueur de remontée aux basses vitesses de rotation. Cet effet est secondaire aux vitesses de rotation plus importantes ( $5 < V_r < 9$ ). D'autre part, l'augmentation de la tension superficielle stabilise le bouillonnement : celui-ci comporte moins de flammèches et ces dernières sont plus courtes.

Une illustration des paragraphes 1.2 et 1.3 a été réalisée sur un film vidéo monté et sonorisé.

## 2 - ASPECTS BIDIMENSIONNELS

Pour simplifier l'approche des divers phénomènes, nous considérons une lame liquide de largeur infinie, d'épaisseur initiale  $e$ , de vitesse  $U$ . Cette lame vient frapper la tranche d'une roue en rotation de rayon  $R$ . Ce rayon est supposé grand devant  $e$  et les grandeurs caractéristiques du bouillonnement. Suite à cette hypothèse, la roue peut être assimilée à un plan se déplaçant à la vitesse  $V_r$ .

Dans le premier paragraphe, le fluide est supposé parfait et les forces extérieures sont négligées. Puis l'influence de la viscosité, de la gravité, de la tension superficielle sont abordées pour comprendre leur importance respective sur les diverses transitions de régime dans le bouillonnement.

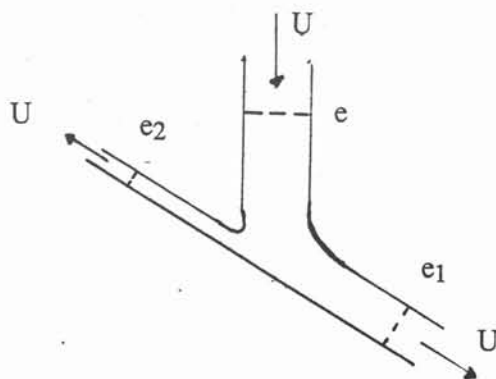
### 2.1 - Fluide parfait : modèle de Milne-Thomson

#### 2.1.A - Bilan de quantité de mouvement

Dans ce paragraphe, les effets de la viscosité, de la gravité et de la tension superficielle sont négligés. BATCHELOR (ref.1) calcule un tel écoulement.

L'impact d'une lame de fluide parfait (non visqueux) sur une plaque revient à considérer la paroi comme une ligne de courant rectiligne. Le fait que la roue tourne à une vitesse  $V_r$  ne peut être pris en compte dans un tel calcul. L'impact divise le jet de la façon suivante :

Fig. n°18: Impact d'un jet de fluide parfait



Alors le théorème de Bernoulli enseigne que la surface libre, surface isobare, est une surface d'isovitesse et que loin de l'impact, la vitesse est uniforme. La vitesse à l'infini des deux parties déviées vaut donc  $U$ , vitesse incidente de la lame. Les principes de conservation de quantité de mouvement et de masse déterminent les épaisseurs des parties déviées amont et aval après l'impact.

$$e_2 = \frac{e}{2} (1 - \cos \alpha) \quad (\text{Eq1})$$

$$e_1 = \frac{e}{2} (1 + \cos \alpha) \quad (\text{Eq2})$$

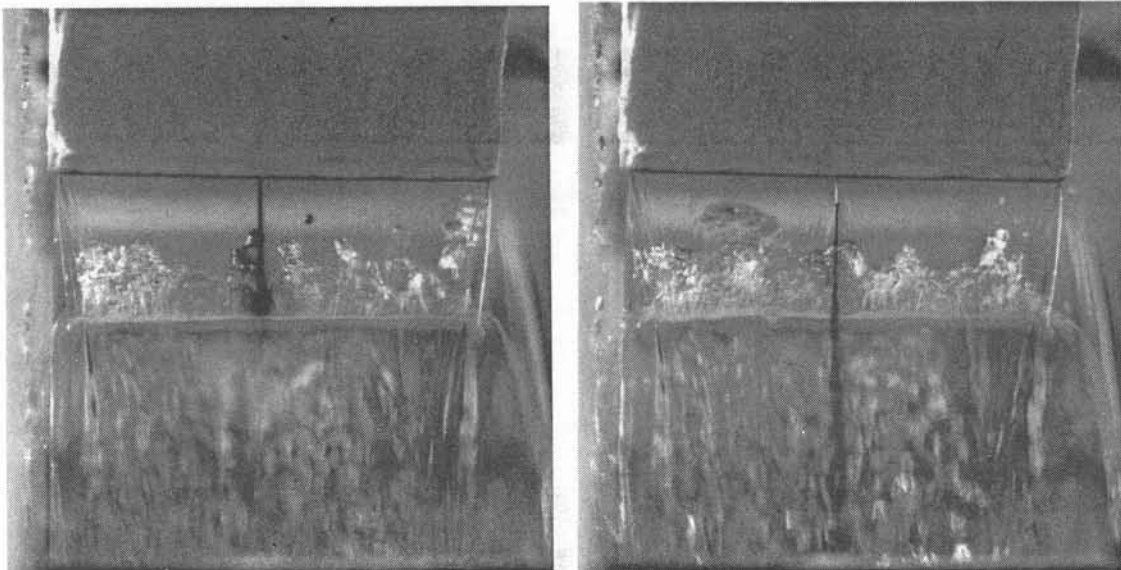
Nous avons calculé pour différentes valeurs d'angles d'impact, la valeur de  $e_2$  de l'eau qui remonte dans le bouillonnement pour deux épaisseurs  $e$  de lames incidentes.

$\alpha$	50°	40°	30°	20°
$e_2$ pour $e = 2$ mm en mm	0,36	0,23	0,13	0,06
$e_2$ pour $e = 6,5$ mm en mm	1,16	0,76	0,43	0,19

La quantité de liquide déviée vers l'arrière est inférieure à 20 % de la quantité initiale pour les angles d'impact que nous considérons. Ceci est confirmé par les essais effectués avec des colorants (diamètre de tube d'injection 0,5 mm). En effet, pour colorer le bouillonnement, il est nécessaire de placer le tube d'injection très en arrière de la lame (photo n°12a). Lorsque le tube est placé vers l'avant, le bouillonnement n'est pas coloré (photo n°12b). L'écoulement dans la lame à l'avant est bidimensionnel : le filet de colorant n'est pas perturbé. Nous retrouvons donc par cet essai qualitatif, les tendances données par la formule : une faible partie du débit est déviée vers le bouillonnement. Plus l'angle d'impact est petit, plus le débit dévié vers le haut est faible.

#### Effet de l'angle d'impact - coloration des lignes de courant

Photo n°12a: colorant à l'arrière de la lame    Photo n°12b: colorant à l'avant de la lame



### 2.1.B - Tracé des isovitesse

MILNE-THOMSON (ref.33) montre comment calculer de façon analytique des écoulements bidimensionnels, stationnaires, incompressibles irrotationnels de fluides parfaits (non visqueux). Les principales étapes du calcul de l'impact sous un angle  $\alpha$  d'un jet de fluide parfait sur une paroi, sont reprises dans l'annexe 1. Il est possible d'obtenir l'équation de la position d'un point du jet en variable complexe  $z = x+iy$  en fonction de sa vitesse complexe  $v$ , créée à partir des composantes de la vitesse :  $v = u - iv$ .

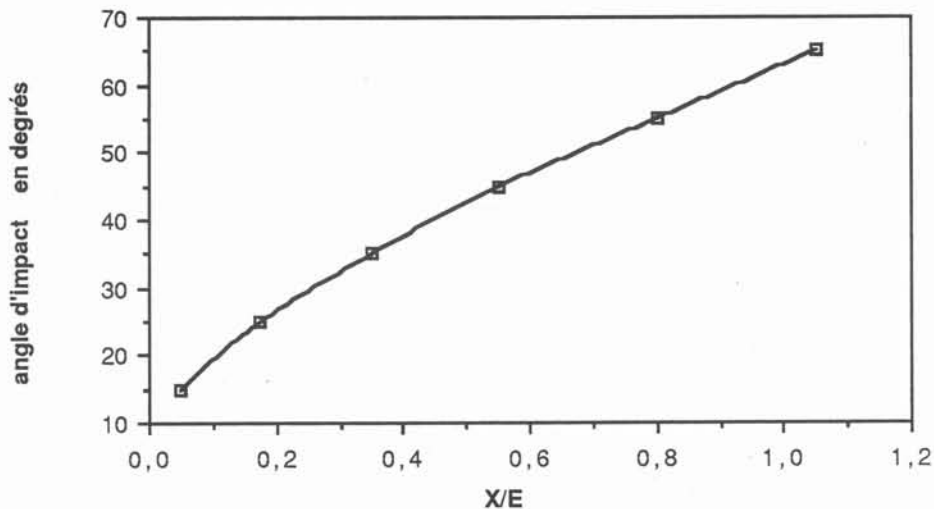
Ainsi l'équation pour tout point du jet est donc

$$\pi \frac{z}{e} = (1 - \cos \alpha) \operatorname{Log} \left(1 - \frac{v}{U}\right) - (1 + \cos \alpha) \operatorname{Log} \left(1 + \frac{v}{U}\right) + e^{-i\alpha} \operatorname{Log} \left(1 + \frac{v}{Ue^{i\alpha}}\right) + e^{i\alpha} \operatorname{Log} \left(1 + \frac{v}{Ue^{-i\alpha}}\right) \quad (\text{Eq3})$$

L'équation de la surface libre, ligne isovitesse, est obtenue de façon paramétrique en posant  $v = U e^{i\theta}$ . Comme pour tous les écoulements à potentiel, définis que par leur géométrie, la forme du jet et de la surface libre est indépendante de la vitesse initiale. Chaque impact de jet d'épaisseur  $e$  différente s'obtient par simple homothétie.

Les lignes isovitesse s'obtiennent comme la surface libre en fonction du module choisi. Nous avons tracé pour divers angles d'impact les surface libres et les lignes isovitesse à  $0,1 U - 0,5 U - 0,95 U -$  et  $0,99 U$  (fig. n°19). L'impact a un effet très localisé sur la répartition des vitesses à l'intérieur du jet : les modifications peuvent s'inscrire dans un rectangle de  $4 e$  de long, sur  $2 e$  de haut. Dans la partie déviée arrière, la ligne isovitesse à  $0,95U$  est normale à la paroi et se développe pratiquement sur toute l'épaisseur du liquide. Ainsi, la partie déviée vers l'arrière retrouve très rapidement un écoulement uniforme à la vitesse  $U$  comme l'illustre la figure n°20 qui donne la distance entre le point d'impact et le point à la vitesse à  $0,95U$ . Dans nos expériences, cette distance est inférieure au millimètre.

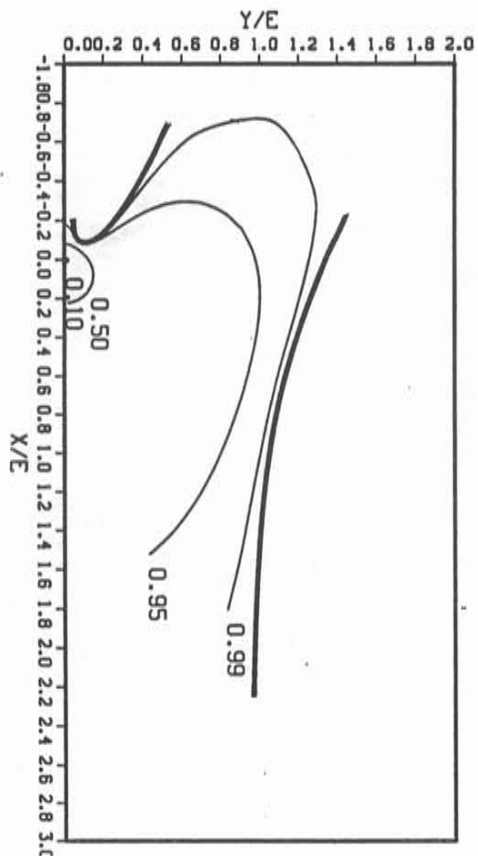
Fig.n°20: Position du point à  $0,95U$  dans le bouillonnement



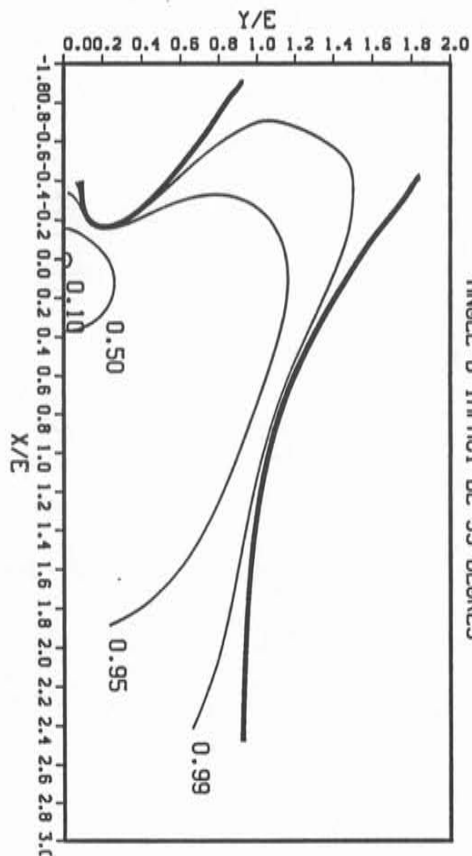
Dans nos expériences, nous avons constaté que le bouillonnement ne remonte pas le long de la paroi jusqu'à l'infini. En effet, la gravité va ralentir le bouillonnement : l'énergie cinétique de l'écoulement va se transformer en énergie potentielle:

Fig.n°19: Lignes isovitesse à l'impact d'un jet de fluide parfait

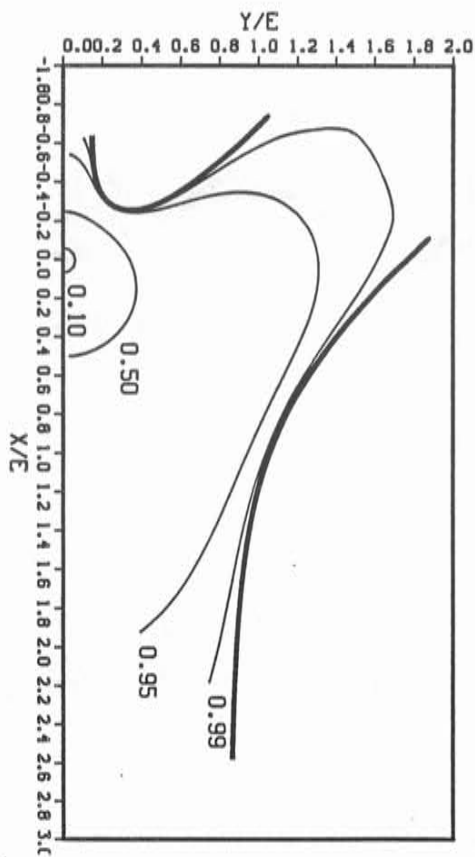
— surface libre des jets  
—n lignes isovitesse à  $nU$



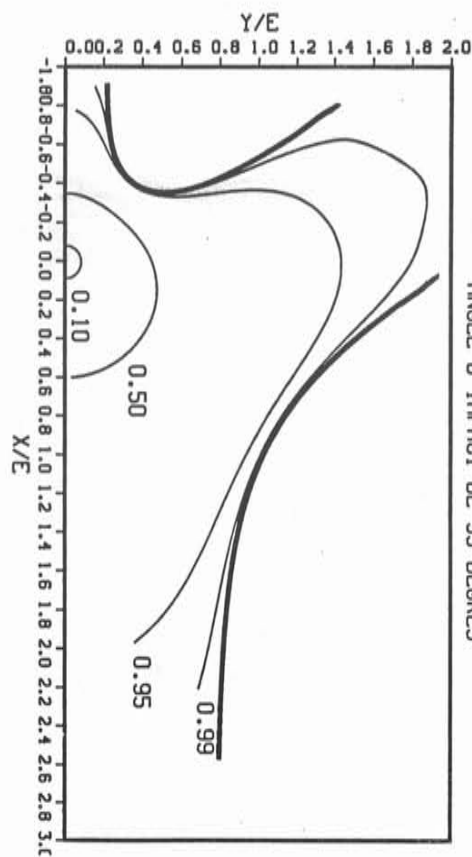
ANGLE D IMPACT DE 25 DEGRES



IMPACT DE JET DE FLUIDE PARFAIT  
TRACE DES ISOVITESSES RADIATIONNELLES  
PAR RAPPORT A LA VITESSE INCIDENTE  
ANGLE D IMPACT DE 35 DEGRES



ANGLE D IMPACT DE 45 DEGRES



IMPACT DE JET DE FLUIDE PARFAIT  
TRACE DES ISOVITESSES RADIATIONNELLES  
PAR RAPPORT A LA VITESSE INCIDENTE  
ANGLE D IMPACT DE 55 DEGRES

$$\rho g H = \frac{\rho U^2}{2} = \rho g XB \cos \alpha \quad (\text{Eq4})$$

Le liquide doit, donc, en théorie remonter jusqu'à un point de vitesse nulle donné par cette équation. Dans nos essais, cela correspond à une hauteur H de l'ordre de 0,3 m, donc une longueur de remontée du bouillonnement  $XB = 0,3/\cos \alpha$ , car la vitesse acquise par la lame est également donnée par l'équation 4. Sur notre roue, du fait de la courbure, le liquide devrait donc basculer du côté du racleur. Mais ce n'est pas le cas. Il faut faire intervenir les effets de viscosité pour expliquer les phénomènes limitant la longueur XB du bouillonnement. C'est l'objet du paragraphe suivant.

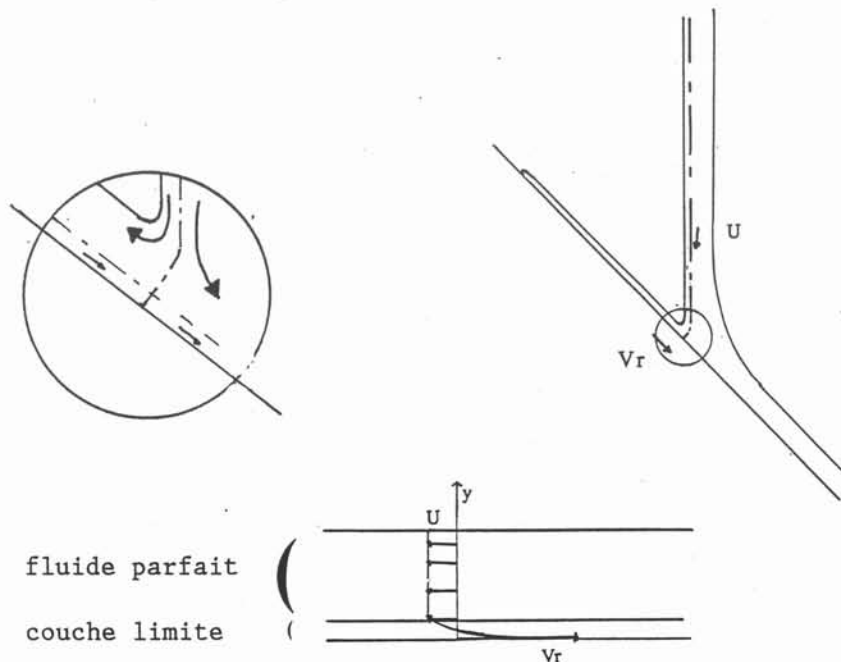
## 2.2 - Modèle couche limite - comparaison avec les expériences

Les effets de la viscosité du fluide sont ajoutés au modèle précédent. La plaque sur laquelle se produit l'impact, se déplace à la vitesse  $V_r$ . Le fluide, étant visqueux, va être entraîné par celle-ci. Une couche de fluide, où sont cantonnés les effets visqueux, appelée "couche limite", se développe le long de la plaque. Cette couche est très mince, de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-4}$  mètre en moyenne. Elle est le siège d'un fort gradient de vitesse suivant l'épaisseur, qui permet de passer dans le fluide de la vitesse  $V_r$  à la paroi à la vitesse U de l'écoulement provenant de la lame après l'impact. Les deux vitesses U et  $V_r$  sont de signe opposé dans le bouillonnement. La couche limite débute à l'extrémité du bouillonnement et grossit en captant du fluide dans l'écoulement de fluide irrotationnel situé au-dessus. Cette hypothèse de couche limite est valable : l'épaisseur de la couche limite reste toujours inférieure à l'épaisseur de la couche de fluide parfait situé au-dessus.

Les calculs de répartition d'isovitesses du paragraphe précédent ont montré que, dans un jet de fluide parfait, l'impact a un effet très localisé sur la répartition des vitesses.

Dans le bouillonnement, l'écoulement de fluide parfait retrouve une vitesse uniforme U sur toute l'épaisseur déviée vers le haut juste après l'impact (voir fig.n°20 §2.1.B). L'écoulement dans le bouillonnement peut être divisé en deux parties : un écoulement de fluide parfait au-dessus avec pour vitesse initiale U et une épaisseur  $\frac{e}{2}(1-\cos \alpha)$  du côté du point d'impact et une couche limite de fluide visqueux le long de la roue. Le bouillonnement est donc schématisé de la façon suivante :

Fig. n°21: Impact de lame avec couche limite



La couche limite a pour origine le point extrême du bouillonnement  $x = 0$  et se développe le long de la paroi. Compte tenu de l'ordre de grandeur des longueurs de remontée (4 cm au plus), l'écoulement dans la couche limite reste laminaire. Dans la littérature (ref. 1 par exemple), il est communément admis que cette hypothèse est valable tant que le nombre de Reynolds caractéristique de la couche limite  $\mathcal{R}_{XB}$  reste inférieur à environ  $10^5$ . Ce nombre de Reynolds  $\mathcal{R}_{XB}$  est construit: avec la longueur entre l'origine de la couche limite et le point où l'on considère l'état de l'écoulement soit  $XB$  et avec la vitesse relative de l'écoulement de fluide parfait au dessus de la couche limite par rapport à la paroi, soit  $V_r + U$ .

$$\mathcal{R}_{XB} = \frac{(V_r + U) \cdot XB}{\nu}$$

soit  $\mathcal{R}_{XB} = 1,84 \times 10^5$  pour  $V_r + U = 4,6 \text{ m/s}$   
 $XB = 0,04 \text{ m}$   
 $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

Le profil des vitesses dans une couche limite laminaire de fluide incompressible peut être approché par le profil de Blasius dans le cas d'une paroi plane. Dans ce cas, les gradients de pression dans l'écoulement de fluide parfait sont supposés nuls. Si  $U_e$  est la vitesse de l'écoulement extérieur à la couche limite, le profil de Blasius (ref.1) est le suivant :

$$\frac{u}{U_e} = \sin\left(\frac{\pi y}{2\delta}\right)$$

$\delta$ , étant l'épaisseur de la couche limite au point à la distance  $L$  de l'origine de la couche limite, approximée par:

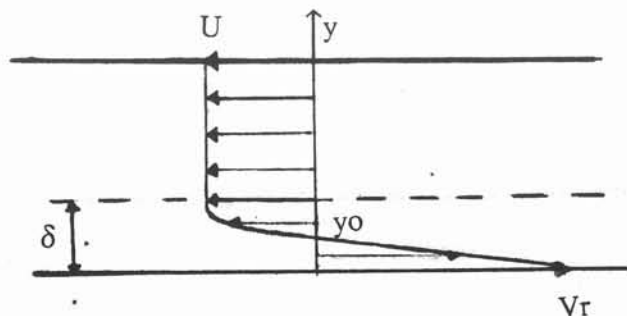
$$\frac{\delta}{L} = \frac{4,92}{\sqrt{\mathcal{R}_L}} \quad \text{soit} \quad \delta = 4,92 \sqrt{\frac{\nu L}{U_e}}$$

Dans notre cas, la vitesse relative de l'écoulement  $U_e$  vaut  $V_r + U$ . Le profil de Blasius permettant de passer de la vitesse  $+V_r$  à la paroi à la vitesse  $-U$  de l'écoulement supérieur vaut donc :

$$u(y) = V_r - (V_r + U) \sin\left(\frac{\pi y}{2\delta}\right) \quad \text{avec} \quad \delta(L) = 4,92 \sqrt{\frac{\nu L}{V_r + U}}$$

Un exemple du profil des vitesses figure sur le schéma suivant :

Fig. n°22: Profil des vitesses dans le bouillonnement



Ainsi à l'intérieur de la couche limite, il existe un courant de retour qui évacue le débit dévié vers le haut au moment de l'impact. Il est intéressant de chiffrer le débit du courant de retour  $Q_{ent}$ :

$$Q_{ent} = \int_0^{y_0} u \, dy$$

où  $y_0$  est le point de vitesse nulle, c'est-à-dire:

$$y_0 = \frac{2}{\pi} \delta \operatorname{Arccsin} \left( \frac{V_r}{V_r + U} \right)$$

En posant :

$$COV = \left[ V_r \operatorname{Arccsin} \left( \frac{V_r}{V_r + U} \right) - (V_r + U) \left( 1 - \cos \left( \operatorname{Arccsin} \frac{V_r}{V_r + U} \right) \right) \right]$$

On a: 
$$Q_{ent} = \frac{2}{\pi} \delta COV$$

Au point d'abscisse  $x$ , le débit entraîné par la couche limite dans le courant de retour vaut:

$$Q_{ent}(x) = 3,1321 COV \sqrt{\frac{v \, x}{V_r + U}} \quad (\text{Eq5})$$

La longueur maximale de remontée du bouillonnement peut alors être aisément évaluée en égalant le débit dévié vers le haut dans l'écoulement de type fluide parfait :

$$Q = \frac{e}{2} U (1 - \cos \alpha)$$

et le débit dans le courant de retour de la couche limite au point  $x = X_B$ , c'est-à-dire sous l'impact.

La longueur de remontée maximale du bouillonnement vaut :

$$X_B = \frac{e^2 (1 - \cos \alpha)^2 U^2}{39,28 v \frac{COV^2}{V_r + U}} \quad (\text{Eq6})$$

Cette formule met en évidence:

\* l'importance des divers paramètres influençant la longueur du bouillonnement.  $X_B$  diminue avec la diminution de l'angle d'impact, de l'épaisseur de la lame  $e$  ou de la vitesse incidente  $U$  et avec l'accroissement de la vitesse de rotation.

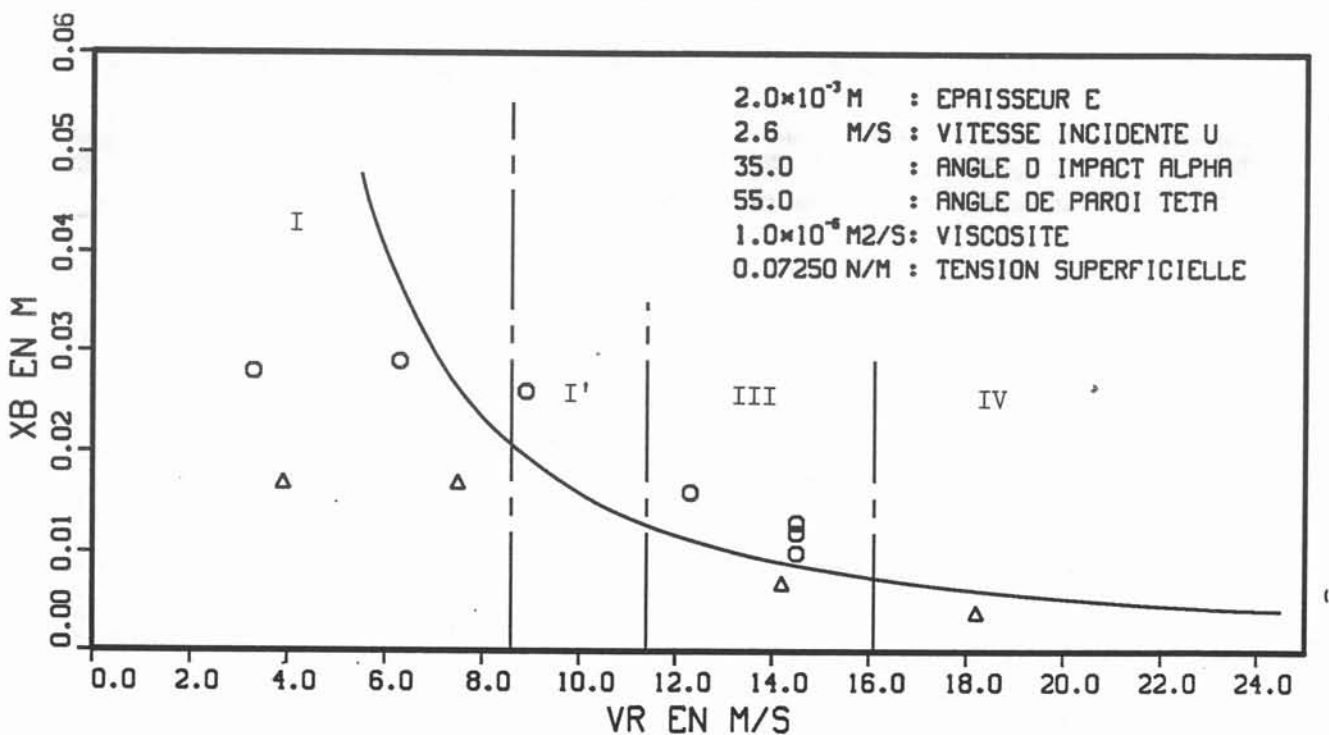
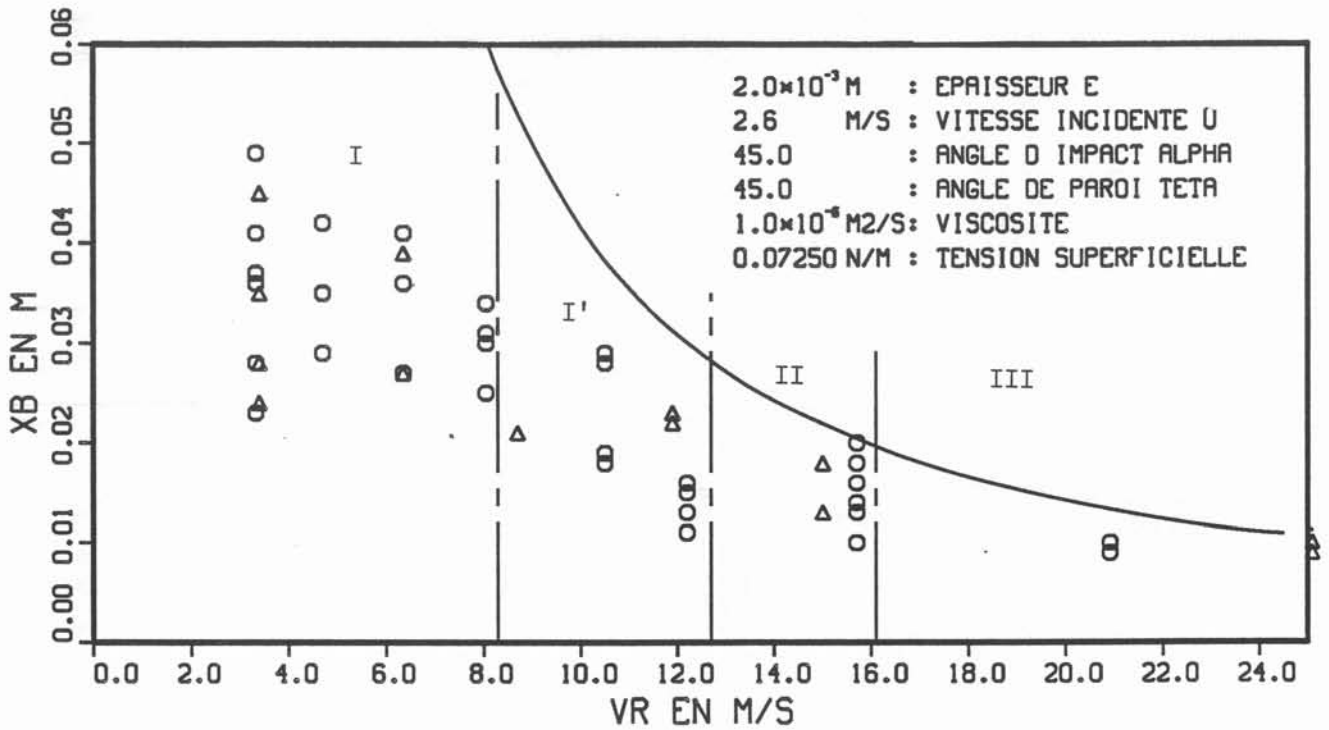
\* l'importance d'un autre facteur : la viscosité du fluide. Plus celle-ci est grande, plus la longueur du bouillonnement est faible.

La comparaison entre les valeurs mesurées expérimentalement et les valeurs calculées par cette formule figurent sur les courbes n°23 pour la lame  $e = 2 \text{ mm}$  et  $U = 2,6 \text{ m/s}$  et pour deux angles d'impact  $\alpha = 45^\circ$  et  $\alpha = 35^\circ$ . Les autres mesures ont également été comparées. Dans tous les cas, quelque soit la lame incidente, l'accord entre les mesures et les valeurs théoriques est bon à partir d'une certaine vitesse de rotation  $V_r$ . Cette vitesse correspond à la vitesse de transition des régimes II - III ou I'-III du bouillonnement, suivant l'angle d'impact, c'est-à-dire à partir du moment où le bouillonnement donne l'impression de se soulever. A partir d'une certaine vitesse de rotation, les effets visqueux prédominent. Comme dans le cas de l'impact d'un jet de gaz



Fig.n°23: Longueur du bouillonnement calculée par le modèle couche limite

- : résultats du modèle couche limite
- - - : Transitions de régimes dans le bouillonnement (expérimentales)
- : résultats expérimentaux - série 33 ( $\alpha = 45^\circ$ )
- △ : résultats expérimentaux - série 24 ( $\alpha = 45^\circ$ )
- : résultats expérimentaux - série 35 ( $\alpha = 35^\circ$ )
- △ : résultats expérimentaux - série 25 ( $\alpha = 35^\circ$ )



(ref.32 et 37), il existe un domaine de vitesse de rotation du type "rotation dominante".

L'accord est meilleur pour les angles d'impact inférieurs à  $40^\circ$  que pour  $45^\circ$  par exemple. Nous attribuons ces écarts au fait que la couche limite est soumise à un gradient de pression longitudinal car l'écoulement de fluide parfait est ralenti. Ce gradient de pression a été négligé dans l'hypothèse de calcul: couche limite de plaque plane.

Pour les faibles vitesses de rotation, il existe un écart important entre les mesures et les valeurs théoriques. Le bouillonnement remonte beaucoup moins loin que ce que prévoit le modèle couche-limite. C'est cet effet qui fait l'objet du paragraphe suivant.

### 2.3 - Modèle avec ressaut hydraulique

Aux faibles vitesses de rotation, les effets visqueux ne sont pas assez importants pour limiter la remontée du bouillonnement. Et le modèle précédent ne rend pas compte des phénomènes observés. Il faut donc s'intéresser à ce qui se passe dans l'écoulement de fluide parfait. Pour cela il est assimilé à un écoulement à surface libre dans un canal de largeur infinie en pente inverse.

Ce type d'écoulement est fortement régi par le nombre de Froude, rapport entre les forces d'inertie et les forces de gravité. Le nombre de Froude est défini par rapport à la hauteur verticale  $z$  de liquide dans le canal et la vitesse  $U$  de l'écoulement :  $Fr = \frac{U}{\sqrt{gz}}$ .

Si  $Fr$  est supérieur à 1, l'écoulement est dit supercritique. Dans nos expériences, juste après l'impact, les écoulements sont de ce type là. Par exemple :

$$U = 2,6 \text{ m/s} \quad e = 2 \text{ mm} \quad \alpha = 45^\circ$$

$$z = \frac{e}{2} \frac{(1 - \cos \alpha)}{\sin \alpha} = 0,41 \text{ mm}$$

$$Fr = 40,8$$

De nombreux travaux ont été réalisés sur ce type d'écoulements par les hydrauliciens ( CHOW ref.10 et MASSEY ref.30 ). Quand la pente du canal n'est pas suffisante pour maintenir la vitesse, ce qui est le cas pour une pente inverse, l'écoulement est ralenti. Il passe brutalement d'un régime supercritique à un régime subcritique ( $Fr < 1$ ). Cette transition brutale, appelée "ressaut hydraulique", dissipe beaucoup d'énergie. Le modèle que nous proposons consiste à calculer pas à pas les grandeurs caractéristiques de l'écoulement de fluide parfait dans le bouillonnement et à vérifier si les conditions d'apparition d'un ressaut hydraulique sont rassemblées.

#### 2.3.A - Equations pour l'écoulement de fluide parfait

Le repère  $(O, x, y)$  a pour origine la fin du bouillonnement. Le point d'impact se trouve donc à  $x = XB$ . L'écoulement dans le bouillonnement est divisé en deux parties : l'écoulement de fluide parfait et l'écoulement dans la couche limite. La couche de fluide parfait est supposé mince. En appliquant les hypothèses de lubrification, les vitesses sont parallèles à l'axe  $Ox$ . Le calcul est détaillé dans l'annexe n°2.

Le bouillonnement se présente de la façon suivante :

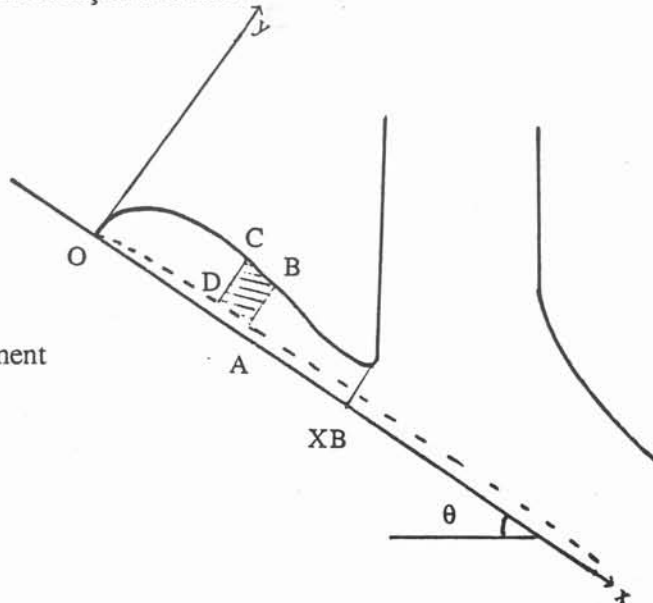


Fig. n° 24: bouillonnement

Nous appliquons les théorèmes de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement à l'élément de volume ABCD. Nous faisons intervenir la force de gravité, les forces de tension superficielle et une force de frottement sur la surface AD qui rend compte de la dissipation visqueuse. Ce frottement est déterminé conformément aux calculs habituels d'écoulements dans des canaux par la formule de Chézy (ref.10). Il est de signe opposé à la vitesse de l'écoulement. La valeur adimensionnée de ce frottement par rapport au poids du liquide vaut Sf. La valeur de Sf est la suivante:

$$Sf = \frac{n^2 Q^2}{h^{10/3}}$$

où n est le coefficient de Manning qui dépend de l'état de surface du substrat (voir § I-2.3.D -b), Q le débit et h la hauteur de la couche liquide. La valeur de Sf est donnée par les auteurs (ref.10 et ref.30) dans le cas de canaux à fond fixe. La rotation de la roue induit un courant de retour et donc, une variation de débit plus forte dans l'écoulement de fluide parfait que dans le cas d'une paroi fixe. Nous ajoutons donc la variation de débit due au courant de retour dans nos équations.

Nous allons supposer l'écoulement permanent :  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ .

L'équation de continuité devient :

$$uh = Q(x) \quad \text{la constante d'intégration est nulle car pour } x=0, \quad \begin{array}{l} Q(0) = 0 \\ u(0) = 0 \\ h(0) = 0 \end{array}$$

où Q(x) est le débit dans l'écoulement de fluide parfait, c'est-à-dire le débit initial après l'impact moins le débit entraîné par le courant de retour entre le point d'impact et x.

Le système d'équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement se réduit en une seule équation à une inconnue, la hauteur de liquide h(x), le débit Q(x) de l'écoulement de fluide parfait étant connu.

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{Sf + \sin \theta - \frac{2Q}{gh^2} \frac{\partial Q}{\partial x}}{\frac{1}{\cos \theta} - \frac{Q^2}{gh^3} - \frac{\gamma h''}{\rho gh (1+h'^2)^{3/2}}} \quad (\text{Eq7})$$

avec  $h' = \frac{\partial h}{\partial x}$  et  $h'' = \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}$

Cette équation traduit l'évolution de la hauteur de l'écoulement dans un canal de pente  $\theta$  avec une variation de débit.

Pour déterminer complètement l'évolution de la hauteur h(x) de l'écoulement, il faut expliciter le débit Q(x) de l'écoulement de fluide parfait. Ce dernier est connu en  $x = XB$ , c'est-à-dire juste après l'impact suite aux calculs du paragraphe 2.1 d'impact de jet de fluide parfait.

$$Q(XB) = - U \frac{e}{2} (1 - \cos \alpha) = Q_0$$

Au fur et à mesure que le fluide avance vers le point O, la couche limite capte du débit. Le débit dévié est le débit dans le courant de retour que nous avons calculé au § I-2.2: équation 5. A l'abscisse x, ce débit vaut :

$$Q_{ent} = 3,1321 \text{ COV} \sqrt{\frac{\nu x}{V_r + U}}$$

Le débit capté dans la couche limite entre le point d'impact ( $x=XB$ ) et l'abscisse  $x$  vaut :

$$Q_{ent} = 3,1321 \text{ COV} \sqrt{\frac{\nu}{V_r + U}} (\sqrt{XB} - \sqrt{x})$$

Le débit dans l'écoulement de fluide parfait à l'abscisse  $x$  vaut donc :

$$Q(x) = Q_0 + Q_{ent}$$

$$Q(x) = Q_0 + 3,1321 \text{ COV} \sqrt{\frac{\nu}{V_r + U}} (\sqrt{XB} - \sqrt{x})$$

et 
$$\frac{dQ}{dx} = - \frac{3,1321 \text{ COV} \sqrt{\nu}}{2 \sqrt{V_r + U} \sqrt{x}}$$

Pour comprendre pourquoi la variation de débit  $\frac{dQ}{dx}$  est négative, il faut garder en mémoire que le débit dans l'écoulement potentiel du bouillonnement est négatif et que sa valeur absolue croît quand  $x$  croît.

Il est donc possible de calculer pas à pas la forme du bouillonnement, c'est-à-dire la hauteur  $h$  en partant du point  $x = XB$  car, en ce point, l'écoulement est supercritique et dirigé dans le sens négatif de l'axe des  $x$ . Un écoulement supercritique ne dépend que de ses conditions amont. En remontant l'axe des  $x$ , on calcule pas à pas la hauteur  $h(x)$  jusqu'à ce que le débit s'annule. La condition initiale est:

$$\text{en } x = XB \quad Q = Q_0 \quad \text{et} \quad h = \frac{e}{2} (1 - \cos \alpha)$$

### 2.3.B - Discussion sur l'évolution de $h(x)$

Le dénominateur de la formule donnant  $\frac{\partial h}{\partial x}$  est étudié dans ce paragraphe. Le terme donnant la contribution des forces de tension superficielle peut être réécrit sous la forme suivante :

$$\frac{\gamma}{\rho g h} \frac{(-h'')}{(1+h'^2)^{3/2}} = \frac{L_c^2}{R_c h}$$

où  $L_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}$  est la longueur capillaire, échelle de longueur pour laquelle la tension superficielle compense les effets de la gravité.

$R_c$  est le rayon de courbure de la surface libre.

$h$  est la hauteur de l'écoulement

Ce terme est négligeable si le produit  $h R_c$  est grand devant  $L_c^2$ . Dans le phénomène que nous étudions  $\frac{h}{L_c} < 10$  mais  $\frac{L_c}{R_c} \ll 1$  sauf à l'extrémité du bouillonnement. Nous négligeons donc ce terme par la suite. Nous vérifions au cours du calcul que cette approximation est justifiée.

Il apparaît alors que le dénominateur de  $\frac{\partial h}{\partial x}$  s'annule pour une hauteur  $h_c$ , appelée hauteur critique, fonction du débit de l'écoulement et de la pente du canal :

$$h_c = \left( \frac{Q^2 \cos \theta}{g} \right)^{1/3}$$

Le nombre de Froude calculé pour cette hauteur critique est égal à 1 :

$$Fr = \frac{Q}{h_c \sqrt{g \frac{h_c}{\cos \theta}}} = 1$$

C'est la hauteur pour laquelle l'écoulement, de supercritique, devient subcritique. Nous retrouvons donc les résultats habituels des écoulements dans des canaux (ref.10-28).

Le numérateur met en évidence plusieurs termes :

- un terme qui fait apparaître la contribution de la variation du débit (ref.10 et 28). On le retrouve dans les calculs d'écoulement en canaux avec dérivation de débit.

- Un terme de frottement  $S_f$  qui prend en compte les pertes de charge dans l'écoulement. Il peut être calculé de façon plus complexe en considérant le gain en quantité de mouvement dans la couche limite mais il faut alors tenir compte du gradient de pression pour le calcul car il n'est pas négligeable. Dans notre calcul, nous nous contentons de compenser cette approximation par le choix du coefficient de Manning (ref.10) dans la formule du frottement.

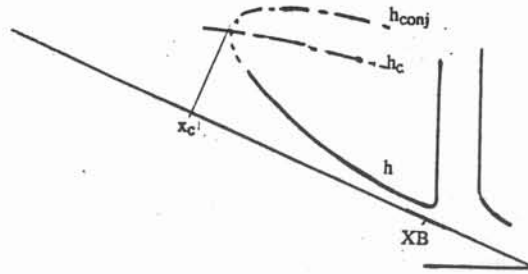
- Un terme lié à la pente du canal. L'écoulement dans des canaux en pente adverse se rencontre rarement dans la littérature classique. On peut citer néanmoins l'article de MATZKE (ref.31) qui redéfinit la formule d'évolution d'une ligne d'eau dans le cas d'une pente inverse sans variation de débit.

L'originalité de notre calcul est de ne pas négliger la pente du canal contrairement à ce qui se pratique dans les calculs de ressaut plus classiques et de prendre en compte la variation du débit dans la partie potentiel de l'écoulement considéré.

### 2.3.C - Ressaut hydraulique - conditions d'apparition

Dans tous nos essais, compte-tenu des épaisseurs de lames étudiées et des vitesses incidentes, l'écoulement est supercritique juste après l'impact. Les valeurs de débits, de pente etc... sont telles que la hauteur  $h$  commence à croître si l'on considère l'évolution de  $h$  à partir de  $x = XB$  en suivant l'écoulement (voir fig.n°25).

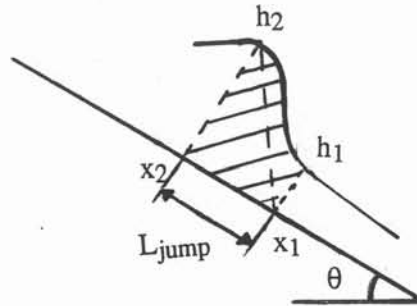
Fig n°25: Evolution de la ligne d'eau dans le bouillonnement



Si la hauteur de l'écoulement dépasse  $h_c$ , l'écoulement devient subcritique. Mais la transition d'un écoulement supercritique à un écoulement subcritique est très brutale. Et bien qu'il doive exister un point  $x_c$  où la hauteur  $h$  soit égale à la hauteur critique  $h_c$ , en réalité, le ressaut débute avant le point  $x_c$ . Pour trouver l'endroit où débute le ressaut, il faut considérer les grandeurs caractéristiques liées au phénomène de ressaut. C'est ce qui va être présenté ci-après.

a) Equations du ressaut - hauteur conjuguée

fig n° 26: Ressaut hydraulique



Nous reprenons les équations générales de l'annexe n°2 en les appliquant à tout le domaine hachuré comprenant le ressaut. Le poids de liquide dans le ressaut ainsi que le frottement sont habituellement négligés dans les calculs de ressaut. Dans notre cas de calcul, du fait des fortes pentes de la paroi, cette approximation ne peut être faite. Pour évaluer ces termes, nous supposons le ressaut très brusque. Grâce aux photos du bouillonnement, nous suggérons la forme du ressaut de la figure n°26. Nous posons:

$$L_{\text{jump}} = x_2 - x_1 : \text{longueur du ressaut.}$$

Le poids de liquide peut alors être évalué par une formule de trapèze :

$$P = \rho g \sin \theta \int_{x_2}^{x_1} h(x) dx \approx \rho g \sin \theta \left( \frac{h_2 + h_1}{2} \right) L_{\text{jump}}$$

Le terme de frottement  $F_s$  est également fonction de la longueur du ressaut et de  $h$ .  $h$  étant approximée par  $h_2$ , le frottement vaut alors:

$$F_s = \rho g \int_{x_2}^{x_1} h S_f dx = \int_{x_2}^{x_1} h_2 \left( \frac{n^2 Q^2}{h_2^{10/3}} \right) dx = \frac{n^2 Q^2}{h_2^{7/3}} L_{\text{jump}}$$

Il faut maintenant évaluer la longueur du ressaut  $L_{\text{jump}}$ . CHOW propose des longueurs de l'ordre de  $5 h_2$  à  $6 h_2$ . Il montre que cette longueur dépend du nombre de Froude avant le ressaut. Si celui-ci est faible, il est dit ondulé. Sa longueur vaut alors:

$$\text{Si } Fr < 1,9 \text{ alors } L_{\text{jump}} = 3 h_2 \quad (\text{ref.10})$$

Si le nombre de Froude est plus élevé, d'après la forme donnée sur la figure n°26, nous proposons cette formule pour calculer  $L_{\text{jump}}$  :

$$\text{Si } Fr > 1,9 \text{ alors } L_{\text{jump}} \approx h_2 \text{ tg } \theta$$

Cette hypothèse conduit à une longueur du ressaut nulle pour une paroi horizontale et revient donc à représenter le ressaut par un échelon. Ce n'est pas le cas dans la réalité mais les longueurs de ressaut sont toujours faibles devant les grandeurs caractéristiques de l'écoulement.

\* Sur le domaine ABCD, l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$-U_2 h_2 + U_1 h_1 = \int_{x_2}^{x_1} \frac{\partial Q}{\partial x} dx$$

$$Q(x_2) - Q(x_1) = \frac{3,1321 \text{ COV } \sqrt{v}}{\sqrt{Vr+U}} (\sqrt{x_2} - \sqrt{x_1}) = Q_{\text{ent}}(x_2) - Q_{\text{ent}}(x_1)$$

$$Q_{\text{ent}}(x_1) \left( \frac{L_{\text{jump}}}{2x_1} \right) = Q_{\text{ent}}(x_2) - Q_{\text{ent}}(x_1)$$

Si  $\frac{L_{\text{jump}}}{x_1}$  est suffisamment petit, nous pouvons négliger la variation de débit sur la longueur du ressaut, alors:

$$U_2 h_2 = U_1 h_1$$

\* La conservation de la quantité de mouvement devient:

$$\begin{aligned} \rho U_1^2 h_1 - \rho U_2^2 h_2 &= P \\ &+ \frac{\rho g}{2 \cos \theta} (h_2^2 - h_1^2) \\ &+ F_s \end{aligned}$$

En reportant la valeur de  $L_{\text{jump}}$  dans les calculs du poids et du terme de frottement, nous obtenons:

$$P = \rho g \sin \theta \text{ tg } \theta \left( \frac{h_2 + h_1}{2} \right) h_2$$

$$F_s = \frac{n^2 Q^2}{h_2^{4/3}} \text{ tg } \theta$$



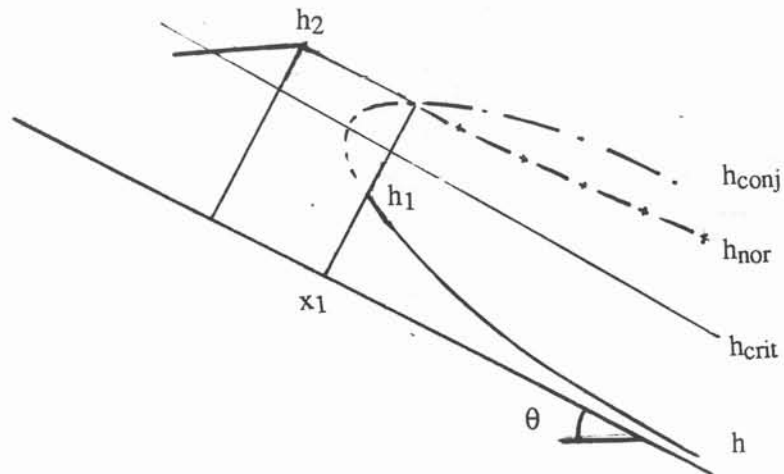
L'équation de la conservation de mouvement devient donc :

$$h_2^{10/3} h_1(1+\sin^2 \theta) + h_2^{7/3} (h_1^2 \sin^2 \theta) + h_2^{4/3} \left(-h_1^3 - \frac{2 \cos \theta Q^2}{g}\right) + h_2^{1/3} \frac{2 \cos \theta Q^2 h_1}{g} + 2 n^2 Q^2 \sin \theta h_1 = 0 \quad (\text{Eq8})$$

Nous obtenons ainsi une relation entre  $h_2$  et  $h_1$ .  $h_2$  est appelée hauteur conjuguée de  $h_1$ . Elle ne dépend que du débit et de la pente du canal. Elle correspond à une hauteur d'écoulement subcritique.

Dans les calculs habituels de ressaut hydraulique, la hauteur après le ressaut,  $h_2$ , est en général connue (c'est la hauteur de liquide dans un bassin par exemple). On cherche alors la hauteur conjuguée supercritique  $h_1$  de cette dernière. Le ressaut débute alors au point  $x_1$  tel que l'écoulement supercritique est à la hauteur  $h_1$  (voir fig. n°27).

Fig. n°27 : Abscisse du ressaut  $x_1$



Dans le cas qui nous occupe, nous ne connaissons pas  $h_2$  donc pas  $h_1$  et  $x_1$ . Si nous pouvons déterminer la hauteur  $h_2$  de l'écoulement après le ressaut, nous aurons  $h_1$  et la position du ressaut.

*b) Hauteur normale*

Habituellement, les calculs dans les canaux se font pour des pentes faibles ( $\theta$  petit). Tous les écoulements subcritiques tendent vers une hauteur dite "hauteur normale",  $h_{nor}$ . Cette hauteur atteinte, l'élévation de liquide dans le canal ne varie plus. Cette hauteur normale est définie par :

$$\frac{dh}{dx} = 0$$

Pour un écoulement dont le débit ne varie pas, la valeur du coefficient de frottement est alors égale à la pente du canal .

$$Sf = So \text{ pente de canal.}$$

Ceci n'est pas valable dans le cas qui nous préoccupe. En effet notre écoulement se fait suivant une pente inverse. Or, l'application de la définition précédente conduit à la même

hauteur normale quelque soit le sens de l'écoulement, et donc à une hauteur supercritique pour les valeurs d'angles qui nous intéressent.

Afin de pallier à cette difficulté et trouver la hauteur vers laquelle tendrait un écoulement après un ressaut dans une pente inverse, nous nous sommes inspirés de l'article de SILBER (ref.39). Le liquide dans le bouillonnement est ralenti. Avant de redescendre le long de la paroi, il va traverser une région où sa vitesse sera très faible. L'écoulement dans cette région est traité comme un problème d'hydrostatique. La surface libre d'un tel écoulement est horizontale. Comme le montre la figure n°27, nous pouvons donc définir la pente de cet écoulement par:

$$\frac{dh}{dx} = \operatorname{tg}\theta \quad (\text{Eq9})$$

On note que pour les angles très faibles :  $\theta \simeq 0$  et  $\frac{dh}{dx} \simeq 0$ . La définition générale de la hauteur normale est retrouvée.

Nous pouvons ainsi déterminer la hauteur dite "normale",  $h_{\text{nor}}$ , de l'écoulement après le ressaut en combinant l'équation n°7 donnant  $\frac{dh}{dx}$  et l'équation n°9. Si la hauteur conjuguée de  $h$  au point d'abscisse  $x$  (débit  $Q(x)$ ) est égale à la hauteur dite "normale", il y a ressaut au point d'abscisse  $x$ , comme le montre la figure n°27.

### 2.3.D - Calcul de la longueur et de la forme du bouillonnement

#### a) *Principe du calcul*

Le programme utilisé figure en annexe 5. Le principe du calcul est présenté ici.

La hauteur  $h$  du bouillonnement est calculée à partir du début du bouillonnement juste après l'impact. Au paragraphe 2.1, nous avons montré que la valeur initiale de  $h$  peut être prise égale à l'épaisseur de la partie déviée arrière trouvée à l'infini par conservation de quantité de mouvement (BATCHELOR ref.1) car l'impact a un effet très local. Donc la valeur initiale de notre calcul vaut:

$$h(\text{XB}) = \frac{e}{2} (1 - \cos \alpha)$$

$h$ ,  $Q$  étant fixés au pas  $i$ , on calcule :

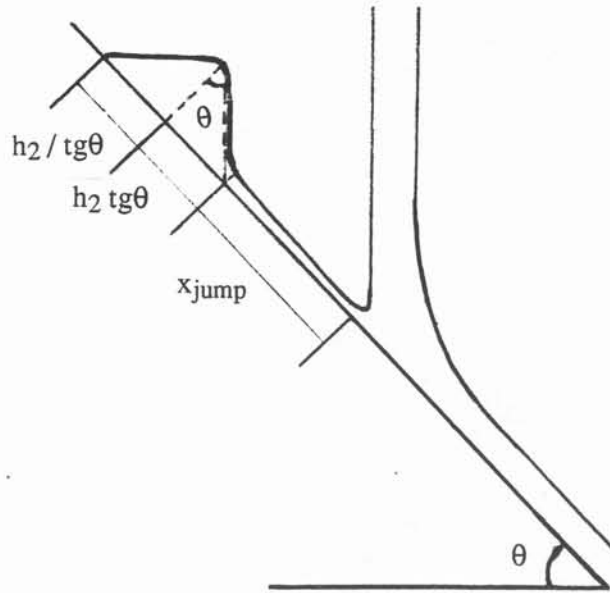
$$\frac{dh}{dx} = F(h_i, Q_i, x_i) \quad (\text{Eq7}) \quad \text{et} \quad h_{i+1} = h_i + (x_i - x_{i-1}) \frac{dh}{dx}$$

Les hauteurs conjuguée et normale sont également calculées à chaque pas du calcul par les équations n°8 et n°9 et comparées. On détermine ainsi s'il y a lieu, la position du début d'un ressaut  $x_1$ . Après le ressaut, nous ne pouvons pas calculer la forme de la ligne d'eau pas à pas car l'écoulement est subcritique, donc fonction des conditions amont et aval de l'écoulement. Mais, dans nos calculs, la vitesse de l'écoulement après le ressaut est très faible. Nous pouvons donc supposer que l'évolution de l'écoulement reste hydrostatique et la ligne d'eau horizontale. La longueur du bouillonnement est alors calculée par :

$$\text{XB} = x_{\text{jump}} + h_2 \operatorname{tg}\theta + \frac{h_2}{\operatorname{tg}\theta} .$$

$h_2$  étant la hauteur après le ressaut. La longueur du bouillonnement ainsi calculée, correspond à la forme du bouillonnement de la figure n°28. Le calcul est itératif car le débit  $Q(x)$  dépend de la valeur de la longueur du bouillonnement  $\text{XB}$ . A la première itération,  $\text{XB}$  est calculée par le modèle couche limite du § 2.2. Le test de convergence se fait sur la longueur de remontée calculée à deux itérations successives.

Fig.n°28: Forme du bouillonnement en cas de ressaut



b) Comparaison calcul-expérience

\* Choix du coefficient de Manning

Pour calculer le frottement et les pertes de charge dans l'écoulement, il faut choisir le coefficient de Manning  $n$ . Dans les calculs de canaux hydrauliques, ce dernier est déterminé par la qualité de la surface du fond. CHOW ( ref.10) donne les différents paramètres affectant le coefficient  $n$  : rugosité du fond, irrégularités du canal, niveau de liquide et débit. (diminution de  $n$  avec l'augmentation du niveau d'eau ou du débit). L'ordre de grandeur proposé du coefficient est compris entre 0,01 et 0,05.

Nous avons choisi de caler notre coefficient avec les mesures de longueurs de remontée mesurées pour divers angles d'impact avec la lame incidente de 9 cm de large, 2 mm d'épaisseur (vitesse incidente 2,6 m/s). Plus on augmente le coefficient de Manning, plus la dissipation est forte, plus la longueur de remontée est faible. Les valeurs de coefficient  $n$ , choisies en fonction de l'angle de paroi  $\theta$ , figurent sur la courbe suivante. On peut écrire :

$$n = 0,0114 (\cos\theta)^{-1,342} \approx 0,0114 (\cos\theta)^{-4/3}$$

Fig.n°29: Coefficient de Manning suivant l'angle de paroi  $\theta$

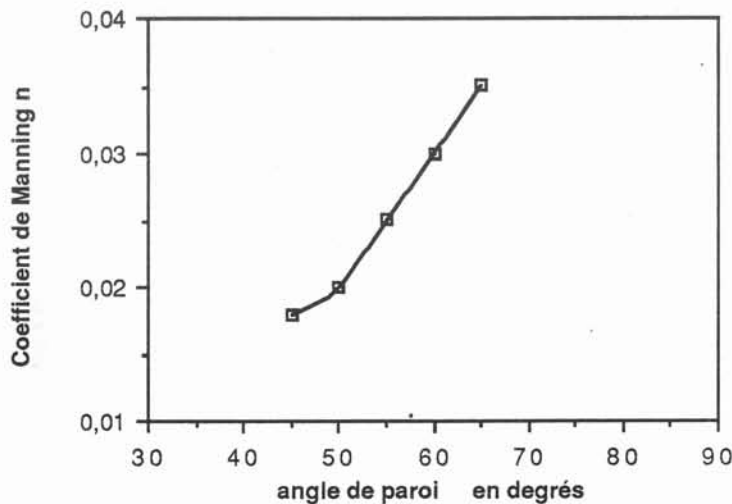
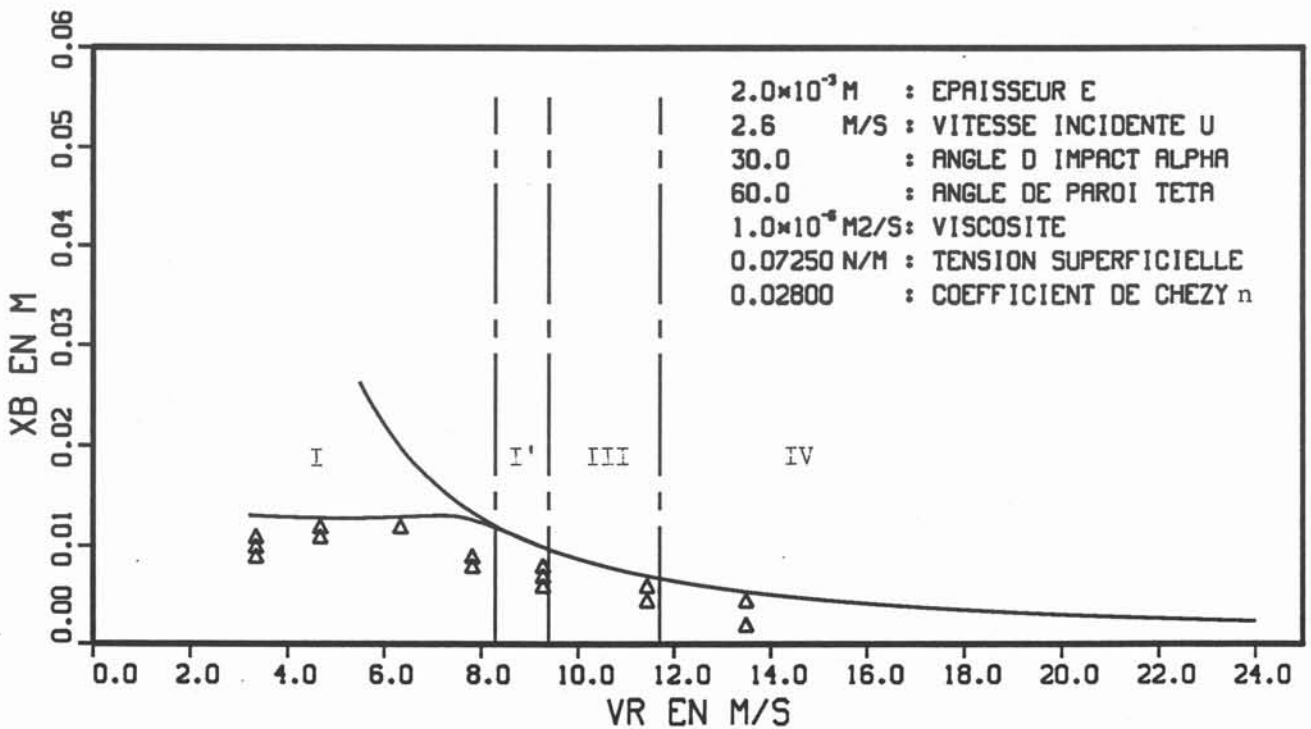
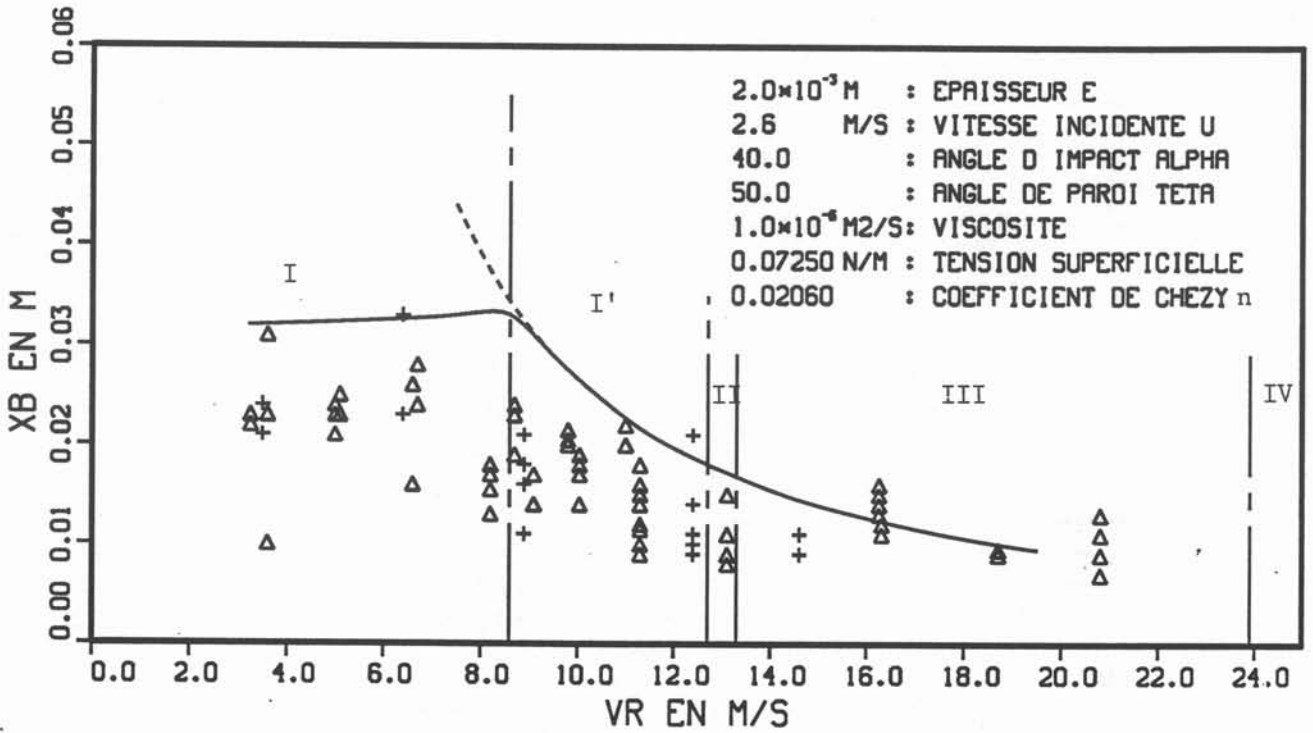


Fig.n°30: Longueurs de remontée du bouillonnement

— : modèle ressaut hydraulique  
- - : modèle couche limite  
+ Δ : points expérimentaux



\* Comparaison avec les essais de la lame 4 ( $U = 2,6 \text{ m/s}$ ;  $e = 2 \text{ mm}$ ;  $Lar = 9 \text{ cm}$ )

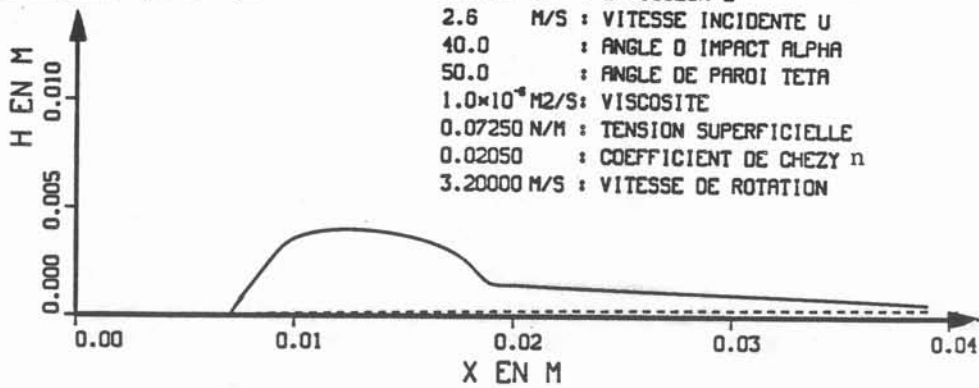
Le type de courbe : longueur de remontée en fonction de la vitesse de rotation, est du type des courbes n°30, correspondant à un angle d'impact de  $40^\circ$  et  $30^\circ$ . Sur ce graphique, on trouve en ligne pointillée, la courbe du modèle couche limite (§ 2.2), en trait plein, la courbe donnée par le modèle "ressaut hydraulique" explicité dans les paragraphes précédents. On constate qu'il existe une vitesse  $V_r$  pour laquelle, il n'existe plus de ressaut hydraulique dans le bouillonnement et cela quelque soit l'angle d'impact. Si l'on compare cette valeur de vitesse avec les valeurs de transition de régime dans le bouillonnement (lignes verticales en trait-point sur la figure n°30), on constate que cette transition est proche ou égale à la transition entre les zones I et I'. Pour les faibles vitesses de rotation (zone I), le bouillonnement est le siège d'un ressaut hydraulique qui limite la longueur de remontée. Le débit dans l'écoulement de retour est très faible par rapport au débit dévié vers le bouillonnement lors de l'impact. Le liquide s'accumule dans le bouillonnement et s'évacue périodiquement sur les bords et au travers de la lame. Ce sont les battements périodiques du bouillonnement observés dans la zone I.

\* Forme du bouillonnement

Les deux types de formes de bouillonnement sont donnés sur les figures n°31. Le bouillonnement est grossi trois fois. En trait pointillé est tracé la limite de la couche limite. En cas de ressaut ( $V_r = 3,2 \text{ m/s}$ ), le bouillonnement présente une surépaisseur au bout de la remontée. Il est possible d'observer une forme analogue sur la photo n°3a. Si le bouillonnement n'est régi que par les effets visqueux ( $V_r = 15 \text{ m/s}$ ), il présente une forme très aplatie sur la roue comme dans le cas d'impacts de la zone II. Les projections ne peuvent évidemment pas apparaître dans notre calcul.

Fig.n°31: Forme du bouillonnement

n°31a: Ressaut hydraulique



n°31b: Pas de ressaut

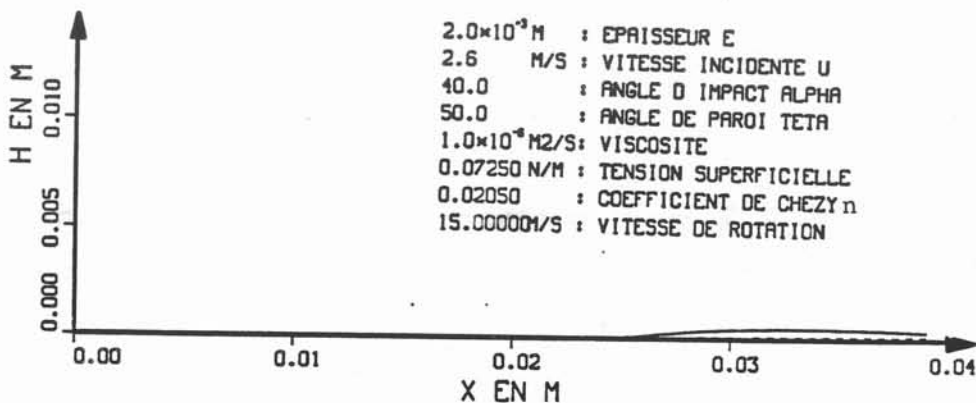
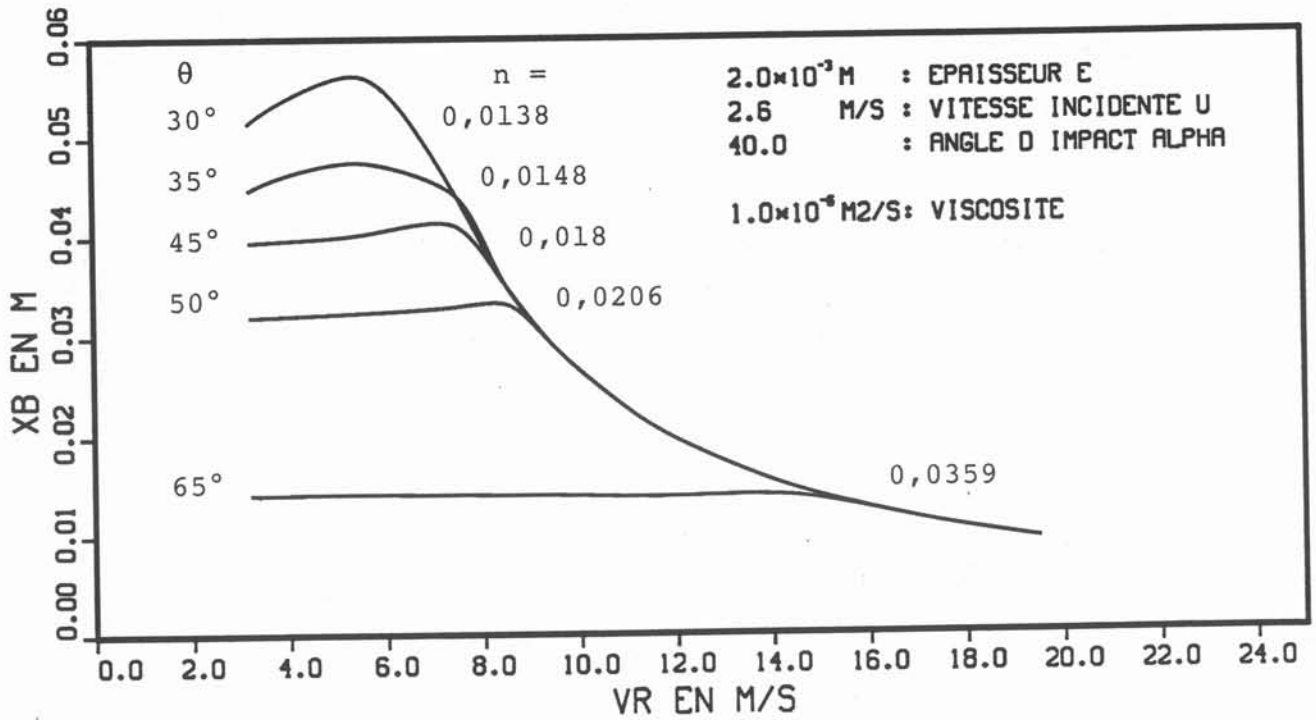


Fig.n°32: Influence de l'angle d'impact



Fig.n°33: Influence de la gravité - variation de l'angle de paroi



\* Comparaison avec les essais de lames de faible largeur

( $U = 1,85$  m/s;  $e = 2$  mm;  $Lar = 4$  cm)

( $U = 2$  m/s;  $e = 3$  mm;  $Lar = 4$  cm)

( $U = 2$  m/s;  $e = 6,5$  mm;  $Lar = 4$  cm)

Les calculs ont été réalisés en prenant les coefficients de Manning obtenus pour les calculs d'impact de la lame de grande largeur. La transition trouvée (ressaut - pas de ressaut) se situe plutôt dans la zone I' ou proche de la transition I' --> III. Les valeurs de longueur de remontée calculées sont toujours supérieures aux longueurs mesurées. Nous attribuons ces écarts au caractère tridimensionnel des lames de faible largeur (4 cm). Les effets de bord sont plus importants. Le bouillonnement déborde très facilement sur les cotés. Les longueurs de remontée mesurées sont donc plus faibles que celles calculées pour une lame de largeur infinie.

\*Influence de l'angle d'impact

Le calcul de la forme du bouillonnement avec ressaut hydraulique montre que la gravité est le paramètre le plus significatif aux faibles vitesses de rotation. Dans ces conditions d'ailleurs, la vitesse de rotation n'a aucune influence sur la longueur de remontée ( la pente des courbes  $XB = f(Vr)$  est pratiquement nulle aux faibles vitesses de rotation). Il est intéressant d'observer l'évolution de la longueur de remontée quand on modifie l'angle d'impact pour un même angle de paroi, c'est-à-dire en inclinant la busette pour modifier l'angle d'impact. La somme  $\theta + \alpha$  n'est alors plus égale à  $90^\circ$ .

La figure n°32 montre, pour un angle de paroi  $\theta$  de  $50^\circ$  et pour divers angles d'impact ( $40^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $25^\circ$ ), les longueurs de remontée en fonction de la vitesse de rotation pour la lame de 2 mm d'épaisseur ( $U = 2,6$  m/s). Le coefficient de Manning est celui correspondant à l'angle de paroi  $\theta$  : 0,0206. Plus l'angle d'impact est faible, plus la longueur de remontée est faible. Ce résultat est identique aux résultats obtenus pour les grandes vitesses de rotation avec le modèle couche limite du paragraphe 2.2. Il est lié au fait que le débit dévié vers le bouillonnement est plus faible dans le cas des petits angles d'impact. Dans notre exemple, la longueur de remontée est divisée par deux, pour une différence de  $15^\circ$  d'angle d'impact.

\*Influence de la gravité

La figure n°33 montre elle l'influence de la gravité sur la longueur de remontée pour un même angle d'impact. La pente de la paroi varie: plus elle est forte et plus l'effet de la gravité est important. Ainsi, plus on augmente la pente de la paroi (plus on se rapproche de la tangente verticale à la roue), plus on diminue la longueur de remontée. Nous sommes donc tentés d'envisager la solidification de rubans métalliques seulement aux petits angles d'impact. Le problème, alors, est de trouver un compromis entre la longueur nécessaire à la solidification et les petits angles d'impact. Il sera traité dans le chapitre II- 3.2 où nous présentons le travail réalisé avec de l'étain.

## 2.4 - Conclusion

Les deux modèles présentés ci-dessus établis aux paragraphes I-2.2 et I-2.3) montrent qu'en fonction de la vitesse de rotation, il existe différentes zones d'influence des forces agissant sur le bouillonnement.

\* Dans la zone I, le bouillonnement est régi par l'influence des forces de gravité et d'inertie du jet incident. La vitesse de rotation n'a pas d'influence sur la longueur de remontée du bouillonnement.

\* Dans les zones II, III, IV, le bouillonnement est régi par la viscosité du liquide. La longueur de remontée diminue quand la vitesse de rotation augmente. La gravité n'a plus d'influence sur le bouillonnement.

\* La zone I' n'apparaît pas dans nos modèles. Les longueurs de remontée calculées y sont toujours supérieures aux longueurs mesurées. Dans cette zone, nous avons observé l'apparition de phénomènes tridimensionnels (flammèches dans le bouillonnement) qui conduisent à une nouvelle répartition des débits dans l'espace. La gravité et la viscosité doivent y agir de pair. Une augmentation des hauteurs de liquide dans les flammèches peut conduire à l'apparition de ressauts hydrauliques qui diminuent la longueur de remontée par rapport à un calcul du modèle couche limite. Ceci expliquerait également l'impression de battements du bouillonnement observés dans cette zone. Une étude de stabilité de l'écoulement dans le bouillonnement figure dans le paragraphe 3 où ces phénomènes sont étudiés.

\* Nous retrouvons les résultats observés par METZGER et POPIEL (ref.32 et 37) sur l'impact de jet de gaz : une zone de type "rotation dominante" (zones II - III - IV dans notre cas), une zone "impact dominant" (zone I dans notre cas). Pour cette dernière, nous la caractérisons plutôt sous la dénomination "gravité dominante". La zone I' constitue la zone intermédiaire où les deux types de forces gravité et viscosité, interagissent. Les subdivisions aux fortes vitesses de rotation correspondent à une différence d'effets inertiels.



### 3 - ASPECTS TRIDIMENSIONNELS

Les calculs bidimensionnels précédents ont permis d'évaluer l'influence des principaux paramètres et de déterminer l'ordre de grandeur des dimensions du bouillonnement. Néanmoins, la stabilité du bouillonnement est fortement influencée par des phénomènes tridimensionnels. Ce chapitre en présente deux:

- l'effet de l'impact des bourrelets sur la lame bidimensionnelle.
- la digitation du bouillonnement quand il se divise en flammèches.

#### 3.1 - Phénomènes de bord

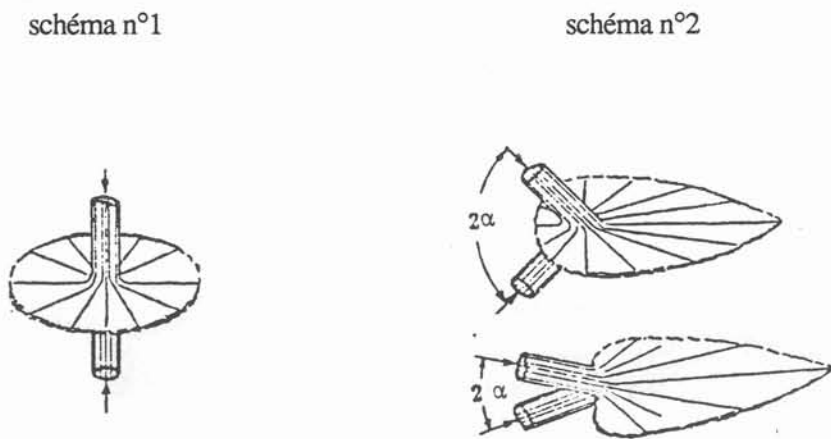
Le phénomène de rétrécissement de la lame sous l'action de la tension superficielle a déjà été évoqué dans les paragraphes 1.2.B et 1.3.C traitant de l'influence de la hauteur d'impact. Dans ce paragraphe, nous présentons les interactions entre les bourrelets et la partie bidimensionnelle de la lame au moment de l'impact.

Grâce à l'injection de colorants, nous constatons:

- \* que l'écoulement est turbulent dans les bourrelets, même quand l'écoulement est laminaire dans la lame.
- \* que les échanges de fluides se font uniquement de la lame vers le bourrelet et jamais en sens inverse.

Le bourrelet ressemble dans son comportement à un jet rond. Sur le bord de la lame, l'impact du bourrelet est analogue à l'impact d'un jet cylindrique. TAYLOR (ref.41) traite de l'impact de deux jets cylindriques et de la "feuille" liquide qui en résulte. L'expansion des jets devient radiale après l'impact comme le montrent les figures suivantes.

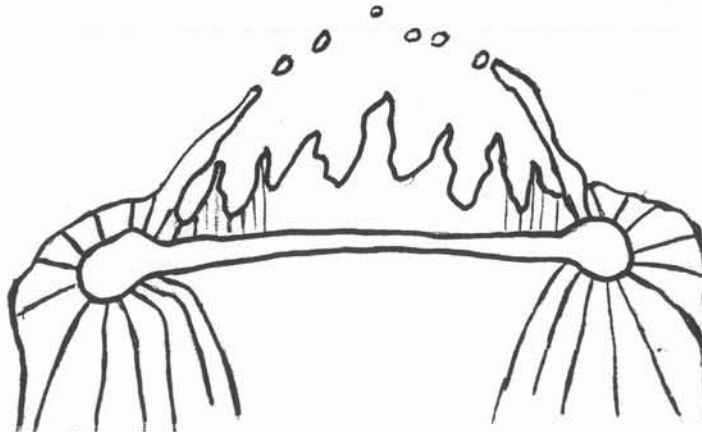
Fig. n°34: Impact de jets cylindriques



L'impact d'un jet rond sur une plaque est identique à l'impact de deux jets cylindriques symétriques comme dans le cas de la lame bidimensionnelle de fluide parfait traité dans le paragraphe 2.1. Si l'angle d'impact entre le jet et la plaque est de  $90^\circ$ , la forme de la feuille liquide après l'impact est symétrique (schéma n°1). Si l'angle d'impact est plus faible, il y a dissymétrie et diminution de la longueur de la feuille dans la direction opposée à la vitesse du jet (schéma n°2). TAYLOR (ref.41) indique que cette partie déviée vers l'arrière peut disparaître si l'angle est suffisamment faible. Les phénomènes de ressaut, d'entraînement du débit par la couche limite vont également se produire dans le cas d'impact du jet cylindrique sur une paroi mobile.

L'interaction entre la lame bidimensionnelle et le bourrelet, à l'impact, peut être schématisée de la façon suivante :

Fig. n°35: Impact d' un bourrelet vu de dessous



L'interaction entre le fluide du bourrelet et celui de la lame engendre un jet décollé du substrat provenant du pied du bourrelet et dirigé vers la partie centrale du bouillonnement : c'est ce que l'on observe dans les régimes II, III, IV. Aux forts angles d'impact ( $\alpha \geq 35^\circ$ ), ces jets, issus des bords, forment un triangle qui décolle plus rapidement de la roue que le reste du bouillonnement (voir photos n°5b et 8). Ces jets sont source de nombreuses projections susceptibles de perturber l'aspect des rubans solidifiés car ces dernières engendrent des inclusions solides (§ II-4). Quelques remarques pratiques permettant de remédier à ces phénomènes sont présentées dans le paragraphe II-5.4.

### 3.2 - Flammèches - conditions d'apparition

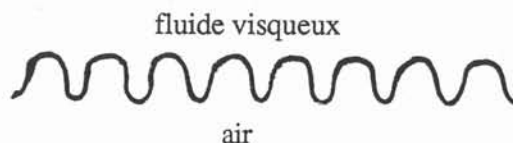
Le bouillonnement se divise en flammèches, de plus en plus instables quand la vitesse de rotation augmente. Le même type de flammèches apparaît à l'avant d'une lame d'étain se solidifiant (voir paragraphe II-3.1.A-c). Ce phénomène peut être relié à deux grandes familles d'instabilités : les phénomènes de digitation apparaissant à l'interface entre deux fluides visqueux (lubrification entre cylindres par exemple) et les instabilités de couches fluides en rotation. Nous allons tout d'abord évoquer les premières d'entre elles.

Ce qui suit aide à comprendre le mécanisme d'apparition de ces flammèches. Nous reprenons tout d'abord les expériences de TAYLOR (ref.42) et de PITTS (ref.36) sur des instabilités de couches lubrifiées en appliquant les résultats quand cela est possible au cas du bouillonnement. Dans le paragraphe suivant, nous nous intéressons à la détermination des longueurs d'ondes critiques.

#### 3.2.A - Films hydrauliques de lubrification - expérience de TAYLOR

Il existe de nombreux essais réalisés sur des couches de lubrification, entre cylindres ou entre plaques qui conduisent à des instabilités de l'interface entre le fluide de lubrification et l'air ambiant. Si une des parois est mobile, des doigts d'air séparant le film liquide apparaissent (voir fig. n°36). La géométrie de ces instabilités ressemble à la forme des "flammèches" du bouillonnement (régimes II-III-IV).

Fig. n°36: Instabilités de lubrification



\* TAYLOR (ref.42) s'est intéressé aux instabilités se développant dans des films de lubrification. Il met en évidence l'existence de deux phénomènes d'instabilités d'origine différente. Il nomme le premier "la cavitation - séparation". Ce phénomène est bidimensionnel. Les fines séparations liquide entre les doigts d'air laissent passer peu de débit. La plus grande partie du débit est transportée dans une couche très mince sur la surface mobile. La tension superficielle joue un rôle important ( fig. n°37-a). Le deuxième type d'instabilités est la vraie cavitation, le débit passe alors dans les colonnes séparant les doigts d'air ( fig. n°37-b).

Fig. n°37: Instabilités de lubrification d'après TAYLOR



Le premier type d'instabilités est assimilable aux phénomènes de digitation. L'étude de TAYLOR est expérimentale. La première expérience de digitation dans un tube capillaire a donné son nom à ce type d'instabilités: instabilité de SAFFMAN-TAYLOR. Elle consiste à observer l'évolution d'une interface en mouvement entre de l'air et un fluide visqueux dans un tube capillaire. Il se forme un doigt d'air cylindrique à bout arrondi qui se déplace plus ou moins vite suivant la pression appliquée à une extrémité du tube. La mesure la plus simple qui est réalisée sur ce type d'expérience consiste à mesurer le rapport  $m$  de la quantité de liquide laissé dans le tube au volume interne du tube.

Le résultat le plus important est que " $m$ " ne dépend que du nombre capillaire  $Ca = \frac{\mu V}{\gamma}$

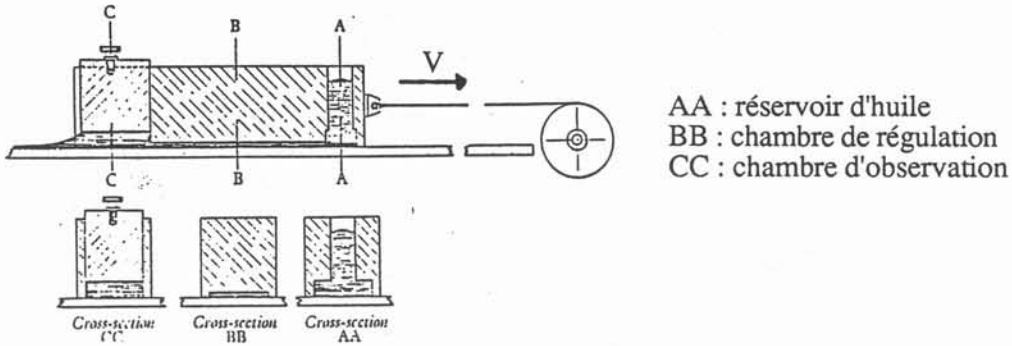
où  $\mu$  = viscosité dynamique du fluide,  
 $V$  = vitesse du ménisque par rapport aux parois  
 $\gamma$  = tension superficielle

$Ca$  caractérise le rapport entre les forces de viscosité et les forces de tension superficielle. TAYLOR a ensuite étudié les écoulements dans des couches de lubrification entre une paroi fixe et une paroi mobile. Les installations expérimentales sont les suivantes:

- (i) l'écoulement d'un liquide visqueux dans un espace étroit compris entre une plaque fixe et un bloc se déplaçant à la vitesse  $V$ .

- (ii) l'écoulement d'un fluide visqueux dans l'espace entre un cylindre tournant et un cylindre fixe excentrés.

Fig. n°38: Installation expérimentale (i) de TAYLOR



Le gradient de pression qui existe entre les deux chambres BB et CC est à l'origine de la séparation et de l'apparition des doigts d'air. Pour déterminer la position du ménisque (pointe des doigts d'air), il est nécessaire de connaître la distribution de la pression. Il est connu dans la théorie de la lubrification que l'écoulement ne peut se diviser que si le gradient de pression,  $\frac{dp}{dx}$ , est positif. SAVAGE (ref.38) affine ce critère

en faisant intervenir la tension superficielle:  $\frac{dp}{dx} + \gamma \left( \frac{d(\frac{1}{R_c})}{dx} \right) > 0$  et explique que si ce critère est vérifié, il se forme des ondes transverses dans le ménisque.

TAYLOR a constaté que dans le cas des mouvements bidimensionnels, dans une géométrie prédéterminée, il est possible de caractériser physiquement les doigts d'air par le coefficient  $m$ , rapport du débit de fluide à la section  $x$  par le débit qu'il y aurait en  $x$  si le gradient de pression était nul.

$$m = \frac{\text{débit dans la chambre d'observation}}{\text{débit qu'il y aurait si grad } P = 0 \text{ dans la chambre}}$$

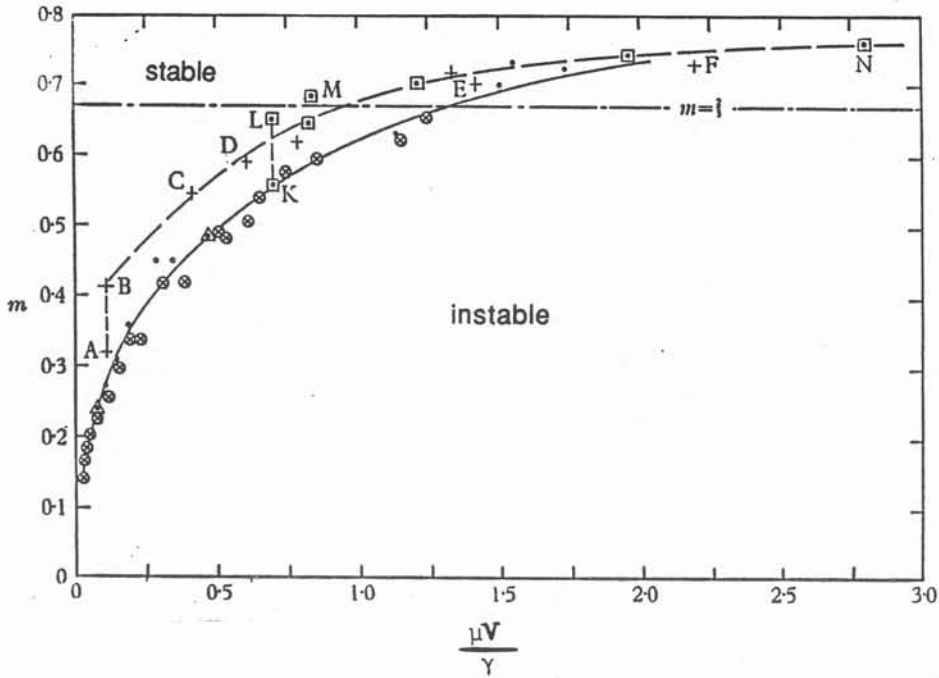
Du fait de la difficulté de mesurer des débits, TAYLOR se ramène à des mesures de hauteur, en supposant que la chambre de régulation est suffisamment longue pour que la paroi à la vitesse  $V$  communique sa vitesse au fluide.

Dans l'expérience de TAYLOR, aux grandes vitesses, le ménisque présente des courbures et devient tridimensionnel. Il est alors très instable: il est donc impossible d'obtenir des résultats avec le dispositif décrit ci-dessus pour de grandes valeurs du nombre capillaire. Un autre système permet d'obtenir un état permanent pour les plus grandes valeurs de  $\frac{\mu V}{\gamma}$ : c'est un cylindre tournant et avec arc de cercle fixe(ii). Les

résultats de ces deux types d'essais sont comparables jusqu'à  $\frac{\mu V}{\gamma} = 0,6$ . Pour des valeurs plus grandes du nombre capillaire des bulles apparaissent dans la chambre d'observation et perturbent les essais. Deux types de fluides, de l'huile et de la glycérine ont été utilisés. TAYLOR n'a noté aucune différence dans ses résultats.

Les points expérimentaux ont été obtenus en fixant  $m$  et en cherchant la vitesse de destabilisation  $V_m$ . Les résultats figurent sur la courbe suivante.

Fig n°39: Résultats de TAYLOR (ref.42)



Les principaux résultats sont les suivants :

- Comme dans l'expérience du tube capillaire, la valeur de  $m$  pour laquelle le ménisque devient instable n'est fonction que du nombre capillaire  $Ca = \frac{\mu V}{\gamma}$ . Quand  $Ca$  croît,  $m$  tend vers une valeur asymptotique qui est certainement supérieure à  $m = \frac{2}{3}$ . Cette valeur a été proposée par HOPKINS (1957) pour un écoulement proche de la paroi fixe. Il a proposé  $m = \frac{1}{3}$  dans le cas de deux parois mobiles à la vitesse  $V$ .

- Pour de petits nombres capillaires, la courbe semble être parabolique. Bien que l'on puisse montrer que l'approximation n'est plus valable quand  $m < 10^{-3}$ , la courbe est approchée par la formule suivante:

$$m = 0,85 \sqrt{\frac{\mu V}{\gamma}}$$

Dans le cas du tube capillaire, la formule empirique est identique mais le coefficient est plus proche de 1 que de 0,85.

Des essais ont montré que le ménisque devient instable pour une même valeur de  $m$  que les parois de la chambre d'observation soient parallèles ou divergentes.

La condition d'apparition de l'instabilité du type "cavitation" est différente de celle présentée ci-dessus. La séparation implique nécessairement un gradient de pression en amont du ménisque qui doit conduire à des pressions suffisamment basses pour que la vraie cavitation apparaisse. BANKS et MILL (1954) montrent des photos de bulles de cavitation apparaissant au point de plus basse pression à l'isthme entre 2 cylindres. A la vitesse où l'on observe le début de la cavitation, ces bulles vont disparaître ou être transportées. Quand les vitesses augmentent, les bulles vont grossir, devenir plus nombreuses et altérer la pression dans le fluide. Finalement, elles peuvent former des

doigts d'air. Ce type de cavitation a été observé par SWIFT (1939) et STIEBES (1933). Dans le cas de parois très proches, inondées en amont du point d'instabilité, la condition d'apparition de la cavitation, trouvée par SWIFT, est:

$$\frac{dP}{dx} = 0 \quad P = 0$$

### 3.2.B - Instabilités dues à la lubrification dans le bouillonnement

Nous allons appliquer les résultats de TAYLOR au cas du bouillonnement. Pour cela, nous assimilons le bouillonnement à une couche mince de lubrification. Les hypothèses faites pour le calcul du bouillonnement sont identiques à celles faites pour un calcul de couche de lubrification.

#### a) Définition du paramètre m

Pour traiter nos essais comme l'a fait TAYLOR (ref.42), il faut définir un paramètre m, rapport entre le débit à l'abscisse où l'écoulement se déstabilise et le débit dans la couche de fluide où le gradient de pression est nul. Ce paramètre m est construit de telle façon que m = 1 correspond à un état stable (pas de doigt d'air) et m = 0 correspond au cas extrême où il n'y a plus de fluide mais de l'air partout.

Nous pouvons calculer le débit total dans la couche fluide du bouillonnement dont la longueur de remontée est XB.

$$Q_B = Q_0 + 3,1321 \text{ COV} \sqrt{\frac{v}{(V_r + U)}} \sqrt{XB} \quad \text{cf. § 2.2}$$

avec  $Q_0 = -U \frac{e}{2} (1 - \cos \alpha)$

Dans la suite de ce paragraphe, nous l'écrivons de façon plus simple, sous la forme

$$Q_B = Q_0 + \text{coefcl} \sqrt{XB}$$

Nous comparons le débit dans le bouillonnement quand celui-ci a sa longueur maximale  $XB = X_{max}$  et le débit au droit du creux des flammèches :  $XB = X_{min}$ , sachant que ces longueurs sont celles que nous avons déjà définies dans le paragraphe 1.3 F (fig n°15). Nous posons donc:

$$m = \frac{Q_0 + \text{coefcl} \sqrt{X_{max}}}{Q_0 + \text{coefcl} \sqrt{X_{min}}} \quad (\text{Eq10})$$

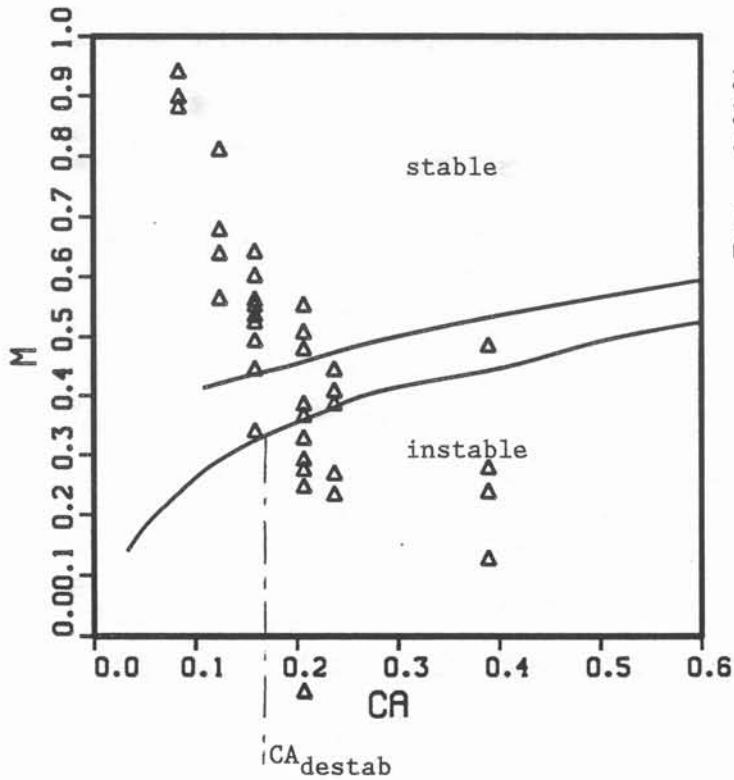
Si  $X_{max} = X_{min}$ , le bouillonnement n'est pas divisé en flammèches, il est stable du point de vue de la lubrification et  $m = 1$ .

De part sa construction, m est négatif ou nul si la longueur de remontée  $X_{max}$  est supérieure ou égale à la longueur  $X_{CL}$  donnée par le modèle couche limite (Eq § 2.2). En effet, si tel est le cas, le courant de retour dans la couche limite est d'un débit supérieur au débit dévié vers le haut lors de l'impact, ce qui impose que le bouillonnement soit instable. Si la longueur de remontée  $X_{max}$  est égale à  $X_{CL}$ , le seul cas de bouillonnement stable est celui pour lequel  $X_{min} = X_{max}$  donnant la forme indéfinie  $m = \frac{0}{0}$ .

Fig.n°40:Instabilités dues à la lubrification

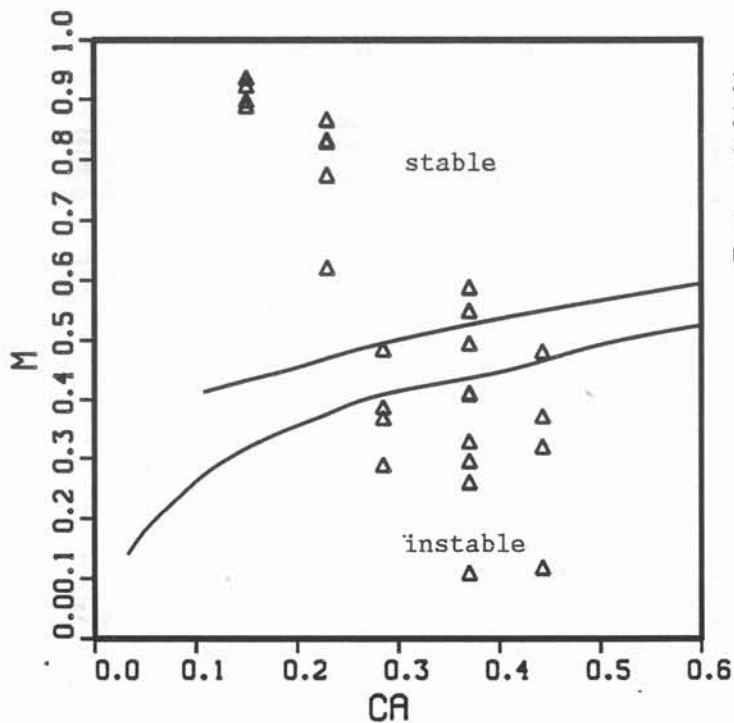
— : Courbes théorique de stabilité de TAYLOR  
△ : Points expérimentaux

Eau pure



$2.0 \times 10^{-3} M$  : EPAISSEUR E  
2.6 M/S : VITESSE INCIDENTE U  
40.0 : ANGLE D IMPACT ALPHA  
 $1.0 \times 10^{-8} M^2/S$  : VISCOSITE  
0.07250 N/M : TENSION SUPERFICIELLE

Eau avec agent mouillant



$2.0 \times 10^{-3} M$  : EPAISSEUR E  
2.6 M/S : VITESSE INCIDENTE U  
40.0 : ANGLE D IMPACT ALPHA  
 $1.0 \times 10^{-8} M^2/S$  : VISCOSITE  
0.04000 N/M : TENSION SUPERFICIELLE

*b) Expériences :*

Des mesures de longueurs de remontée  $X_{max}$  et de position du creux des flammèches  $X_{min}$  sont effectuées dans le cas d'impacts de la lame de 2 mm d'épaisseur, de vitesse incidente 2,6 m/s pour quatre angles d'impact  $45^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $38,7^\circ$ ,  $35^\circ$  et deux solutions différentes : de l'eau (tension superficielle  $\gamma = 0,0725$  N/m) et une solution d'eau + agent mouillant ( $\gamma = 0,04$  N/m). Grâce à ces mesures, nous pouvons calculer le coefficient  $m$  défini dans le paragraphe précédent.

Nous construisons le nombre capillaire  $Ca$  avec la vitesse relative de l'écoulement dans le bouillonnement  $V_r + U$  :

$$Ca = \frac{\mu (V_r + U)}{\gamma}$$

Nous traçons alors les points expérimentaux  $m = f(Ca)$  obtenus avec les mesures expérimentales. Un exemple pour  $\alpha=40^\circ$ , pour les deux types de solutions, figurent sur les courbes n°40. Les courbes théoriques de TAYLOR (§3.2.A), qui figurent en traits pleins sur la figure n°40, délimitent en fonction de  $m$  et  $Ca$  les zones de ménisque stable et instable. Nous constatons que, suivant le critère de TAYLOR (§ 3.2.A- b ), le bouillonnement est stable pour les faibles nombres capillaires, puis se déstabilise pour de plus grands nombres capillaires ( $m < m$  théorique donnée par TAYLOR ). Nous appelons  $Ca_{destab}$  le nombre capillaire à partir duquel le bouillonnement devient instable au sens de TAYLOR. Il est relié à une vitesse de rotation dite  $V_{r_{destab}}$ .

Le tableau suivant donne les valeurs de  $Ca_{destab}$  et de  $V_{r_{destab}}$  pour lesquels le bouillonnement se déstabilise. Dans le cas de l'eau sans agent mouillant, nous ajoutons une ligne dans le tableau où figurent les valeurs expérimentales des vitesses de transition I - I' observées pour le bouillonnement. Il n'est pas possible de faire de même avec la solution avec agent mouillant. Une durée trop longue de l'essai entraîne la formation de mousse et l'arrêt de l'expérience.

$\gamma = 0,0725$  N/m

$\alpha$	45	40	38,7	35
$Ca_{destab}$	0,157	0,158	0,124	0,118
$V_{r_{destab}}$ m/s	8,8	8,9	6,4	5,94
$V_r$ m/s	6,5 -> 8	6,5 -> 8	6,5 -> 8	6 -> 8
Transition I -> I'				

$\gamma = 0,04$  N/m

$\alpha$	45	40	38,7	35
$Ca_{destab}$	0,285	0,277	0,26	0,2
$V_{r_{destab}}$ m/s	8,8	8,48	7,75	5,4

On remarque que la vitesse de déstabilisation est une fonction de l'angle d'impact mais dépend peu de la tension superficielle : les valeurs de  $V_{r_{destab}}$  sont très proches dans les deux cas. L'écart maximum est obtenu pour  $\alpha = 38,7^\circ$  et vaut 21 % ce qui est peu compte-tenu de la précision des mesures de nos expériences où la transition I-I' est connue à 25% près.

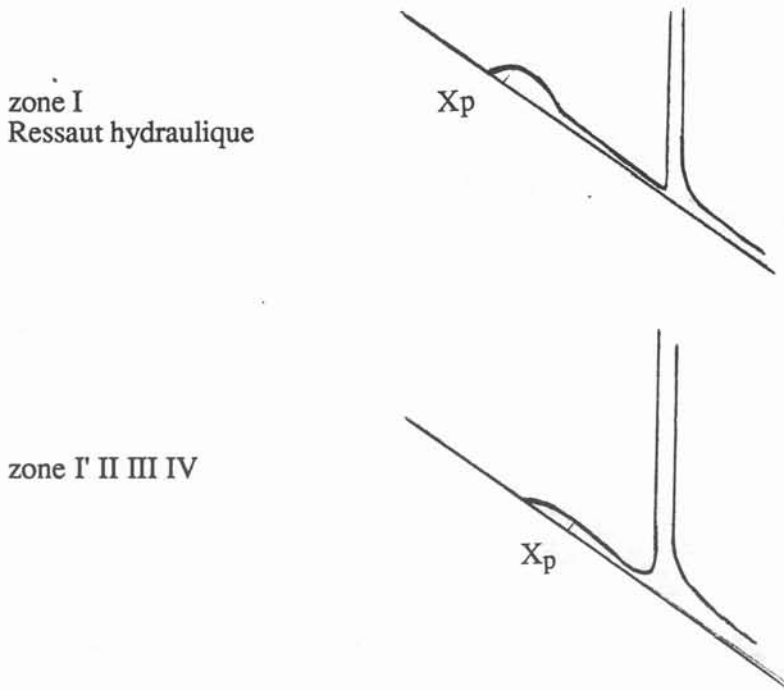


Dans le cas de l'eau sans adjonction d'agent mouillant, nous pouvons comparer la vitesse de déstabilisation du bouillonnement et la vitesse de transition d'aspect du bouillonnement des zones I-I'. Elles sont en effet très voisines. La zone I' est présentée (§ 1.3 B) comme la zone où le bouillonnement voit ses structures s'affiner. Elles prennent l'aspect de "flammèches". Dans le paragraphe 2.3.D.b, la transition I - I' marque la transition ressaut - pas de ressaut. Les longueurs de remontée obtenues par calcul pour la zone I', donnent des valeurs supérieures à celles observées au cours des essais. Les remarques faites sur l'instabilité du bouillonnement expliquent ce phénomène. Le bouillonnement déstabilisé se divise en flammèches. Il perd son caractère bidimensionnel. Au niveau d'une flammèche, il y a une augmentation locale du débit qui conduit au phénomène de ressaut hydraulique. Ceci explique la limitation de leurs longueurs de remontée. Pour des vitesses de rotation suffisantes (zone II - III - IV), ce phénomène local disparaît.

c) Position du creux des flammèches

Il est intéressant de faire l'analogie entre la définition de  $m$  par TAYLOR et celle que nous avons choisie. Le dénominateur de  $m$  pour TAYLOR est le débit où le gradient de pression est nul. Si l'on observe les formes du bouillonnement, il y a 2 cas :

Fig. n°41: Points à gradient de pression nul



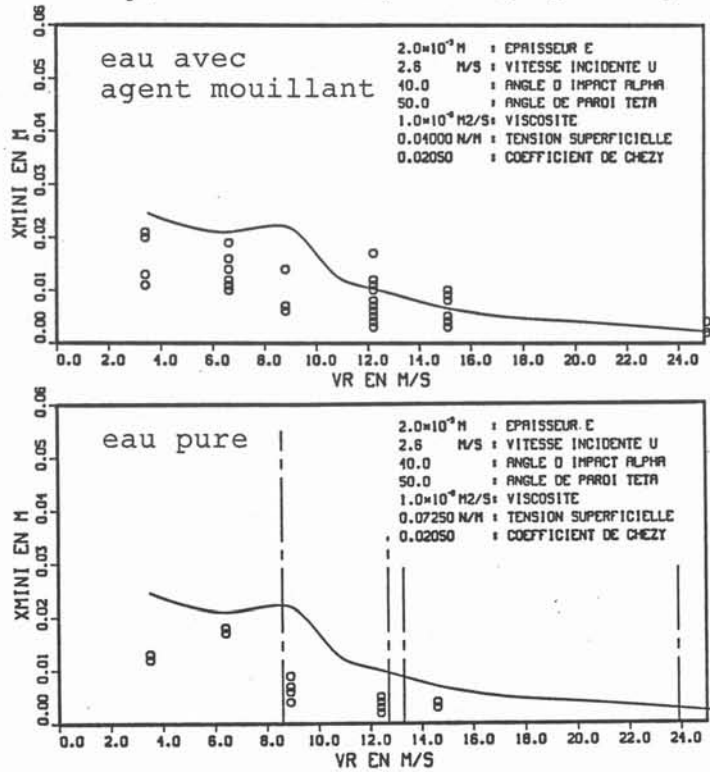
Le bouillonnement présente toujours un point d'abscisse  $X_p$  où le gradient de pression est nul. Il est en effet facile de montrer que le gradient de pression est équivalent au gradient de  $h$ , hauteur de la couche de fluide parfait. Dans le cas où le ressaut hydraulique existe, c'est le point juste après le ressaut où l'évolution du bouillonnement devient hydrostatique.

Sur la figure n°41bis, nous comparons les valeurs calculées  $X_p$  grâce au calcul du paragraphe I-2.3 en trait plein et les valeurs  $X_{min}$  mesurées expérimentalement. Les écarts sont assez importants dans le cas de l'eau pure. Nous ne pourrions donc pas utiliser

le calcul pour déterminer la position du creux des flammèches. Cela est sans doute dû au caractère tridimensionnel de l'écoulement dans les flammèches.

Le critère de SAVAGE (ref .38) que nous avons cité au § I-3.2.A-b , fait intervenir les effets de tension superficielle et le rayon de courbure de la surface. L'adjonction de ce terme au gradient de pression peut modifier de façon conséquente le critère d'apparition des instabilités dans le cas des flammèches du bouillonnement.

Fig n°41bis: Comparaison de  $X_{min}$  ( valeur mesurée) et de  $X_p$  (valeur calculée du point tel que grad P =0)



d) conclusion

Le critère d'instabilité de TAYLOR d'un ménisque entre un fluide visqueux et un gaz dans une couche de lubrification nous permet d'expliquer une des transitions de régimes: I-I'. Les effets visqueux prennent suffisamment d'importance pour déstabiliser le bouillonnement et le diviser en flammèches. La nouvelle répartition de débits est telle que les phénomènes de ressaut peuvent se produire dans l'écoulement de chacune des flammèches (zone I') jusqu'à ce que les effets visqueux dominent de nouveau (zones II-III). Le calcul de l'abscisse du point de gradient de pression nul donne approximativement l'abscisse du bas des flammèches  $X_{min}$ .

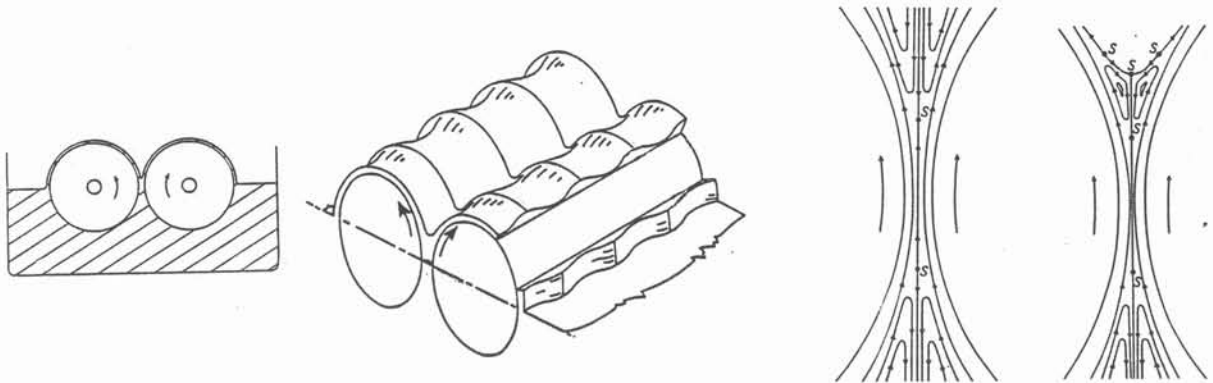
3.2.C - Illustrations bibliographiques

Nous évoquons ici deux autres articles qui illustrent ces phénomènes de déstabilisation de couches de lubrification. Bien qu'ils ne donnent pas de renseignements pratiquement applicables à l'impact, ils permettent de mieux illustrer les phénomènes dont nous venons de parler.

a) Couche de lubrification entre deux cylindres

PITTS et GREILLER (ref.36) évoquent les instabilités du ménisque supérieur M du liquide compris entre deux rouleaux (fig n°42).

Fig n°42: Expérience de PITTS et GREILLER



Le ménisque se déstabilise quand la vitesse de rotation est suffisante pour faire disparaître les recirculations dans le bain sous le ménisque. Il se forme alors des ondulations sur les deux rouleaux, le long de la génératrice. Les longueurs d'ondes observées vont de 8,5 à 6 mm au début pour descendre à 1 mm quand la vitesse de rotation est grande.

Les auteurs ont recherché expérimentalement les conditions d'apparition des ondes critiques pour différentes valeurs de viscosité (de 0,04 à 0,54 N.s/m<sup>2</sup>) et d'espace entre les rouleaux (5 x 10<sup>-5</sup> m à 5 x 10<sup>-4</sup> m). Les rayons des rouleaux utilisés étaient soit de 0,0127 m soit de 0,0254 m. La tension superficielle des fluides utilisés valait 0,065 N/m pour un mélange glycérine - eau et de 0,047 N/m pour l'acide lactique pur.

La condition d'apparition des ondes est :

$$\frac{\mu V r}{\gamma} \frac{R}{h} \approx 62$$

h : demi espace à l'isthme entre les rouleaux

R : rayon des rouleaux

La valeur théorique de la constante est plus faible car il est très difficile d'observer l'instant exact de la stabilisation du ménisque. HAKIM (ref.17) a réalisé des expériences analogues mais plus précises et propose 40 pour la constante précédente au lieu de 62.

Quelques essais de calcul dans le bouillonnement avec les valeurs de h données par le programme et les formules du paragraphe 2.3, montrent qu'à partir d'une certaine vitesse de rotation, voisine de 8 m/s, tout le bouillonnement est instable suivant ce critère.

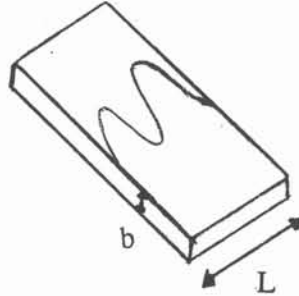
HAKIM (ref.17) donne également un critère de sélection pour les longueurs d'ondes critiques valables dans l'hypothèse d'un faible espacement entre les cylindres. Les longueurs d'ondes augmentent quand h augmente et quand la vitesse de rotation diminue.

Toutefois dans ces expériences, les valeurs des vitesses de rotation sont faibles (≤ à 3 m/s) et les Reynolds caractéristiques sont toujours inférieurs à 1.

b) Principe de la digitation visqueuse :

Dans un article récent (ref.19), HOMSY réalise une synthèse sur le mécanisme de l'instabilité de digitation: déstabilisation de l'interface entre deux fluides qui se divise en "doigts". Le processus de digitation se divise en trois parties : formation, étalement et division du doigt. Ce phénomène est intimement lié aux variations de viscosité entre les deux fluides. La cellule de Hele-Shaw est une installation expérimentale classique dans l'étude de ce type d'instabilités. C'est une cavité de faible épaisseur entre deux plaques de grande dimension.

Fig. n°43: Schéma d'une cellule de Hele-Shaw



$$b \ll L$$

Les forces régissant le mécanisme d'instabilités de digitation dans une cellule de Hele-Shaw placée verticalement sont la gravité et la viscosité. Si le fluide 2 est placé au dessus du fluide 1 dans la cavité, les instabilités du ménisque sont amplifiées ou atténuées suivant le signe des différences de masse volumique ( $\rho_2 - \rho_1$ ) et de viscosité dynamique ( $\mu_1 - \mu_2$ ) entre les deux fluides. Le critère de stabilité d'une interface se déplaçant à la vitesse U est :

$$\text{Si } Re \ll 1 \text{ et } \frac{b}{L} \ll 1 \quad \frac{12}{b^2} (\mu_1 - \mu_2) U + (\rho_2 - \rho_1) g \geq 0 \quad (\text{Eq11})$$

Ainsi, une vitesse critique de l'interface apparaît :  $U_c = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\mu_1 - \mu_2} g \frac{b^2}{12}$  à partir de laquelle le ménisque se déstabilise.

Dans la démonstration précédente, les forces de tension superficielle ne sont pas prises en compte. Une analyse plus fine montre que ces dernières peuvent modifier mais non stabiliser une interface instable par le critère (Eq11). Dans ces phénomènes de digitation, si le fluide mouille les parois, un paramètre important est le nombre capillaire Ca, dont nous rappelons ici la valeur:

$$Ca = \frac{\mu U}{\gamma}$$

Si ce nombre est faible, l'écoulement est régi par les trois paramètres :

$$Ca' = 12 \frac{\mu_1 U}{\gamma} \left(\frac{L}{b}\right)^2 \quad (\text{nombre capillaire modifié})$$

$$A = \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_1 + \mu_2} \quad (\text{contraste de viscosité})$$

$$G = \frac{gb^2 (\rho_1 - \rho_2)}{12U (\mu_1 + \mu_2)} = \frac{Uc}{U} \quad (\text{nombre de Darcy-Rayleigh modifié})$$

Une analyse de stabilité linéaire en mode normal (proportionnels à  $\exp(\sigma t +iky)$ ) pour un déplacement rectiligne monodimensionnel due à CHOUKE (1959) donne la relation de dispersion suivante:

$$\sigma = (A + G) k - \frac{(A + 1)}{2Ca'} k^3$$

Le taux maximum de croissance s'obtient pour le nombre d'onde suivant :

$$k_m = \left[ \frac{2(A + G) Ca'}{3(A + 1)} \right]^{1/2} \quad \text{ou bien} \quad \lambda_m = \frac{2\pi}{k_m}$$

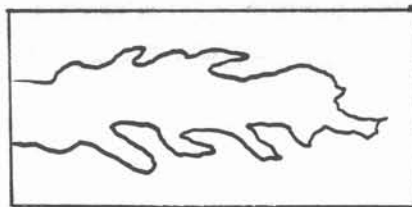
où  $\lambda_m$  est la longueur d'onde correspondante.

Bien que la gravité et la viscosité soient les moteurs de l'instabilité, c'est la tension superficielle qui favorise la sélection d'un mode d'instabilité préférentiel car elle atténue les instabilités de courtes longueurs d'ondes tandis que le mécanisme de base les favorise.

Des essais de calcul de  $\lambda_m$  avec nos données expérimentales et les valeurs de  $h$  calculées au paragraphe 3.2 ne permettent pas de conclure sur la sélection des longueurs d'ondes des flammèches par ce processus.

La dynamique de digitation devient complexe pour les grands nombres capillaires (faible tension superficielle) car alors les longueurs d'ondes instables diminuent. Il est alors difficile de vérifier quantitativement la relation de dispersion mais la longueur d'onde apparente au début de la croissance des doigts est en général en bon accord avec la valeur théorique. Pour des nombres capillaires supérieures à 1000, les doigts se divisent. En effet si la tension superficielle est assez faible, le front d'avancée du doigt est susceptible de se diviser (digitation visqueuse). Après séparation, les deux lobes, plus fins, sont plus stables. Un des doigts peut croître préférentiellement jusqu'à ce que le processus recommence. On aboutit ainsi à une figure de ce type :

Fig. n°44: Digitation aux grands nombres capillaires



### 3.3 - Détermination des longueurs d'ondes

Le paragraphe précédent donne des exemples d'instabilités d'interfaces (fluide-air) dans le cas de cylindres tournants. Dans tous les cas évoqués (sauf celui de TAYLOR), les nombres de Reynolds caractéristiques sont toujours faibles et les forces d'inertie de

peu d'importance. Dans ce paragraphe, nous évoquons un autre type d'instabilités concernant les fluides en rotation pour lequel les forces d'inertie interviennent.

3.3.A - Stabilité d'une couche liquide en rotation (Fluide non visqueux)

PEDLEY (ref.35) présente les conditions de stabilité d'un film liquide à la surface d'une roue en rotation. Le critère est fonction de la combinaison du critère de Rayleigh pour du liquide tournant entre deux coques et un critère de stabilité de surface libre.

En coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$ , le profil des vitesses de l'écoulement étudié est le suivant  $(0, V(r), 0)$ . En écrivant les perturbations en fonction de  $\exp(i(kz + n\theta))$ , le critère de stabilité est le suivant :

$$\text{Posons } \Phi(r) = \frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} (r^2 V^2)$$

$$A = \frac{g}{\rho b^2} \left( 1 - n^2 - k^2 b^2 + \frac{\rho b V^2(b)}{\gamma} \right)$$

où  $n$  est le nombre d'onde dans la direction azimuthale  
 $k$  le nombre d'onde dans la direction axiale  
 $b = (R + h)$

Alors :

si  $\Phi(r) \geq 0$  partout, alors  $A \leq 0$  est une condition de stabilité nécessaire et suffisante.

si  $\Phi(r) < 0$  quelque part, le système est toujours instable.

Nous reprenons le calcul proposé par ETAY J. (ref.13) concernant la stabilité des profils de vitesse dans le bouillonnement et après l'impact. Mais nous introduisons ici les formules de la couche limite de Blasius au lieu d'un coefficient de frottement arbitraire.

$$\Phi(r) = \frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} (r^2 V(r)^2)$$

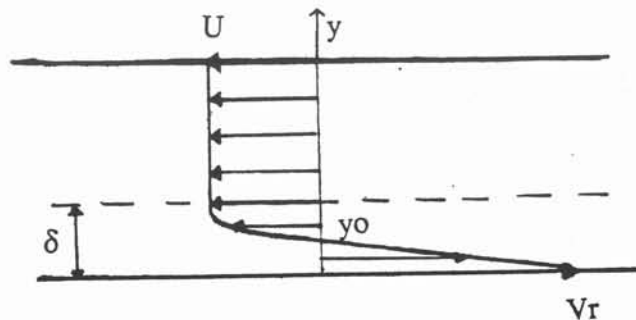
Le rayon  $r$  est positif, nous étudions donc le signe de

$$\frac{d}{dr} (r^2 V^2) = 2 V r^2 \frac{dV}{dr} + 2 r V^2$$

c'est-à-dire le signe de :  $\Phi'(r) = V \left( r \frac{dV}{dr} + V \right)$

Dans le bouillonnement, le profil des vitesses est du type suivant :

Fig.n°45: Profil des vitesses dans le bouillonnement



Par la formule de Blasius (§2.2), on connaît le profil de vitesse dans la couche limite. Le profil des vitesses  $V(r)$  dans tout le bouillonnement est donc le suivant:

$$\text{si } r \leq R + \delta \quad V = -V_r + (V_r + U) \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{r - R}{\delta}\right)$$

$$\text{si } r \geq R + \delta \quad V = U$$

où  $\delta$  est l'épaisseur de la couche limite et  $R$  le rayon de la roue.

L'écoulement sera le plus instable pour  $r = R$  c'est-à-dire à la surface de la roue :

$$\Phi'(r) = -V_r \left( \frac{\pi R (V_r + U)}{2\delta} - V_r \right)$$

Le signe de  $\Phi'(r)$  est celui de :  $V_r - \frac{\pi R}{2\delta} (V_r + U)$

L'écoulement sera stable si :

$$\frac{V_r}{V_r + U} \geq \frac{\pi R}{2\delta}$$

D'après le paragraphe 2.2, l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  vaut :  $4,92 \sqrt{\frac{\nu L}{V_r + U}}$

La condition de stabilité du bouillonnement devient :

$$\frac{V_r}{(V_r + U)^{1,5}} \geq \frac{\pi R}{9,84 \sqrt{\nu L}}$$

Compte-tenu des valeurs de la viscosité du fluide, l'écoulement dans le bouillonnement sera toujours instable du point de vue de la rotation d'après le critère de RAYLEIGH. Le raisonnement est analogue pour l'écoulement après l'impact et aboutit aux mêmes conclusions. Mais le critère de RAYLEIGH a été obtenu pour un écoulement non visqueux. Les effets de la viscosité sont pris en compte dans le paragraphe suivant.

### 3.3.B - Stabilité de l'écoulement de Couette

L'écoulement de Couette d'un fluide visqueux entre deux cylindres en rotation est un problème classique dans les calculs d'instabilités de liquides en rotation. Nous cherchons à comparer les résultats de nos expériences, notamment sur les longueurs d'ondes critiques avec les résultats que présente CHANDRASEKAR (ref.8) dans l'approximation de l'écoulement entre deux cylindres très rapprochés. Le premier paragraphe présente donc nos résultats.

#### a) *Expériences :*

Le profil des vitesses dans la couche fluide est instable du point de vue de la rotation. Nous avons mesuré les longueurs d'ondes des flammèches ou des ondes axisymétriques en avant ou en arrière de la lame.

- A l'avant de la lame, après l'impact, les longueurs d'ondes mesurées sont voisines d'une constante quelque soit l'angle d'impact et les lames considérées. Nous

donnons un exemple de ces résultats sur la courbe n°46, qui, pour une lame de 1,9 mm d'épaisseur, une vitesse incidente de 1,85 m/s et un angle de 45°, donne la longueur d'onde des ondulations aximétriques en fonction de la vitesse de rotation. La droite des moindres carrés qui passe par ces points est la droite horizontale  $\lambda = 5,7$  mm. Nous reportons dans le tableau suivant les longueurs d'ondes obtenues pour différentes séries de photos. Les erreurs sur les mesures sont de  $\pm 1$  mm. Des mesures à l'avant d'une lame d'étain de 1mm d'épaisseur donne également une longueur d'onde constante de l'ordre de 6 mm. (§II-3.1.A-c).

	e mm	U m/s	Lar m	$\alpha^\circ$	$\lambda$ mm
série 11	1.9	1.85	0.04	45°	5.7
série 08 bis	1.9	1.85	0.04	45°	6.45
série 00	1.9	1.85	0.04	44.6°	6.36

- Nous pouvons également mesurer des longueurs d'ondes de perturbations axisymétriques dans le bouillonnement. Ce sont les distances entre les flammèches. Les résultats figurent sur la courbe n°47. Nous observons que, dans le bouillonnement, la longueur d'onde des flammèches décroît avec la vitesse de rotation contrairement à ce qui se passe à l'avant de la lame.

*b) Stabilité de l'écoulement de Couette.*

Nous pouvons rapprocher cet étrange phénomène de l'étude de stabilité de l'écoulement de Couette réalisée par CHANDRASEKAR (ref.8). L'écoulement de Couette considéré est un écoulement visqueux entre deux cylindres coaxiaux de rayon R1 et R2, tournant à la vitesse  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$ . Le cylindre (1) est le cylindre intérieur. L'espace entre les deux cylindres h est supposé faible devant le rayon moyen  $\frac{R_1 + R_2}{2}$ . La vitesse

est supposée azimuthale :  $\vec{V} = (0, V(r), 0)$ . La solution la plus générale des équations de Navier-Stokes stationnaire pour une viscosité non nulle est :

$$u_r = u_z = 0 \quad u_\theta = V(r) = Ar + \frac{B}{r}$$

si  $\eta = \frac{R_1}{R_2}$  et  $\mu' = \frac{\Omega_2}{\Omega_1}$  alors

$$A = -\Omega_1 \frac{\eta^2 - \mu'}{1 - \eta^2} \quad \text{et} \quad B = \Omega_1 \frac{R_1^2(1 - \mu')}{1 - \eta^2}$$

Le critère de Rayleigh en fluide non visqueux pour la stabilité d'un tel écoulement est :

$$\mu' > \eta^2 .$$

CHANDRASEKAR mène alors une étude en mode normaux proportionnels à  $e^{(pt + ikz)}$ .

et pose  $\sigma = \frac{ph^2}{\nu}$  où p est le taux de croissance des instabilités.



Fig.n°46: Longueur d'onde des instabilités axisymétriques à l'avant de l'impact

$e = 1,9 \text{ mm}$        $U = 1,85 \text{ m/s}$        $\alpha = 45^\circ$

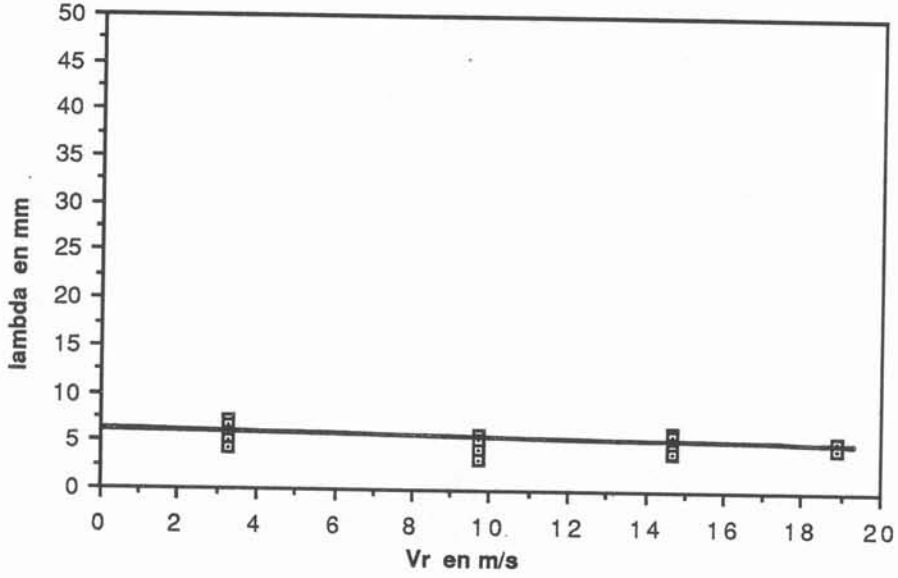
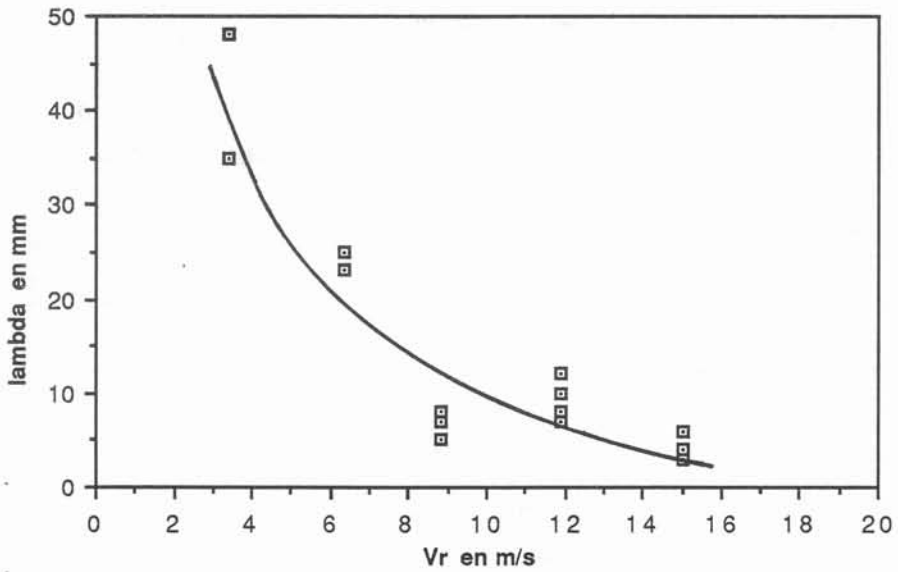


Fig.n°47: Longueur d'onde des instabilités axisymétriques dans le bouillonnement (flammèches)

$e = 2 \text{ mm}$        $U = 2,6 \text{ m/s}$        $\alpha = 45^\circ$



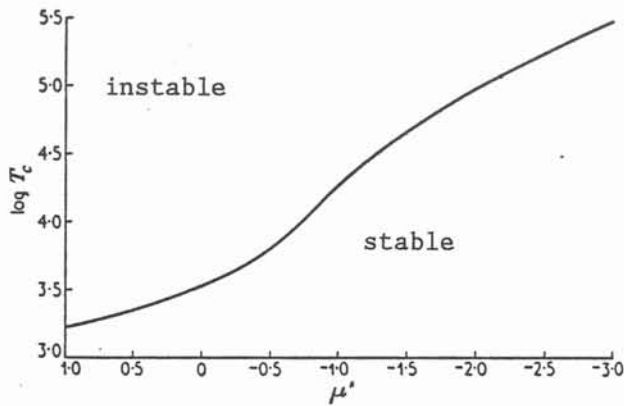
Dans le cas de  $h$  petit, donc de  $\sigma$  nul, il existe une solution analytique simple. Le nombre de TAYLOR étant défini ci-après:

$$T = 4 \frac{\Omega_1^2 R_1^4}{\nu^2} \frac{(1-\mu')(1 - \frac{\mu'}{\eta^2})}{(1 - \eta^2)^2}$$

il existe un nombre de Taylor critique, fonction du rapport des vitesses de rotations angulaires  $\mu$  à partir duquel l'écoulement est instable (voir courbe n°48). Une approximation du nombre de Taylor critique pour  $\mu$  compris entre 0 et 1 est la suivante :

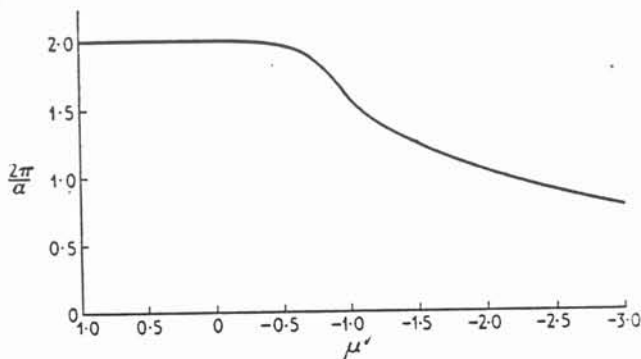
$$T_c = \frac{3430}{1+\mu'} \quad 0 < \mu' < 1$$

Fig.n°48 : Nombre de Taylor critique en fonction de  $\mu'$



De même, CHANDRASEKAR donne la longueur d'onde critique en fonction de  $\mu'$  (courbe n°49). Pour  $\mu'$  compris entre 0 et 1, la longueur d'onde critique  $\lambda_c$  adimensionnée par l'espace entre les cylindres  $h$  est constante et égale à 2,01. Par contre, quand  $\mu'$  devient négatif, les cylindres sont contrarotatifs, et la longueur d'onde critique diminue avec la vitesse de rotation.

Fig.n°49: Longueur d'onde des perturbations critiques en fonction de  $\mu'$



c) Synthèse

Nous assimilons la couche de fluide sur la roue dans le bouillonnement et après l'impact à la couche de fluide entre deux cylindres. Le cylindre intérieur est constitué par la roue tournant à  $\frac{V_r}{R}$ . Le cylindre extérieur est la surface libre de l'écoulement dont la vitesse juste après l'impact est imposée par la vitesse de la lame incidente. Elle vaut  $-\frac{U}{R+h}$  dans le bouillonnement et  $\frac{U}{R+h}$  après l'impact.

Le coefficient  $\mu'$ , rapport entre les vitesses de rotation du cylindre extérieur et celle du cylindre intérieur vaut donc :

$$\mu' = -\frac{U}{V_r} \frac{R}{R+h} \quad \text{dans le bouillonnement}$$

$$\mu' = \frac{U}{V_r} \frac{R}{R+h} \quad \text{après l'impact.}$$

Comme  $V_r > U$  dans nos essais, dans le bouillonnement :  $-1 < \mu' < 0$

après l'impact :  $0 < \mu' < 1$

Le raisonnement de stabilité de l'écoulement de Couette conduit donc à une longueur d'onde critique constante après l'impact et telle que :

$$\lambda_c = 2,01 h.$$

Dans nos essais, après l'impact, pour une lame de 1,9 mm d'épaisseur et un angle de 45°

$$h = \frac{1,9 \times 10^{-3}}{2} (1 + \cos \alpha)$$

$$h = 1,62 \times 10^{-3}$$

$$\lambda_c = 3,3 \times 10^{-3} \text{ m}$$

L'ordre de grandeur de la longueur d'onde critique mesurée dans nos expériences (6 mm) est retrouvée.

La théorie de CHANDRASEKAR conduit à une variation des longueurs d'ondes  $\lambda$  dans le bouillonnement, c'est-à-dire à la croissance des longueurs d'onde quand la vitesse de rotation augmente ( $\mu'$  tend vers 0 du côté des valeurs négatives et donc  $\lambda$  croît . voir fig. n°49 ). Nous observons une variation inverse puisque  $\lambda$  décroît quand  $V_r$  augmente.

Ce phénomène peut s'expliquer par la différence entre le profil des vitesses dans l'écoulement étudié par CHANDRASEKAR et celui du bouillonnement. D'après CHANDRASEKAR, le déclenchement de l'instabilité s'explique par l'apparition d'un gradient de vitesse minimum pour lequel un équilibre stationnaire s'établit entre la dissipation par la viscosité de l'énergie cinétique et le relâchement de l'énergie interne par les forces aux frontières.

\* Dans le cas de l'écoulement de Couette de CHANDRASEKAR, (cylindres contrarotatifs), il existe un point à vitesse nulle situé entre  $-\frac{h}{2}$  et  $h$  à la distance  $\frac{h}{1-\mu'}$  du cylindre intérieur. Quand la vitesse du cylindre intérieur,  $\Omega_1$  augmente,  $\mu'$  tend vers 0.

Le point à vitesse nulle tend vers le cylindre extérieur. Comme la longueur d'onde critique est fonction de la quantité de liquide située entre le cylindre intérieur et le point à vitesse nulle, la longueur d'onde  $\lambda$  va augmenter quand  $\Omega_1$  augmente.

\* Dans le bouillonnement, le point à vitesse nulle  $y_0$  se trouve dans la couche limite. On peut montrer que, quand  $V_r$  augmente, ce point se rapproche du cylindre intérieur. Si la longueur d'onde critique est déterminée par la distance entre le cylindre intérieur et le point à vitesse nulle comme dans le cas précédent, la longueur d'onde va décroître avec l'augmentation de la vitesse de rotation. C'est en effet ce que l'on observe.

Cette théorie est un début d'explication sur les phénomènes gouvernant cette instabilité mais ne donne pas réellement la longueur d'onde critique à l'avant de l'impact. Cette dernière est toujours trouvée égale à 6 mm quels que soient l'angle d'impact, l'épaisseur de la lame incidente, la nature du fluide (eau ou étain). D'autre part, les variations de la longueur d'onde critique dépendent fortement de la forme du profil des vitesses qui est approximé dans le cas du bouillonnement par les hypothèses de couche limite.

#### 4 - CONCLUSION

Les expériences sur l'installation expérimentale avec eau permettent de comprendre une partie des phénomènes hydrauliques de l'impact d'une lame liquide sur une roue en rotation. Suivant l'angle d'impact et la vitesse de rotation, le bouillonnement peut prendre cinq aspects différents. Aux très faibles angles d'impact, nous n'en distinguons plus que deux. Deux modèles bidimensionnels permettent d'expliquer les forces primordiales agissant dans les différents cas sur le bouillonnement

- \* modèle dit "couche limite"
- \* modèle dit "ressaut hydraulique"

Des remarques sur les phénomènes tridimensionnels : effets de bord, instabilités du type "lubrification" permettent d'expliquer une autre des transitions.

Le bouillonnement dont dépend la stabilité de l'impact peut donc être caractérisé comme suit :

Zone I : (faibles vitesses de rotation)

La gravité est la force primordiale. Le bouillonnement est sujet à un phénomène de ressaut hydraulique qui limite fortement la longueur de remontée sensiblement constante quelque soit la vitesse de rotation dans cette zone. Les effets visqueux sont complètement négligeables. Le débit dans le bouillonnement ne peut être évacué que sur les bords ou à travers la lame d'où un phénomène d'accumulation de liquide dans le bouillonnement et un effet de battements dûs à la vidange de ce liquide.

Zone I' : (angle d'impact  $\geq 35^\circ$ )

La transition est due à l'apparition d'instabilités de type "lubrification". Le bouillonnement se divise en flammèches. Chaque flammèche est soumise aux effets conjugués de la viscosité et de la gravité (phénomènes de ressaut). Les longueurs de remontée sont de ce fait plus faibles que celles données par le modèle couche limite (débit dévié dans le bouillonnement = débit entraîné par la couche limite se développant sur la roue). Il y a encore une impression de battements dans le bouillonnement du fait du ressaut hydraulique et des projections (instabilités).

Zone II : (angles d'impact  $> 40^\circ$ )

Seule la viscosité intervient sur la longueur de remontée qui décroît quand la vitesse augmente. Le bouillonnement est instable (les flammèches se déplacent au cours du temps) mais il y a peu de projections.

Zone III : ( $\alpha > 30^\circ$ )

Le bouillonnement est très instable. De nombreuses gouttelettes ont projetées de tout le bouillonnement.

Zone IV :

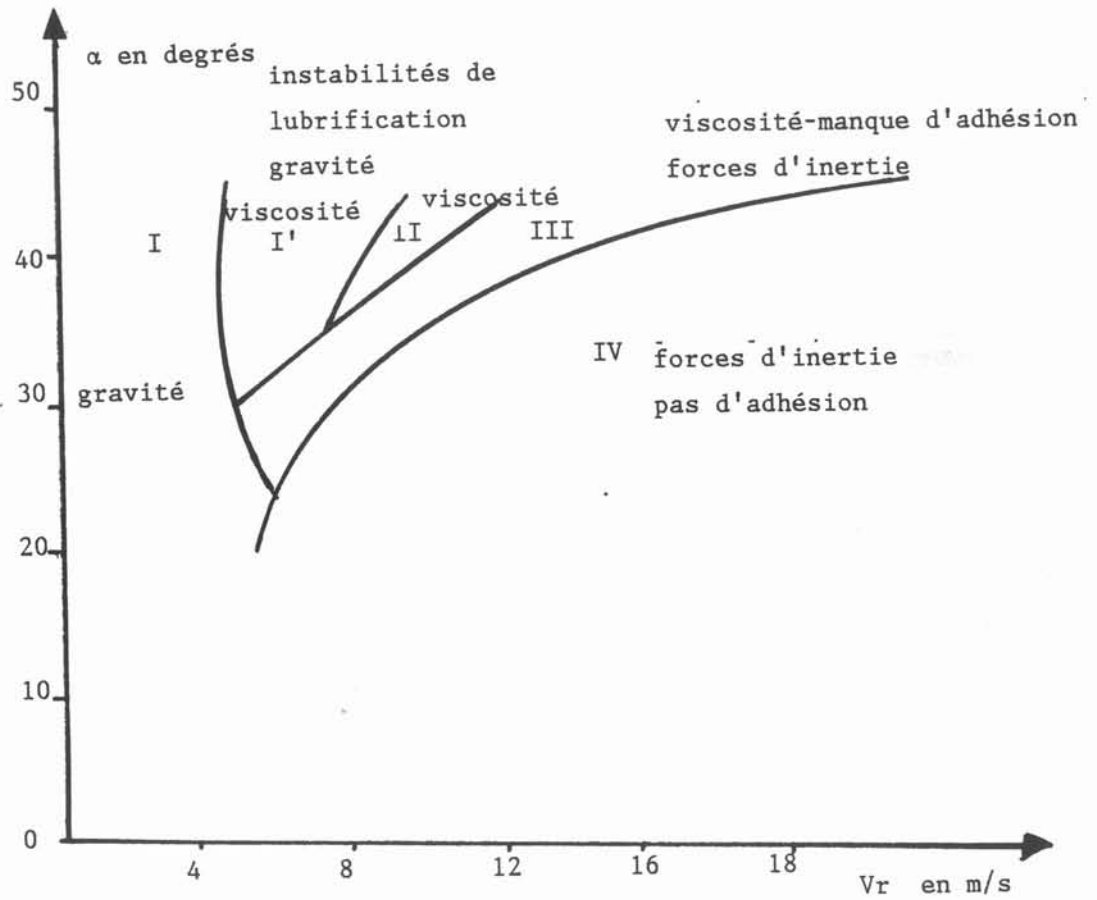
Le bouillonnement est plaqué le long de la lame incidente. Il la déforme et la perturbe.

Cette subdivision est beaucoup plus difficile à réaliser aux petits angles d'impact. Nous ne distinguons facilement que deux zones. Aux faibles vitesses de rotation, le bouillonnement bat comme dans la description de la zone I. Nous déterminons la valeur de la vitesse de transition quand le bouillonnement semble se retourner sur lui-même. Au lieu de s'étaler sur la roue, la fin du bouillonnement donne l'impression de ne plus mouiller la roue. Un résumé plus synthétique figure sur le schéma n°50.

Les essais d'impact avec lame d'eau nous ont donné suffisamment de renseignements sur la façon de définir un impact stable. Nous avons donc envisagé avec UGINE A. C. G. des essais avec un métal liquide et solidification d'un ruban pour poursuivre cette étude. C'est l'objet de la deuxième partie de cette thèse. Dans le paragraphe II-5, nous définissons les valeurs des paramètres à considérer pour avoir un impact stable dans le cas d'un écoulement d'acier.

Fig.n°50: Récapitulatif des transitions de régimes du bouillonnement

Les limitations des zones sont données là à titre indicatif.





## PARTIE II





## II - ASPECTS THERMIQUES - SOLIDIFICATION

L'étude hydraulique a montré qu'il est possible de définir un impact stable pour certaines configurations d'angle d'impact et de vitesse, la lame incidente ayant été préalablement définie. Il est important d'observer maintenant comment les phénomènes thermiques et la solidification vont intervenir sur la stabilité de l'impact.

Nous avons choisi de réaliser une installation expérimentale fonctionnant avec un métal à bas point de fusion : l'étain. Nous allons tout d'abord évoquer les conditions de similitude de cet écoulement avec l'eau et l'acier. Nous présentons ensuite l'installation expérimentale. Nous comparons les écoulements d'eau et ceux d'étain. Suivent un paragraphe sur l'influence de la solidification sur l'aspect de l'impact et un commentaire sur les modifications des transferts de chaleur à l'impact. Nous décrivons ensuite l'influence des divers paramètres sur l'aspect des rubans. Nous concluons sur une extrapolation de nos résultats à un écoulement d'acier.

### 1 - SIMILITUDE

Dans le cas de l'écoulement d'un métal sur un substrat refroidi, il est nécessaire d'envisager deux types de similitude : une similitude hydraulique et une similitude thermique.

#### 1.1 - Similitude hydraulique

Nous reprenons les définitions du § I.1. Nous pourrions comparer les écoulements d'eau et d'étain. Nous rappelons les propriétés physiques de chacun des fluides considérés :

	eau	étain	acier liquide
$\rho$ kg/m <sup>3</sup>	1000	7300	6950
$\nu$ m <sup>2</sup> /s	10 <sup>-6</sup>	2,62 . 10 <sup>-7</sup>	9,3 . 10 <sup>-7</sup>
$\gamma$ N/m	0,0725	0,526	1,4

Pour les échelles caractéristiques du bouillonnement, la similitude Reynold-Froude entre l'eau et l'étain conduit à :

$$V_{\text{étain}} = 1,56 V_{\text{eau}}$$

$$L_{\text{étain}} = 2,44 L_{\text{eau}}$$

La similitude hydraulique (Re-Fr) entre l'étain et l'acier donne:

$$V_{\text{acier}} = 0,6 V_{\text{étain}}$$

$$L_{\text{acier}} = 0,35 L_{\text{étain}}$$

Pour les phénomènes caractéristiques liés aux déformations de la lame incidente, la similitude hydraulique à prendre en compte est la similitude Froude-Weber, c'est-à-dire:

$$U_{\text{étain}} = 0,998 U_{\text{eau}}$$

$$U_{\text{acier}} = 1,29 U_{\text{étain}}$$

$$e_{\text{acier}} = 0,996 e_{\text{étain}}$$

$$e_{\text{acier}} = 1,67 e_{\text{étain}}$$

## 1.2 - Similitude thermique

### 1.2.A - Nombres caractéristiques

Du fait de la solidification, il faut ajouter aux nombres adimensionnels hydrauliques, les paramètres caractéristiques des transferts thermiques.

\* Le nombre de Prandtl qui caractérise la capacité du fluide à changer son champ de vitesse par rapport à sa capacité à changer son champ de température.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha_T} = \frac{\delta_v}{\delta_{th}}$$

C'est le rapport de la viscosité cinématique  $\nu$  sur la diffusivité thermique  $\alpha_T$ . Il peut également s'exprimer sous la forme du rapport d'épaisseur de la couche limite visqueuse sur l'épaisseur de la couche limite thermique. Pour les métaux, le nombre de Prandtl est en général inférieur à 1.

$$Pr_{\text{acier}} = 0,062$$

$$Pr_{\text{étain}} = 0,0115$$

Les comportements entre l'acier et l'étain seront similaires.

\* Le nombre de Péclet:

$$Pe = \frac{\text{flux convecté}}{\text{flux diffusé}} = \frac{V L}{\alpha_T}$$

Ce nombre est caractéristique des échanges thermiques dans le fluide. C'est l'équivalent du nombre de Reynolds pour les effets thermiques.

Si nous respectons une similitude entre les écoulements hydrauliques, donc une similitude sur les nombres de Reynolds, nous ne pouvons pas respecter une similitude sur le nombre de Péclet. En fait, dans le phénomène que nous considérons, ces nombres caractéristiques des échanges de chaleur au sein du liquide ne sont pas caractéristiques. En effet, la viscosité et la diffusibilité thermique varient fortement dans une couche très mince. Dans le paragraphe II-3.3.A, nous montrons que l'épaisseur de couche limite visqueuse est une échelle caractéristique. Nous négligeons donc le nombre de Péclet et le nombre de Prandtl dans notre similitude.

Les autres nombres adimensionnels caractérisant les échanges thermiques sont nombreux. Nous pouvons citer:

\*Le nombre de Biot:

$$Bi = \frac{\text{flux convecté}}{\text{flux de conduction}} = \frac{h e'}{k}$$

où  $h$  est le coefficient d'échange thermique à la paroi,  $k$  la conductibilité thermique du fluide,  $e'$  l'épaisseur caractéristique où sont considérés les échanges. En général, dans les installations de solidification rapide, le coefficient  $h$  est très élevé. Le contact thermique est considéré comme parfait, ce qui revient à considérer que  $h$  tend vers l'infini (§ II-3.2). Dans cette hypothèse, ce nombre de Biot n'est pas très caractéristique des échanges de chaleur. La similitude thermique ne peut donc pas prendre en compte un tel nombre.

\*Le nombre de Nusselt:

$$Nu = \frac{\text{flux échangé}}{\text{flux de conduction}} = \frac{\frac{\Phi}{S}}{\frac{k \Delta T}{e'}}$$

Le flux échangé est fonction de la quantité de matière solidifiée et refroidie. Nous le caractérisons par la quantité de chaleur à extraire du fluide pour solidifier une épaisseur  $e'$  sur une surface définie par  $(\text{Long} * \text{lar})$ . Ainsi le flux échangé s'exprime par la quantité:

$$\frac{\Phi}{S} = \frac{\rho(C_p \Delta T_{\text{surchauffe}} + \mathcal{L}_s)(\text{Long} * \text{lar} * e')}{\text{Long} * \text{lar}}$$

Le nombre de Nusselt devient donc avec  $\Delta T_{\text{surchauffe}} = T_{\text{surchauffe}} - T_{\text{paroi}}$

$$\text{Nu} = \left( \frac{1}{\alpha_T} + \frac{\rho \mathcal{L}_s}{k(T_{\text{surchauffe}} - T_{\text{paroi}})} \right) e'^2$$

où  $\alpha_T$  est la diffusivité thermique du fluide.  $\alpha_T = \frac{k}{\rho C_p}$

$k$  est la conductivité thermique du fluide

$\mathcal{L}_s$  est la chaleur latente de solidification du fluide

$\rho$  est la masse volumique du fluide

$T_{\text{surchauffe}}$  est la température de coulée du métal

$T_{\text{paroi}}$  est la température de la paroi

$e'$  est l'épaisseur caractéristique considérée

### 1.2.B. - Similitude

Les caractéristiques physiques des deux métaux sont rappelées dans le tableau suivant:

	acier liquide	étain
$\rho$ kg/m <sup>3</sup>	6950	7300
$C_p$ J/kg <sup>°K</sup>	702	226,5
$k$ W/m <sup>°K</sup>	73,15	33,4
$\alpha_T$ m <sup>2</sup> /s	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
$\mathcal{L}_s$ J/kg	276 720	70 320
$T$ °K	1540	232
$\Delta T$ °K caractéristique	1500	230

Avec ces valeurs numériques, il est possible d'exprimer le nombre de Nusselt sous la forme:

$$\text{Nu}_{\text{étain}} = 11,7 \cdot 10^4 (e'_{\text{étain}})^2$$

$$\text{Nu}_{\text{acier}} = 8,4 \cdot 10^4 (e'_{\text{acier}})^2$$

La similitude des nombres de Nusselt ( le rapport des deux nombres est égal à 1) conduit à l'égalité suivante entre les épaisseurs solidifiables:

$$e'_{\text{acier}} = 1,2 e'_{\text{étain}}$$

Cette relation est valable si le contact thermique à l'interface ruban-roue est idéal, c'est-à-dire que le coefficient de transfert de chaleur  $h$  est infini. Il est remarquable que le rapport des échelles des épaisseurs solidifiées soit indépendant des échelles caractéristiques des installations et donc des résultats trouvés pour la similitude hydraulique.

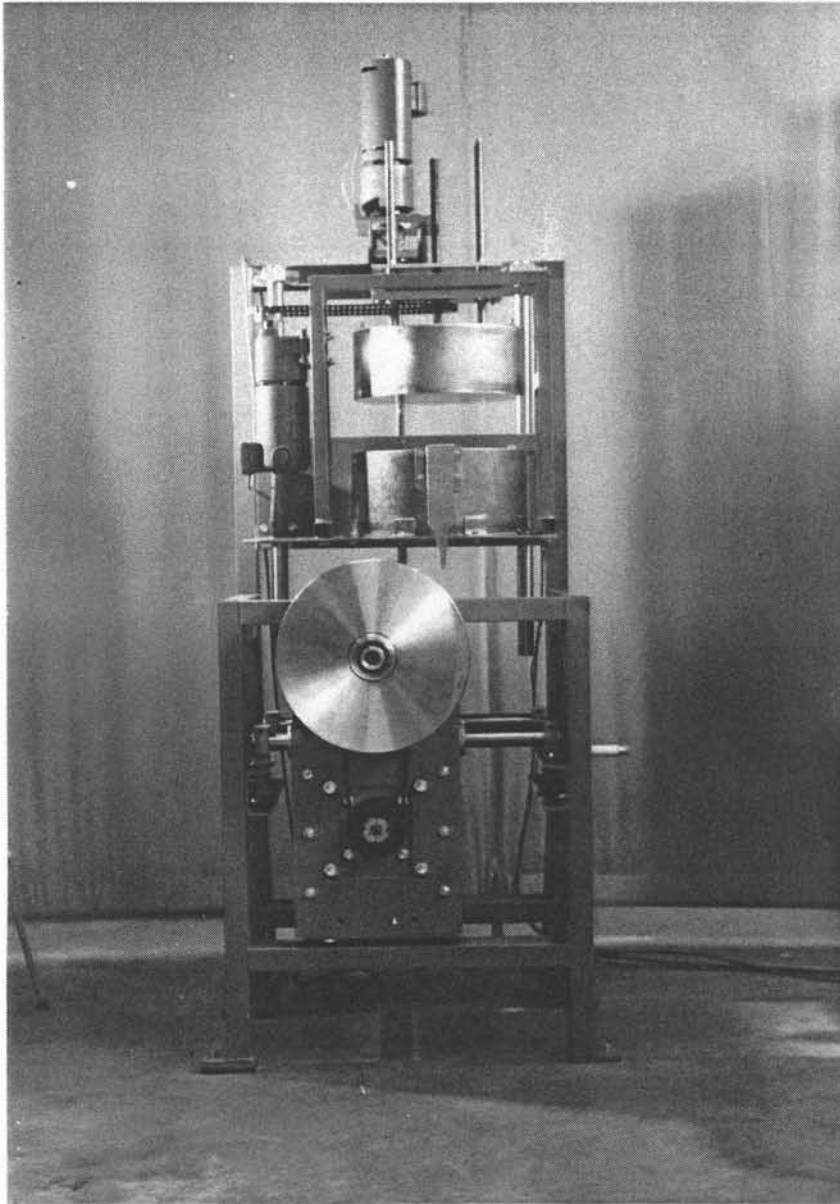


Photo n°13:  
Installation de  
coulée d'étain

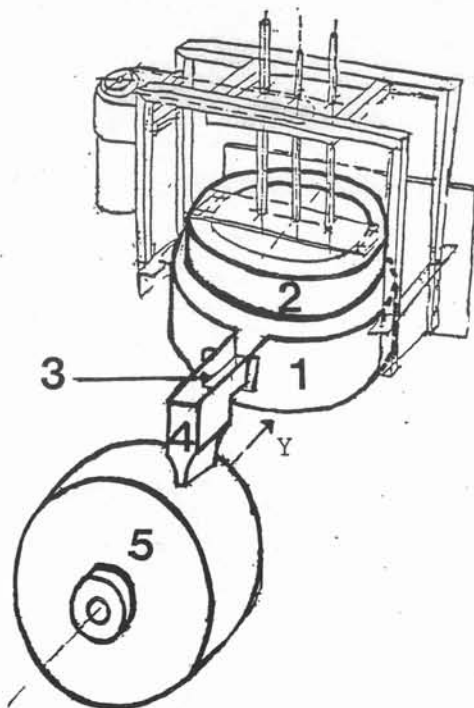


Fig.n°51:  
Schéma de  
l'installation

## 2 - INSTALLATION EXPERIMENTALE

### 2.1 - Description de l'installation

Le principe de fonctionnement est pratiquement identique à celui de l'installation en eau. La photo n°13 montre l'installation de coulée d'étain dont le schéma est la figure n°51.

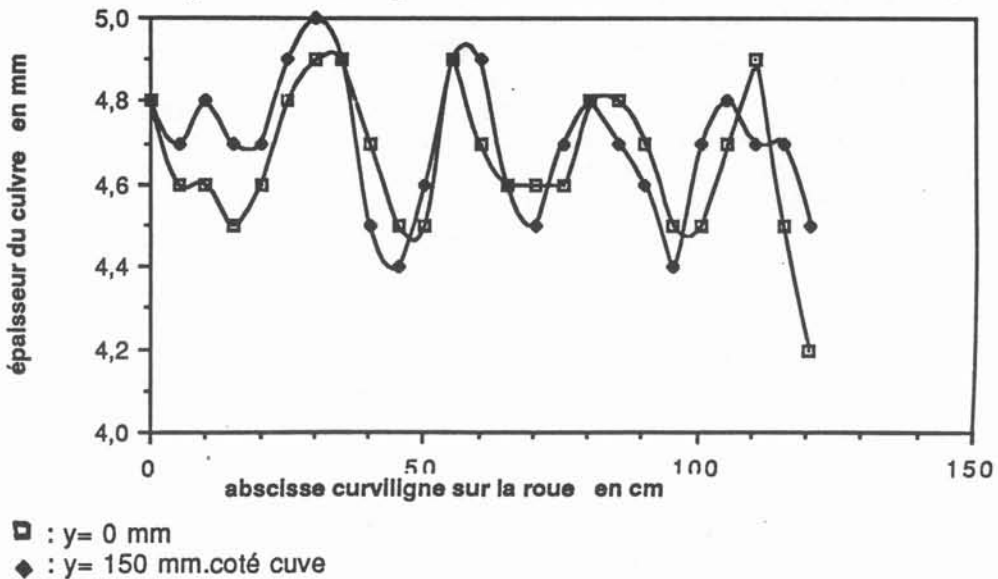
L'étain fond dans la cuve (1) chauffée par des résistances. Un piston (2) permet l'écoulement de l'étain fondu dans le canal d'amenée (3) relié à la busette (4). Cette dernière est interchangeable :

- soit un convergent donnant une lame de 9,8 cm de largeur et de 1,2 mm d'épaisseur,
- soit un convergent donnant une lame de 9,8 cm de largeur et de 2 mm d'épaisseur,
- soit une busette donnant une lame inclinée à 25° de 9,6 cm de large et 0,9 mm d'épaisseur,
- soit une busette donnant cinq jets de 8 mm de diamètre et 18 mm d'entraxe,
- soit une busette donnant deux jets de 13 mm de diamètre et de 45 mm d'entraxe.

La hauteur de la surface libre détermine la vitesse de l'étain en sortie de busette et donc le débit d'alimentation. La vitesse d'écoulement est de l'ordre de 2 m/s.

Le dernier élément de cette installation est une roue en cuivre refroidie (5) qui permet la solidification du ruban. Il existe un système de polissage pour préparer l'état de surface de la roue entre les essais. Le diamètre moyen extérieur de la roue est de 0,40 m. L'épaisseur moyenne de la couronne en cuivre est de 4,65 mm. Le profil d'épaisseur de cette dernière, mesuré avec un pied à coulisse, figure sur les courbes n°52. Chacune des courbes correspond à un coté de la couronne suivant l'axe Y.

Fig. n°52: Profil d'épaisseur de la couronne en cuivre



Les deux courbes sont fortement corrélées. Les variations d'épaisseur n'ont pas d'influence discernable sur les rubans d'étain. Le débit d'eau circulant à l'intérieur est de l'ordre de 1,2 à 1,3 l/s. Les vitesses de rotation sont comprises entre 200 et 1600 tr/mn soit 4,2 à 33 m/s en vitesse linéaire à la surface de la roue.

### 2.1.A - Mode opératoire

L'étain est fondu dans la cuve principale (deux à trois heures de fonte). Pendant ce temps, la busette est fortement préchauffée pour éviter la solidification du liquide à l'intérieur en début de coulée (une demi-heure à une heure de préchauffage). La busette est fermée par un système de tiroir commandé par un vérin pneumatique. L'étanchéité est assurée par un feutre en fibre de carbone.

Quand l'étain est fondu, la roue est mise en rotation à la vitesse désirée. Nous remplissons ensuite la busette en actionnant le piston jusqu'au contact entre la surface libre et une pointe métallique assurant le contrôle du niveau du liquide. Le piston s'arrête ; nous affichons une vitesse de descente du piston. Ce dernier descendra dès que la surface libre ne touchera plus la pointe métallique. Nous déclenchons alors l'ouverture de la busette à distance au moyen d'une commande électro-pneumatique. L'étain s'écoule alors sous forme de lame. Celle-ci frappe la roue en rotation. A ce contact, elle se solidifie et forme un ruban qui se détache au bout d'une certaine longueur, appelée longueur de contact. Le ruban va tomber au sol à une distance plus ou moins grande suivant la vitesse de rotation (il peut tomber à plus de 4 m si la roue tourne à 10 m/s).

L'essai dure de sept à quinze secondes pour la lame de 2 mm d'épaisseur. Cette durée dépend beaucoup des problèmes de collage de rubans sur la roue. 15 s est la durée maximale des essais compte-tenu de la capacité volumique de la cuve (1). Les longueurs de rubans élaborées sont de l'ordre de 50 à 80 m. Pour les lames de l'ordre du millimètre d'épaisseur, la durée des essais peut aller jusqu'à 30 s.

### 2.1.B - Régulation de l'alimentation en étain liquide

La hauteur de la surface libre détermine la vitesse de l'étain liquide en sortie de busette et donc le débit d'alimentation.

La hauteur de cette surface est régulée par le système suivant : une pointe plonge dans le bain liquide au niveau de la busette. Tant que la pointe métallique est en contact avec le bain liquide, le piston est à l'arrêt. Quand le niveau a baissé au point où la pointe n'est plus en contact avec la surface libre, le piston se met à descendre à une vitesse affichée au préalable. Pour fonctionner ce système nécessite un affichage de la vitesse du piston supérieure à la vitesse correspondant au débit de l'écoulement de la busette. Le temps de réaction de ce dispositif, c'est-à-dire le temps entre le moment où la pointe n'est plus en contact avec la surface libre et le moment où le piston se met en marche est pratiquement instantané. Néanmoins, ce système conduit parfois à une variation de plusieurs centimètres de la hauteur de la surface libre. On aboutit alors aux deux types d'écoulement suivants :

- si la vitesse du piston n'est pas suffisante pour maintenir le niveau, la busette se vide peu à peu. Le niveau de la surface libre se stabilise en dessous du niveau du canal d'alimentation (voir fig.n°53 - schéma n° 2). Le liquide venant de la cuve s'écoule alors dans la busette comme le déversoir d'une fontaine : la surface libre est très perturbée. L'écoulement est alors très turbulent dans la lame à la sortie de la busette.

- Pour éviter ce phénomène, il faut maintenir une vitesse suffisante pour le piston de façon à ce que la surface libre soit 2 à 3 cm au-dessus du fond du canal d'amenée (fig.n°53 - schéma n° 1).

Fig.n°53: Ecoulement dans la busette par le canal d'amenée

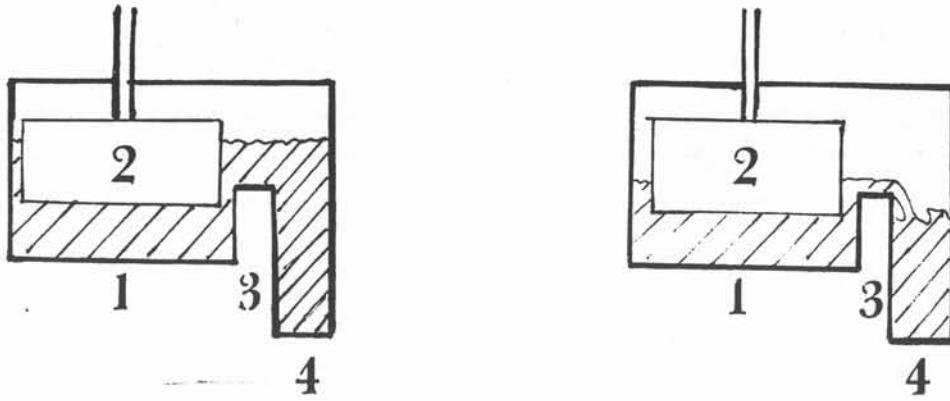


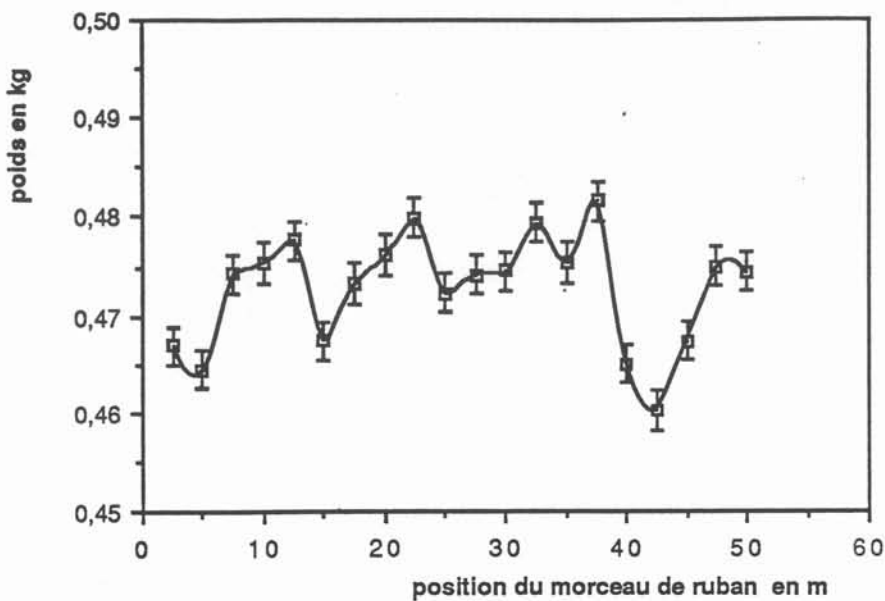
Schéma n°1

Schéma n°2

Pour éviter de trop forts phénomènes de turbulence, le piston est tronqué : ainsi il reste un espace dans la cuve (1) avant le canal d'amenée (3). La variation de niveau de la surface libre est moins sensible aux grandes vitesses de descente du piston. La régulation de niveau s'en trouve améliorée. Tous les essais antérieurs à B20 sont des essais à piston circulaire.

Suite à la modification précédente, au cours d'un essai (B31), la régularité du débit d'alimentation a été contrôlée. Nous avons découpé le ruban solidifié en tronçons de 2,50 m (compte tenu de la vitesse de rotation 8,8 m/s, c'est-à-dire toutes les 0,284 s de coulée). Ces morceaux ont ensuite été pesés (mesure à 0,1 g près). L'erreur sur la longueur des rubans est estimée à  $\pm 1$  cm soit une erreur de  $\pm 2$  g. Les résultats figurent sur le schéma suivant :

Fig. n°54: Variation du débit d'alimentation en étain liquide





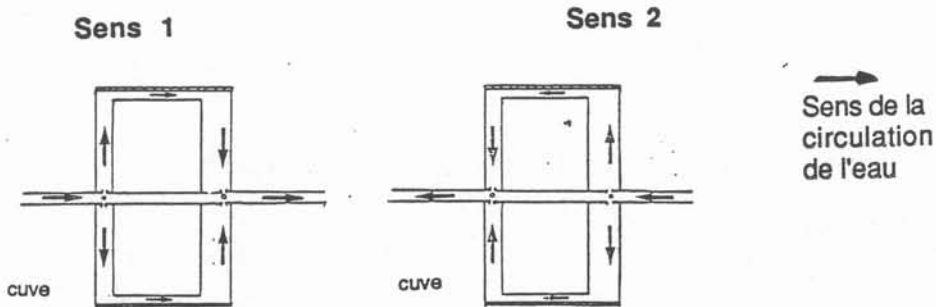
Nous observons une certaine périodicité du débit au cours du temps correspondant au fonctionnement tout ou rien du système de régulation. L'écart maximal compte-tenu de l'erreur est de 5,4 % en poids, soit une erreur de plus ou moins 2,7 % sur la vitesse incidente (soit plus ou moins 5,4 cm/s), en admettant que l'épaisseur de la lame ne fluctue pas en fonction de la hauteur de la surface libre, hypothèse correcte pour des fluctuations de quelques centimètres.

Cette erreur est donc relativement faible et reste admissible pour nos expériences.

### 2.1.C - Refroidissement de la roue en cuivre

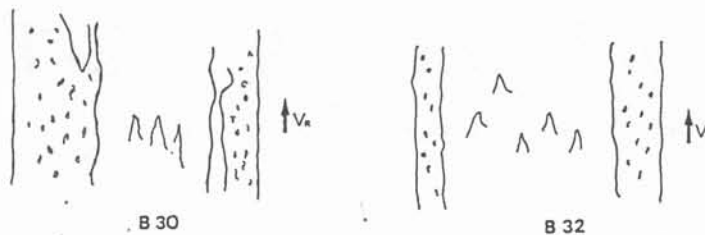
La roue en cuivre est refroidie suivant le schéma suivant :

Fig.n°55: Refroidissement de la roue



L'eau pénètre à l'intérieur par un arbre fixe percé de trous. Une roue fixe (1) oblige l'eau à passer près du bandage en cuivre (2). Des contraintes de montage nous ont conduit à décentrer la roue fixe par rapport au bandage. Le passage le long des flasques est plus étroit d'un côté que de l'autre. Des calculs nous laissaient penser que le gradient thermique transversal serait faible avec un débit d'eau suffisant. Des mesures de température de substrat nous ont montré que ce n'était pas le cas. Ce gradient de l'ordre de 20 à 30° C sur 10 cm peut s'observer sur les rubans. En inversant le sens de l'écoulement de refroidissement, nous avons constaté une inversion des défauts sur les bords des rubans mais leur importance est plus faible du fait de la dissymétrie du montage (voir fig. n°56). Le sens de l'écoulement d'eau sera le sens (2) pour tous les rubans élaborés de numéro supérieur à B32.

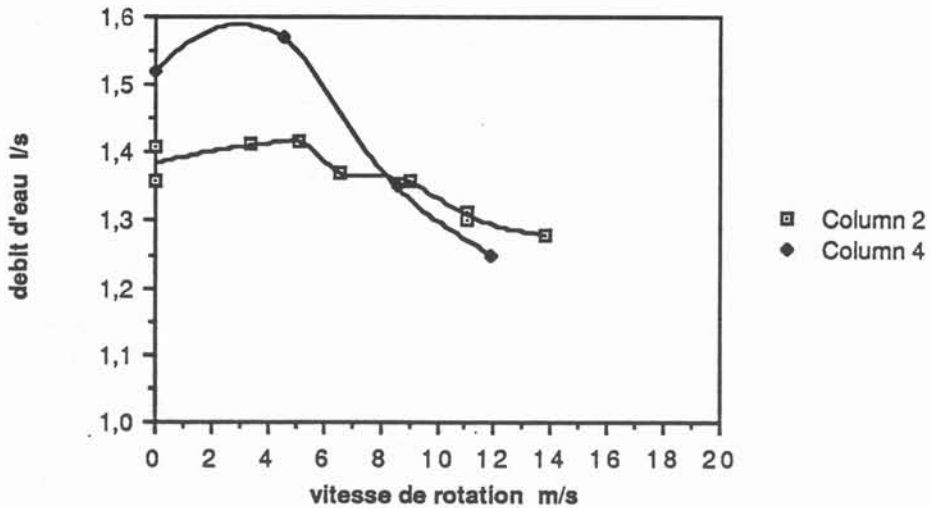
Fig.n°56: Influence du sens de refroidissement sur les rubans



Aspect des rubans

Les débits d'eau passant dans la roue varient légèrement en fonction de la vitesse de rotation de la roue. Ils restent néanmoins voisins de 1,3 l/s quelque soit le sens de l'écoulement.

Fig.n°57: Débit d'eau dans la roue

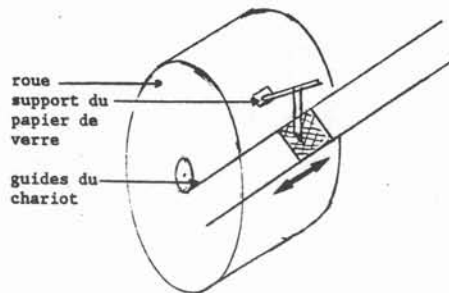


column 2: eau dans le sens 2  
column 4: eau dans le sens 1

#### 2.1.D - Système de polissage

Pour étudier l'influence de l'état de surface de la roue sur le ruban, un système de polissage a été construit. Le schéma de principe est le suivant :

Fig.n°58: Système de polissage



Le chariot, monté sur les guides, peut se déplacer suivant une génératrice de la roue grâce à un vérin pneumatique. La vitesse de déplacement est réglable grâce à l'échappement d'air du vérin. La commande du vérin se fait par une électrovanne. Le chariot sert de support à un bras sur lequel peut être fixé un papier de verre. La pression du papier de verre sur la roue est réglable, mais fixe pendant le polissage, grâce à un système de ressorts.

Le polissage se déroule de la façon suivante : un aimant est fixé sur la roue. La roue est mise en rotation à la vitesse  $V_r$ . Chaque fois que l'aimant passe devant une ampoule ILS, il ferme un contact qui définit un temps  $t_0$ . Chaque déplacement du chariot le long d'une génératrice est commandé par l'opérateur qui définit le moment où le chariot démarre en réglant un temps de décalage par rapport au temps  $t_0$  donné par l'aimant. La combinaison du mouvement de translation du chariot le long d'une génératrice et du mouvement de rotation de la roue conduit à un polissage incliné (l'angle est fixé par le rapport entre les deux vitesses).

Ce système permet donc de faire varier le sens des traits de polissage de la roue. Le nombre de passages du papier à un endroit de la roue est connu grâce au décalage.

L'état de surface de la roue est mémorisé en enduisant la roue de vernis à certains endroits après l'essai. Une fois sec, le vernis est décollé. La mesure de rugosité se fait, ensuite, sur la réplique de vernis.

## 2.2 - Paramètres variables

Les paramètres variables sont tout d'abord les mêmes que sur l'installation fonctionnant avec de l'eau.

### 2.2.A - Vitesse de rotation de la roue $V_r$ :

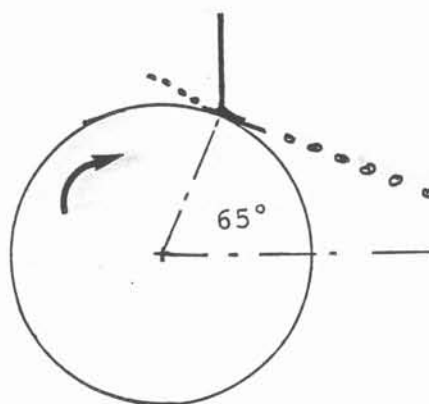
La roue peut tourner de 100 à 1500 t/mn ce qui correspond à une plage de variation de 3 à 44 m/s pour la vitesse linéaire à la périphérie de la roue. Certains de nos essais ont été réalisés à vitesse variable. La valeur de la consigne du potentiomètre des vitesses de rotation de la roue est enregistrée au cours de l'essai. Si la montée en vitesse n'est pas trop rapide, le moteur transmet correctement la consigne.

### 2.2.B - Angle d'impact $\alpha$ :

Comme pour l'installation en eau, le bloc moteur et la roue sont sur un châssis mobile ce qui permet de modifier l'angle d'impact, c'est-à-dire l'angle entre la vitesse de la lame incidente et la vitesse tangentielle de la roue. Nous pouvons faire varier cet angle entre 65 et 30° pour des lames incidentes verticales et entre 40° et 10° pour la lame incidente inclinée à 25°.

Le minimum de l'angle d'impact est imposé par le temps nécessaire à la solidification. Le maximum, lui, est lié à des problèmes d'inertie et d'adhésion du fluide sur la roue. Pour des angles supérieurs à ceux indiqués ci-dessus, le liquide non solidifié est éjecté tangentiellement à la roue (voir schéma ci-dessous).

Fig. n°59: Maximum d'angle de paroi



### 2.2.C - Hauteur d'impact:

La hauteur d'impact est définie par la hauteur entre la sortie de la busette et le point d'impact de la lame sur la roue. Elle est de l'ordre de 3 à 5 cm de façon à ce que la busette n'interagisse pas avec la pied du jet.

#### 2.2.D - Débit incident e U:

La vitesse de la lame incidente est fixée par la hauteur de la surface libre dans la busette. Dans tous nos essais, cette vitesse est voisine de 2 m/s.

La valeur de l'épaisseur de la lame incidente est limitée par des phénomènes d'origine thermique. Il est impossible de solidifier une lame de 2 mm d'épaisseur sur notre roue à faible vitesse de rotation. Les essais ont été réalisés pour deux épaisseurs 2 mm et 1,2 mm.

Les paramètres suivants sont les paramètres influençant les phénomènes de solidification.

#### 2.2.E - Etat de surface de la roue:

L'état physico-chimique de la roue modifie de façon très importante les phénomènes de solidification. Nous avons réalisé quelques essais qualitatifs sur la composition chimique de la surface de la roue.

La rugosité de la roue peut varier de 1 à 5  $\mu\text{m}$  (rugosité moyenne DIN 4768 : moyenne arithmétique de toutes les valeurs du profil de rugosité sur la longueur d'évaluation).

#### 2.2.F - Température de coulée Tc:

C'est la température à laquelle l'étain liquide est coulé. La température de fusion de l'étain est de 231°C. La plupart de nos essais sont réalisés à une température de coulée voisine de 240°C. Quelques essais ont été réalisés avec de plus grandes surchauffes mais tant que celles-ci sont faibles, ce paramètre a peu d'influence sur la qualité des rubans.

#### 2.2.G - Température de surface de la roue:

Ce paramètre a beaucoup d'importance sur la qualité des rubans mais il est complètement incontrôlable sur notre installation. Au cours de l'essai, il existe un régime transitoire pendant lequel la roue s'échauffe. Dans certains cas, le ruban colle à la roue quand celle-ci a atteint une température critique, dite température de collage.

### 2.3 - Moyens de mesures

#### 2.3.A - Visualisation :

Les premiers moyens de mesure sont les techniques de visualisation utilisées dans le cas de l'impact d'une lame d'eau. En raison des difficultés d'éclairage, les photos sont prises au 1/500 s avec des pellicules de plus forte sensibilité (400 ASA). Les vues sont des vues de face ou de profil "arrière". Les moyens vidéo ont été utilisés avec les deux sortes d'éclairage : stroboscope et lampe.

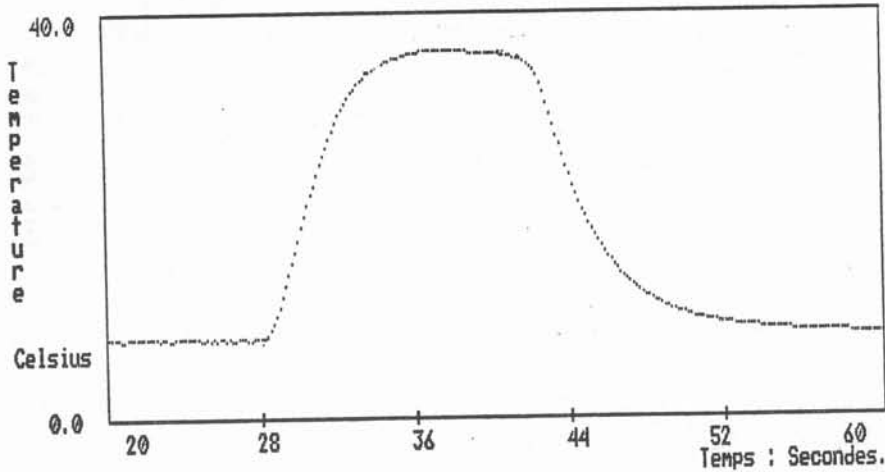
#### 2.3.B - Mesure de températures:

Les mesures de températures sont réalisées grâce à des thermocouples chromel-alumel. Nous mesurons la température de l'étain dans le bain liquide avant la coulée. Les autres températures sont toutes mesurées pendant le temps de la coulée grâce à un système d'acquisition de mesures.

a) température d'eau.

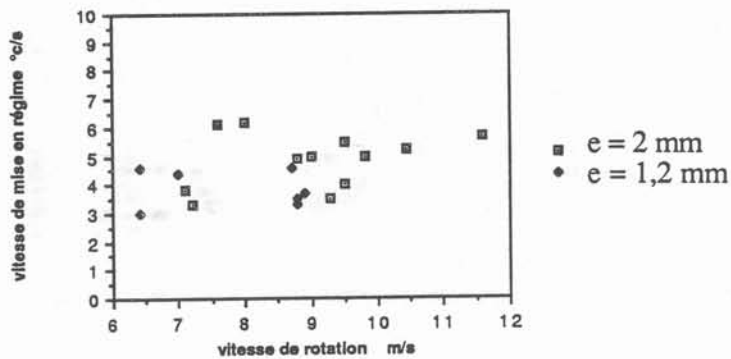
Nous enregistrons la température de sortie d'eau de refroidissement. Ces mesures mettent en évidence un régime transitoire en début de coulée (voir courbe n°60).

Fig.n°60: Evolution de la température de sortie d'eau au cours d'un essai (B 17)



La mise en température de l'eau est plus ou moins rapide suivant la vitesse de rotation. La courbe n°61 montre la vitesse de mise en température (pente moyenne de la courbe Teau-temps dans sa phase transitoire) en fonction de la vitesse de rotation. La valeur varie de 3°C/s à 7°C/s. En général la mise en température est plus rapide quand la vitesse de rotation est plus rapide. Quelque soit l'essai, un régime stable de température est obtenu après 7 à 8 s de coulée.

Fig.n°61: Vitesse de mise en température de la roue



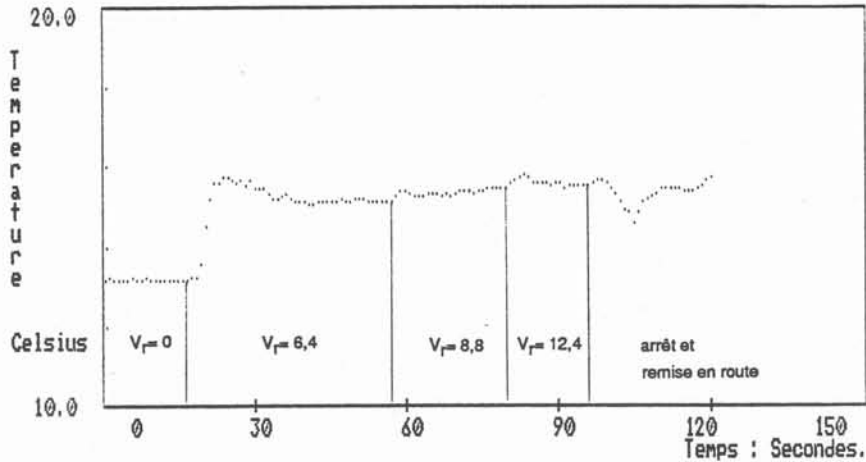
b) Température du substrat :

Suite aux observations sur l'évolution de la température de l'eau, nous nous sommes intéressés à celle du substrat lui-même. Nous appliquons une technique répandue pour l'étude des rubans amorphes.

Elle consiste à placer un thermocouple fixe en contact avec la roue mobile. Notre premier essai est de placer le thermocouple en contact avec la roue et de faire varier la

vitesse de rotation pour observer les échauffements possibles et la précision d'une telle mesure.

Fig.n°62: Evolution de la température de la roue en fonction de la vitesse de rotation



L'air ambiant est à 21°C. L'eau circulant dans la roue est à 13°C. Au début la roue est à l'arrêt, la température du cuivre en surface est voisine de celle de l'eau : 13°C. La roue est mise en rotation brusquement à une vitesse de 6,4 m/s. Le thermocouple indique un échauffement brusque à 15,8°C, puis se stabilise aux environs de 15°C. L'augmentation de la vitesse de rotation à 8,8 m/s, puis à 12,4 m/s, se traduit par un petit pic : la température s'élève un peu (16°C). La fin de cet essai est constitué par un arrêt et une remise en route de la roue ; ce qui se traduit par une chute suivie d'une remontée de la température. En conclusion, au contact de la roue en rotation, le thermocouple s'échauffe d'environ 3°C.

Le deuxième essai consiste à évaluer la différence de mesure effectuée par un thermocouple en contact avec un substrat chaud et un thermocouple toujours en contact avec le substrat chaud mais refroidi par un courant d'air. La roue en tournant met en effet l'air ambiant en mouvement. La précision dans ce cas là est moins bonne: à -20°C près. Nous considérons exactes les mesures effectuées de cette manière à 15°C près.

### 2.3.C - Micrographies :

Les rubans sont coupés dans le sens transversal et dans le sens longitudinal pour observer leur structure interne. Les porosités, l'allure de la structure cristalline peuvent être alors observées.

### 2.3.D - Mesure de rugosités :

Des mesures de rugosité ont été réalisées au laboratoire d'UGINE ACG sur des rubans et des répliques en vernis de la roue. Il existe une norme DIN 4768 pour définir de façon diverse la rugosité d'une surface. Il existe trois valeurs caractéristiques:

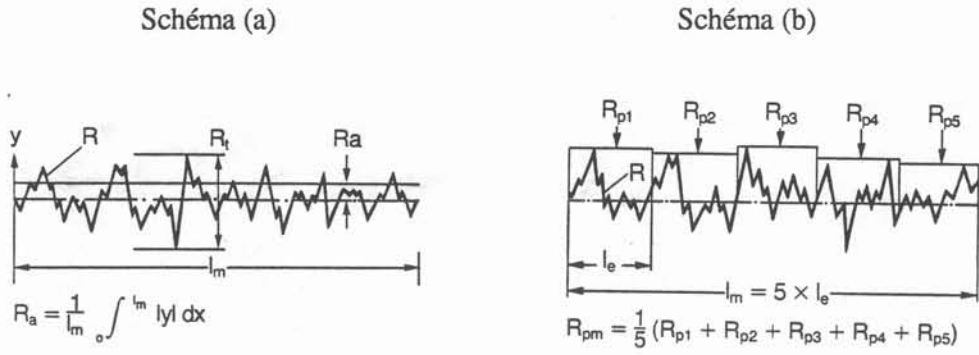
\* La rugosité moyenne Din4768,  $R_a$ , qui est la moyenne arithmétique de toutes les valeurs du profil de rugosité sur la longueur d'évaluation  $l_m$ (fig.n°63: schéma a).

\* La capacité d'aplanissement maximum,  $R_p$ , qui constitue la plus grande valeur de la capacité d'aplanissement relevée sur la longueur d'évaluation. La capacité d'aplanissement est la valeur moyenne des valeurs de rugosités déterminées sur cinq

segments successifs dans la longueur d'évaluation. (fig.n°63: schéma b). Dans l'exemple du schéma (b),  $R_p = R_{p3}$ .

\* La rugosité maximale,  $R_t$ , est la valeur de rugosité isolée la plus grande sur la longueur d'évaluation (fig. n°63: schéma a).

Fig. n°63: Définitions des valeurs de rugosités suivant la norme DIN 4768



### 3 - IMPACT AVEC SOLIDIFICATION

Dans ce chapitre, nous décrivons les effets de la solidification et des transferts thermiques sur l'impact d'une lame d'étain. Nous comparons tout d'abord les essais avec eau et ceux avec étain, puis nous étudions l'influence de l'impact sur le coefficient de transfert thermique. Les mécanismes déterminant la solidification sont examinés pour déterminer la longueur de contact entre le ruban et le substrat froid nécessaire à la solidification. Cette longueur minimum fixe une nouvelle limite sur la carte des transitions ( $\alpha$ ,  $V_r$ ) du bouillonnement. Le dernier paragraphe de ce chapitre concerne les phénomènes d'adhésion du ruban sur la roue aux grandes vitesses de rotation.

#### 3.1 - Comparaison des impacts de la lame d'eau et de celle d'étain

Tout d'abord, sont envisagés les phénomènes caractéristiques de la partie bidimensionnelle de la lame, puis ceux concernant les bourrelets, donc les effets de bords.

##### 3.1.A - Lame bidimensionnelle

###### *a) transitions de régimes*

Dans ce paragraphe, nous comparons les impacts de lame d'étain avec les impacts de lame d'eau présentés dans la première partie du mémoire. Il existe une grande similitude d'aspect entre les deux types d'impact. Pour tracer la carte des transitions de régime dans le bouillonnement, nous faisons varier la vitesse de rotation au cours d'un essai. Nous obtenons une carte ( $\alpha$ ,  $V_r$ ) du type de celle de la figure n°64, pour la lame de 1,2 mm d'épaisseur. Les impacts observés s'apparentent aux zones I', II, III que nous avons identifiées au cours des essais avec eau.

Zone I' : le bouillonnement est relativement volumineux. Des gouttelettes s'échappent du bouillonnement. Mais, alors qu'il présente des battements réguliers pour l'eau, nous n'avons pas observé de battements au cours des essais avec étain.

Zone II : le bouillonnement est aplati sur la roue, et divisé en flammèches. Nous n'avons pas pu distinguer nettement les flammèches. Cette zone est très réduite et ne s'observe que pour des angles d'impact voisins de 45°.

Zone III : des gouttelettes s'échappent en très grand nombre du bouillonnement qui semble se soulever et se détacher de la roue.

Les impacts du type I n'ont pas été observés sauf aux très grands angles d'impact. Ceux du type IV ne l'ont pas été davantage, sauf aux très petits angles d'impact. En effet, les grandes vitesses de rotation sont rarement atteintes au cours de ce genre d'essai car le ruban colle à la roue, ce qui entraîne l'arrêt de l'essai. Cette limite de collage apparaît en trait pointillé sur la courbe n°64. Nous étudions plus particulièrement ce phénomène dans le paragraphe II-3.4.

Nous avons ajouté sur la carte de transitions de la figure n°64, celles observées avec une lame inclinée à 25°, d'une épaisseur très voisine (0,9 mm). Elle permet d'obtenir de petits angles d'impact avec un point d'impact très haut sur la roue. Les transitions, dans ce cas là, sont en très bon accord avec celles de la lame verticale. Le paramètre significatif est donc bien l'angle d'impact  $\alpha$  dans les transitions d'aspect du bouillonnement et non l'angle de paroi  $\theta$  (définition § I-2.3 ou fig.n°73).

Suite aux essais avec étain, il est possible d'émettre une hypothèse concernant les deux dernières transitions dans l'aspect du bouillonnement : passage de la zone II à la



Fig.n°64: Carte de transition d'aspect du bouillonnement (lame d'étain de 1 mm)

- lame d'étain de 1,2 mm d'épaisseur (  $U = 2$  m/s )
- lame d'étain inclinée de  $25^\circ$ , de 0,9 mm d'épaisseur (  $U = 2$  m/s )

- — limite de collage
- - - similitude avec eau (les numéros des zones sont en italique)

$\alpha$  en degrés

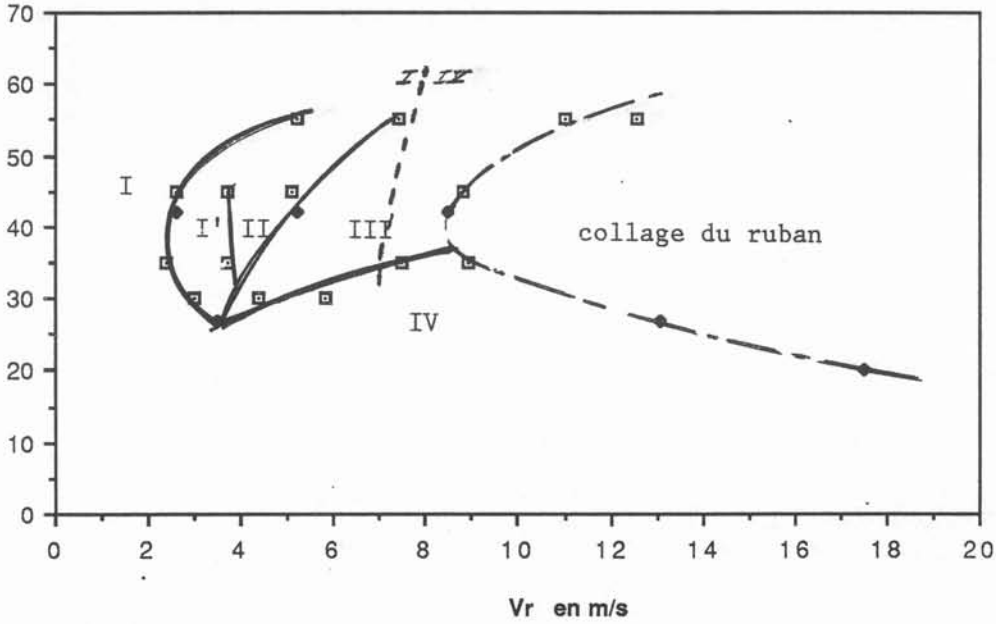
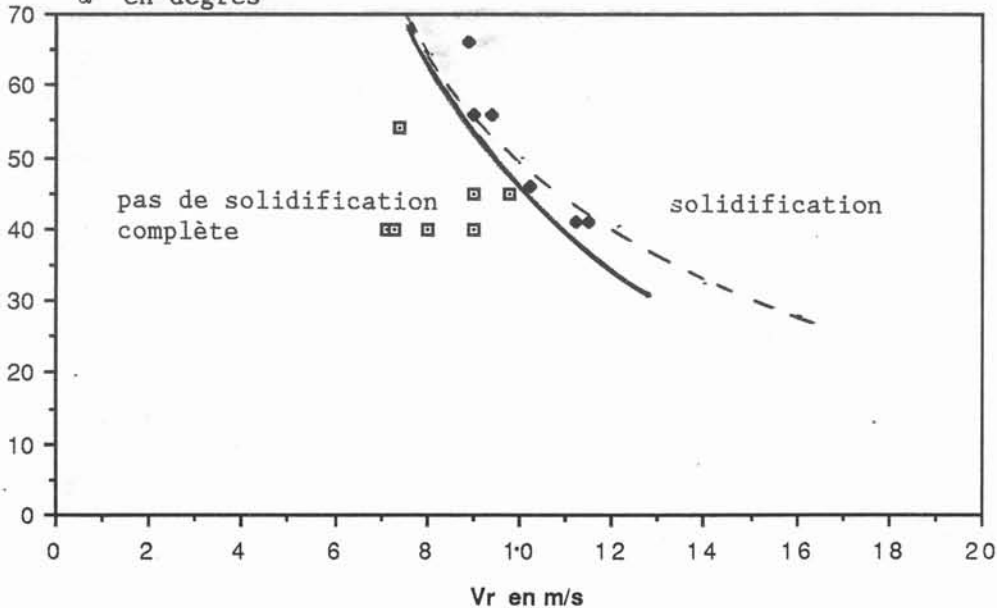


Fig.n°65: Carte de transition d'aspect du bouillonnement (lame d'étain de 2 mm)

- essais sans solidification
- essais avec solidification
- - - limite théorique (§II-3.3.D)
- — limite expérimentale

$\alpha$  en degrés



zone III, et de la zone III à la zone IV. Ces derniers sont liés à la qualité du mouillage de l'étain liquide sur le cuivre de la roue.

En effet, l'impact de la lame d'étain sur un substrat en cuivre, oxydé sur une demi-largeur est à ce propos intéressant. Le bouillonnement après l'impact de la lame d'étain présente deux aspects très différents : du côté du cuivre non oxydé, un bouillonnement de type II très aplati sur la roue. Du côté du cuivre oxydé, un bouillonnement de type III avec de nombreuses projections de gouttelettes. Une explication de ce changement de comportement est la suivante: l'étain liquide "mouille" très bien le cuivre non oxydé. L'adhésion de l'étain liquide sur le substrat propre est donc très bonne. Par contre, le mouillage d'un métal liquide sur un substrat oxydé est très mauvaise.

La rugosité de la roue a également été modifiée au cours de différents essais (§ II-4.2). Les impacts sur une roue de forte rugosité ( $Ra > 1,2 \mu m$  - papier de verre de numéro inférieur à 220), sont beaucoup moins stables: il y a de nombreuses projections.

Les notions de mouillage et d'adhésion liquide sur un substrat sont liées aux notions de tension superficielle et d'angle de contact. Ainsi, un liquide qui mouille peu le substrat est décollé de la roue pour une vitesse de rotation plus faible que celle d'un liquide mouillant bien le cuivre. De même, un liquide mouillant peu le substrat adhère moins bien sur une surface rugueuse. La transition dans le bouillonnement de la zone II à la zone III se fait pour une vitesse de rotation inférieure. Il est donc possible d'agir sur la taille de la zone II et de l'agrandir en choisissant un couple (métal liquide, substrat) tel que le mouillage entre les deux soit bon. Nous évoquons les mécanismes d'adhésion dans le paragraphe II-3.4.C, mais la détermination du choix du couple (métal liquide, substrat) optimum est hors de notre propos.

Dans le cas de la lame de 2 mm d'épaisseur, aucun essai systématique de variation de vitesse n'a été réalisé. En plaçant les divers points expérimentaux correspondant à différentes conditions d'essais (fig.n°65), nous pouvons tracer une autre ligne critique séparant le plan ( $\alpha, Vr$ ) en deux zones: solidification du ruban - non solidification. Sur cette courbe figure en trait pointillé la ligne théorique de solidification calculée au paragraphe II-3.3.D. Aussi, contrairement à ce qui se passe pour l'hydraulique où l'angle d'impact joue un rôle déterminant, ici, le paramètre significatif est plutôt l'angle de paroi car le paramètre limitatif du procédé est la longueur disponible sur la roue pour la solidification du ruban.

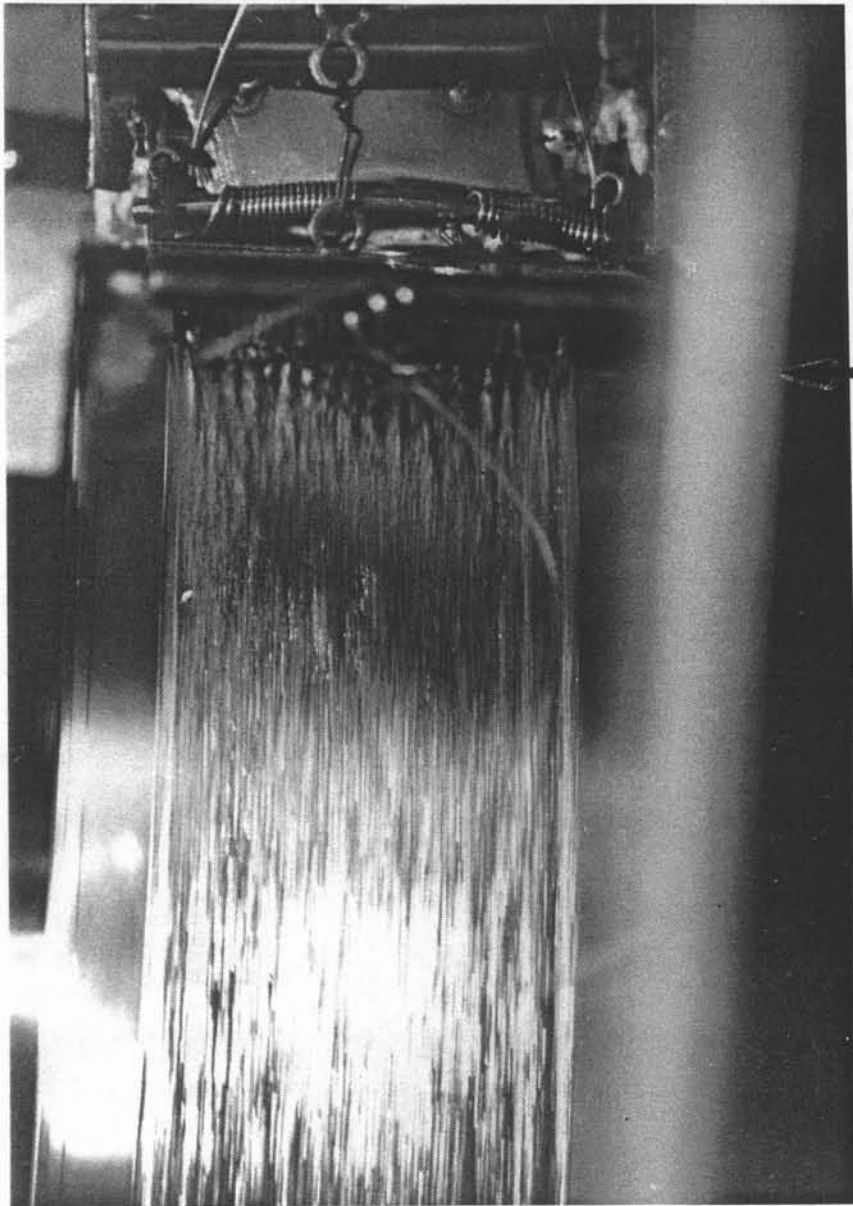
Ces essais ont mis en évidence deux limites à prendre en compte dans les cas d'impact avec solidification. Une zone où le couple ( $\alpha, Vr$ ) ne permet pas de solidifier le ruban et une zone où le ruban colle au substrat ce qui arrête l'essai.

#### *b) angle d'impact*

Les essais à petit angle d'impact, beaucoup plus stables hydrauliquement, sont difficiles à réaliser. Le temps de contact entre le liquide et la roue est trop faible pour que le ruban se solidifie complètement. Nous avons essayé une busette inclinée à  $25^\circ$  qui permet en se plaçant plus haut sur la roue, d'allier un temps de contact assez long avec un petit angle d'impact pour lequel le pied de jet est stable. Les rubans obtenus sont de bonne qualité, d'une grande uniformité de surface.

Nous ne pouvons pas envisager des angles d'impact supérieur à  $45^\circ$  pour les essais réalisés avec l'eau compte-tenu de l'ampleur du bouillonnement. Avec l'étain, il est possible de solidifier des rubans à des angles d'impact de l'ordre de  $55^\circ$ . Au-dessus de  $\alpha = 65^\circ$ , l'impact présente un aspect très différent de ceux évoqués jusqu'à présent : le bouillonnement, soulevé, émet de nombreuses gouttelettes, et la lame après l'impact est décollée de la roue. Le ruban part tangentiellement à la roue et n'est pas solidifié car le temps de contact est trop court. Cet essai a été réalisé avec la lame de 2 mm d'épaisseur

Photo n°14 : vue de face de la coulée d'une lame d'étain  
d'épaisseur 0,9 mm ( $U = 2$  m/s) inclinée à  $25^\circ$  par rapport à la verticale

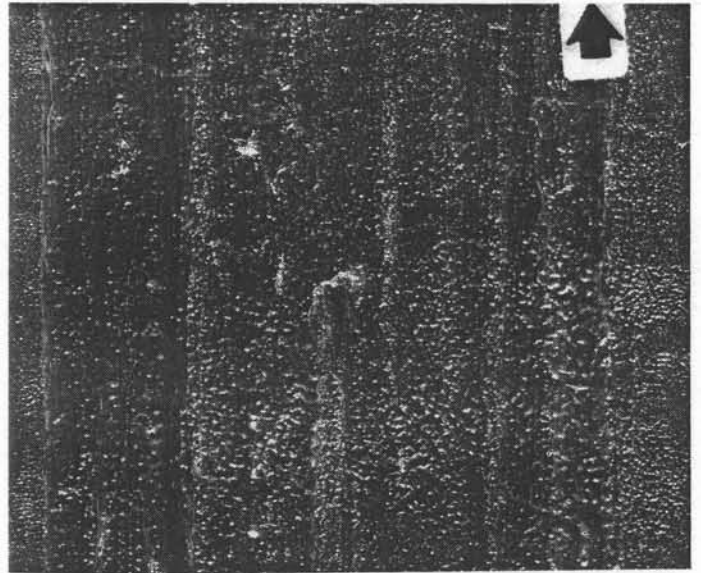


Face supérieure des rubans d'étain  
Fig.n°66: Aspect des rubans d'étain photos n°15

66a

15a

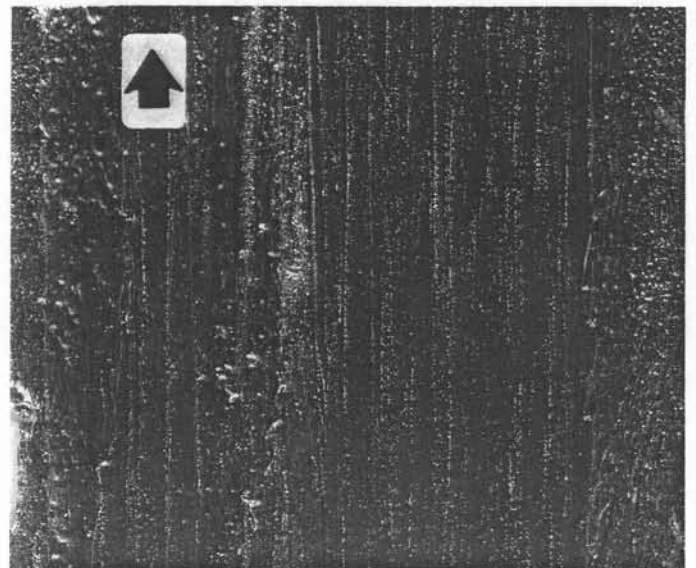
forme  
"picot"



66b

15b

forme  
"lisse"



(essai B24). Ce phénomène, qui peut être attribuer au relâchement des contraintes thermiques dans une couche solidifiée qui se décollerait très facilement est repris dans le paragraphe 3.4. La figure n°59 de ce type d'impact a été présentée au paragraphe II-2.

### c) Ondes de surface

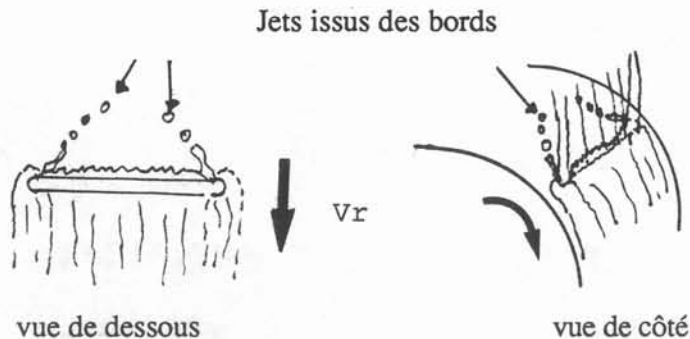
Nous avons évoqué dans la partie décrivant les phénomènes hydrauliques les instabilités observables à l'avant de la lame (§ I-3.3.B- a ). Dans le cas d'une lame d'étain se solidifiant, nous observons le même type d'instabilités axisymétriques qui prennent la forme de flammèches comme le montre la photo n°14. La longueur d'onde de ces instabilités est voisine de 6 mm, comme dans le cas de l'eau. La trace de ces flammèches peut être observée sur les rubans élaborés quand la qualité de ces derniers est bonne. En effet, il existe deux types d'aspect pour nos rubans:

- un aspect "picot" de la surface supérieure des rubans qui présente de nombreux défauts sous forme de petites surépaisseurs ( fig.n°66a et photo n°15a )
- un aspect "lisse" de la surface supérieure où l'on distingue la solidification de l'extrémité des flammèches (fig.n°66b et photo n°15b). L'aspect "picot" persiste sur les bords des rubans.

### 3.1.B - Effet de bord:

- Nous observons les mêmes effets de bord dus à l'impact des bourrelets que ceux décrits au paragraphe I-3.1: l'interaction entre la lame et le bourrelet crée, dans le bouillonnement, un jet décollé de la roue dirigé vers le centre du bouillonnement quelque soit la vitesse de rotation (zone I, II, III) aux angles d'impact supérieurs à 35° (voir fig.n°67).

Fig. n°67: Effet de bord : jets décollés à l'impact des bourrelets



Pour la lame de 1,2 mm d'épaisseur et de vitesse incidente 2 m/s, des essais systématiques de comparaison avec une lame d'eau en similitude ont été réalisés (lame d'eau de 0,4 mm d'épaisseur et de vitesse incidente 1,48 m/s) . Il n'y a pas de projections à l'impact de la lame d'eau en similitude ( $Re-Fr$ ), qui, contrairement à la lame d'étain, se révèle très stable .

Pour l'eau, la gamme de vitesse de rotation s'étend de 3,3 à 6,1 m/s. Le rapport de similitude sur les vitesses est de 1,56, c'est-à-dire que:  $V_{étain} = 1,56 V_{eau}$ . La transposition des résultats à une lame d'étain nécessite, donc, l'application de cette formule. La carte des transitions est donc tronquée à 5,2 m/s ( soit  $1,56 \times 3,3$  m/s) sur la figure n°64. Nous avons porté en traits pleins, les transitions de la lame d'étain et en pointillés celles obtenues par similitude avec la lame d'eau. La transition observée pour l'eau est la transition I-IV. L'écart entre les transitions et le nombre faible de transitions

trouvées pour la lame d'eau peut s'expliquer par les effets de bords. Les nombreuses projections observées dans le cas de l'étain sont souvent issues des bords.

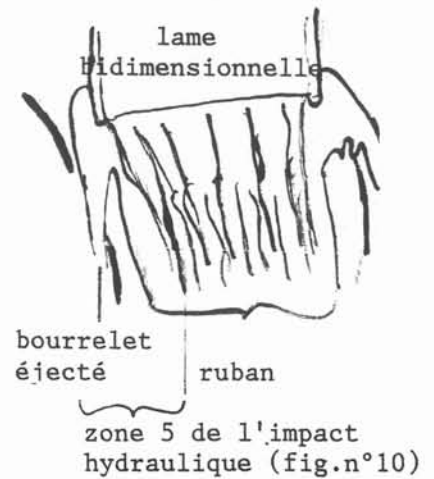
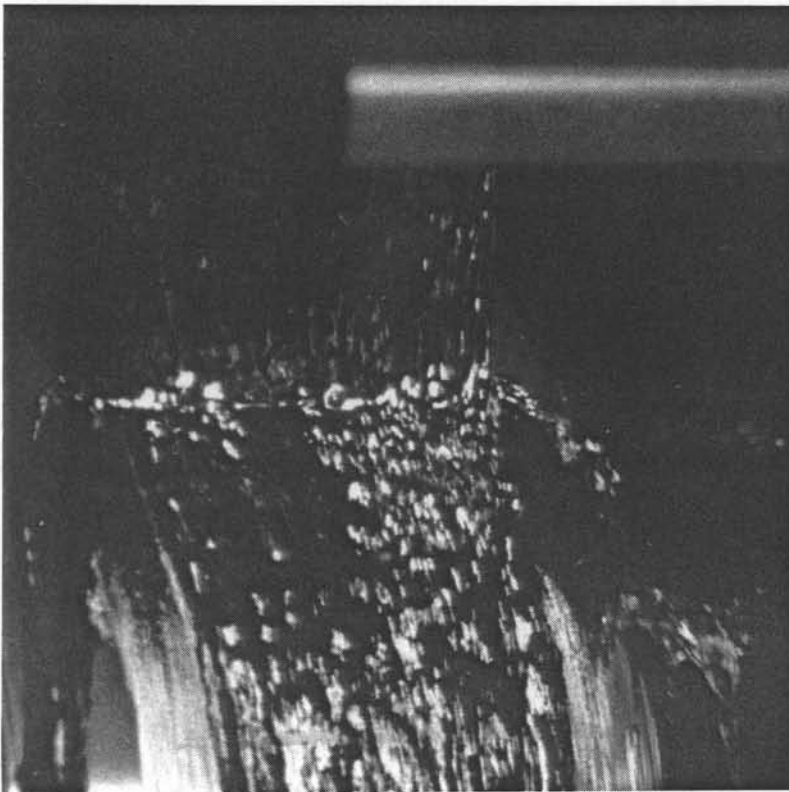
Pour tenir compte des effets de bords, il faut faire une similitude Froude-Weber. C'est, en effet, la taille du bourrelet qui détermine la plus ou moins grande importance des effets de bord. Or le diamètre des bourrelets dépend de la hauteur de chute et de la tension superficielle donc des effets de gravité et des effets de tension superficielle par rapport aux forces d'inertie. Cette similitude Froude-Weber entre l'eau et l'étain (§ II-1.A) conduit à:

$$L_{\text{eau}} = 1,003 L_{\text{étain}} \quad \text{et} \quad V_{\text{eau}} = 1,001 V_{\text{étain}}$$

Pour la lame d'étain de 1,2 mm, les transitions I-II,II-III, qui sont fonction de l'apparition de projections, et tout d'abord de celles issues de l'interaction avec les bourrelets, s'obtiennent par similitude avec une lame d'eau de 1,2 mm d'épaisseur. L'accord entre les transitions observées pour la lame d'eau et la lame d'étain en similitude est bien meilleur (+ 1 m/s pour les transitions II et III).

Dans toutes nos coulées, nous avons observé l'effet suivant. L'impact du bourrelet constitue la zone 5 de la figure n°10 (§ I-1.3.A). Avec l'eau, cette zone est constituée de deux bourrelets de chaque côté et d'une zone centrale de fine épaisseur. Avec l'étain et la solidification, la zone centrale se déchire : sur le ruban ne subsiste que la trace d'un seul bourrelet et de la zone centrale. Les bourrelets extérieurs sont éjectés à l'extérieur de la roue. Une explication de ce phénomène est la suivante : les bords du ruban plus fins se solidifient plus rapidement que le reste de la lame et se décollent plus vite. Ils sont donc éjectés de la roue suivant leur vitesse (voir photo n°16). Ce phénomène n'apparaît pas dans le cas de lame fine (1,2 mm) à faible angle d'impact où les effets de bord sont quasi-inexistants (photo n°14).

Photo n°16: Impact d'une lame d'épaisseur 2 mm - Ejection du bourrelet



### 3.1.C - Conclusion

L'étude hydraulique menée précédemment a permis de déterminer les caractéristiques de l'impact. Les phénomènes déterminants dans le bouillonnement sont les phénomènes hydrauliques. Nos suppositions sur la stabilisation de l'impact par la solidification ne semblent pas fondés, du moins aux grandes vitesses de rotation. L'influence de la solidification sur le bouillonnement est limitée à une fine couche en contact avec le substrat. Elle permet d'éviter des impacts de type I ("battements") aux faibles vitesses de rotation dans certains cas (angles d'impact inférieurs à 45°). Les grands angles d'impact conduisent à d'importants effets de bords. Il faut donc se limiter aux petits angles d'impact (voir § II-5).

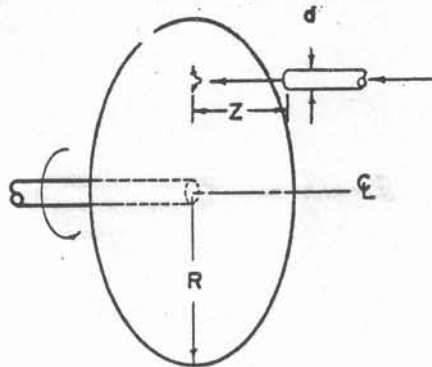
### 3.2 - Transferts de chaleur lors de l'impact de jets de gaz

Nous avons négligé dans l'étude de similitude thermique (II-1.2.A), les nombres caractéristiques faisant intervenir le coefficient d'échange thermique  $h$  à l'interface métal liquide-paroi, car celui-ci est, en général, très élevé dans les procédés de trempe sur rouleau (§ II-3-3). De ce fait, il se révèle peu significatif. Néanmoins, il nous semble intéressant de citer dans ce paragraphe, les études de transferts thermiques pour le refroidissement de disques tournants par impacts de jets de gaz. En effet, le coefficient  $h$ , s'il n'est pas significatif des phénomènes quantitatifs liés à la solidification dans notre procédé, intervient de façon importante mais qualitative sur la qualité des rubans.

METZGER (ref.32) puis plus récemment, POPIEL (ref.37) ont, donc, étudié l'influence d'impacts de jets de gaz cylindriques sur le refroidissement de disques tournants. Ils ont évalué l'influence de la vitesse de rotation, de l'angle d'impact sur le nombre de Nusselt :  $Nu = \frac{h r}{k_T}$  analogue à notre nombre de Biot défini au § II-1.

où  $h$  : coefficient de transfert de chaleur  
 $k_T$  : conductibilité thermique du gaz  
 $r$  : rayon du point d'impact sur le disque

Fig.n°68: Expérience d'impact de jet de gaz (METZGER)



METZGER considère l'impact d'un jet à 90° par rapport au disque (fig.n°68). Du point de vue aérodynamique, il distingue deux types d'écoulements suivant la vitesse de rotation du disque : un écoulement dit "impact dominant" et un écoulement dit à "rotation dominante", pour les grandes vitesses de rotation. Du point de vue thermique, il constate une forte augmentation du nombre de Nusselt dans la zone "impact dominant" par rapport au nombre de Nusselt dans la zone "rotation dominante", donc un meilleur échange thermique au niveau du disque dans la zone "impact dominant".

Dans la zone "rotation dominante", le nombre de Nusselt est pratiquement constant : il n'y a pas d'effet de la vitesse de rotation, ni d'effet significatif de la taille ou

du débit des jets. Néanmoins, le nombre de Nusselt caractéristique du refroidissement d'un disque tournant dans l'air sans impact de jets, est inférieur à celui d'un disque soumis à l'impact de jets de gaz (dans un rapport 3 au début de la zone "rotation dominante", pour s'atténuer par la suite).

POPIEL (ref.37) a repris le même type d'expérience mais en faisant varier l'angle d'impact et la position des jets sur le disque. Ces conclusions sont identiques à celles de METZGER.

- Dans la zone "impact dominant", plus le nombre de Reynolds caractéristique du jet  $Re_j = \frac{U_j d}{\nu}$  (d : diamètre du jet) est grand, plus le coefficient de transfert augmente.

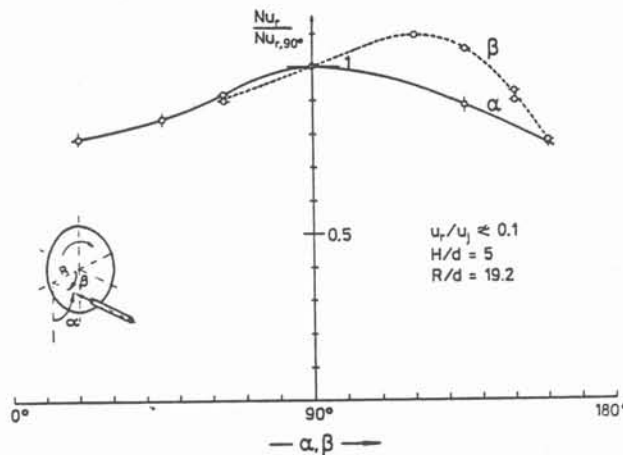
- L'influence de l'angle d'impact a également été observé dans cette zone "impact dominant". L'angle local correspondant à notre angle d'impact est l'angle  $\alpha$ . POPIEL constate que le nombre de Nusselt maximum est obtenu pour  $\alpha = 90^\circ$  et qu'il décroît avec l'angle d'impact (voir fig.69) pour un angle d'impact de  $45^\circ$ , le Nusselt ne vaut plus que 85 % du Nusselt pour un impact à  $90^\circ$ . A  $\alpha = 20^\circ$ , le rapport  $\frac{Nu_{20}}{Nu_{90}}$  vaut 80 %.

Le rapport entre le nombre de Nusselt pour un angle d'impact de  $20^\circ$  par rapport à celui pour un angle de  $45^\circ$  est donc:

$$\frac{Nu_{20^\circ}}{Nu_{45^\circ}} = \frac{0,8}{0,85} = 0,94$$

Ainsi, la variation de l'angle d'impact n'agit sur le coefficient de transfert que dans l'ordre de 6 % pour les angles qui nous intéressent. Ceci est une deuxième justification du choix du nombre de Nusselt à prendre en compte pour une similitude thermique de nos essais (§ II-1.2): c'est-à-dire un nombre de Nusselt où intervient la masse de liquide à solidifier (§II-1).

Fig.n°69: Influence de l'angle d'impact sur le coefficient de transfert de chaleur



### 3.3 - Effets thermiques

Nous constatons que la solidification a peu d'importance sur l'aspect général du pied de jet. Il est toutefois intéressant d'analyser les phénomènes thermiques et d'essayer de déterminer la longueur de solidification  $L_S$ , c'est à dire la longueur nécessaire pour



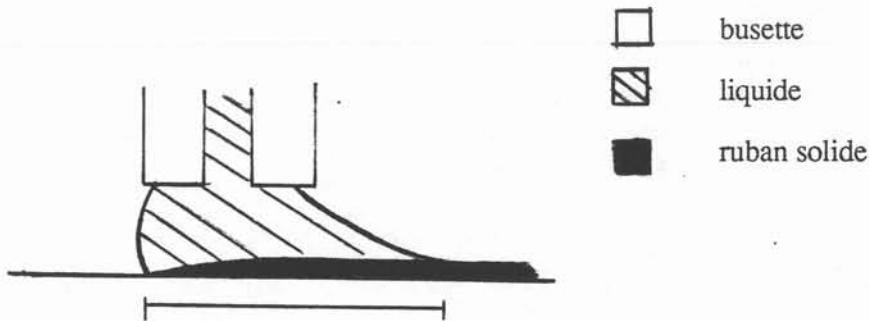
solidifier le ruban. Il y a une grande analogie entre notre procédé et les procédés de solidification rapide de rubans amorphes. Nous présentons certains résultats caractéristiques obtenus dans l'étude des amorphes pour les appliquer à notre cas.

### 3.3.A - Solidification de rubans amorphes

Tout ce qui suit concerne la technique de coulée plane ou "planar flow", utilisée pour la solidification de rubans amorphes. Un schéma du procédé se trouve sur la figure n°70. La busette d'alimentation est placée très près de la roue. La quantité de produit solidifié dépend de la quantité de métal entraînée par la roue, contrairement à ce qui se passe dans notre procédé, où cette quantité s'obtient par une simple équation de conservation de débit. De nombreuses études ont été menées sur les phénomènes de transferts thermiques dans le procédé de "planar flow". Nous les présentons, ici, pour les utiliser ensuite dans la détermination de la longueur de solidification.

MORET (ref.34) fait une synthèse des nombreux travaux réalisés à ce jour, sur les matériaux amorphes. Un article également récent de GRANASY (ref.16) analyse aussi les processus de transferts thermiques et de quantité de mouvement dans la technique de trempe de coulée plane : "planar flow casting". Le liquide débouche d'une busette placée très près de la roue. Le pied de jet est alors de la forme suivante :

Figure n°70: Pied de jet dans la technique "planar flow casting"



$L_F$  : longueur de la flaque liquide

Historiquement, trois processus successifs différents ont été avancés pour expliquer la formation du ruban.

- \* un contrôle du processus par les phénomènes de transferts de chaleur.
- \* un contrôle du processus par un phénomène de transfert de quantité de mouvement.
- \* un contrôle du processus par un mélange des deux phénomènes précédents.

#### a) Contrôle par les phénomènes de transferts de chaleur

Dans les premières analyses de ce procédé, le contact thermique est considéré idéal à l'interface du métal liquide et du substrat. En considérant les grands nombres de Prandtl des métaux liquides, KAVESH suppose que la formation du ruban est uniquement due aux phénomènes de transferts de chaleur. Dans cette hypothèse, l'épaisseur du ruban n'est fonction que du temps de contact sur le rouleau :

$$e' \approx \left( \frac{\alpha_T L_F}{V_r} \right)^n$$

où  $\alpha_T$  : diffusivité thermique

$L_F$  : longueur de la flaque liquide (voir fig.n°70)

$V_r$  : vitesse de rotation de la roue

KAVESH donne :  $n = 0,5$  si le milieu liquide est supposé infini  
 $n = 0,66$  si le milieu liquide est limité à l'épaisseur du ruban

Un exemple de calcul de transfert thermique en milieu infini figure en annexe 3.

Si au contraire, le transfert de chaleur est supposé faible, le ruban est isotherme et l'épaisseur du ruban  $e'$  se déduit du bilan thermique.

$$m C_p e' = h (T_F - T_p)$$

où  $m$  est la masse du liquide à solidifier,  $C_p$  la chaleur spécifique du métal,  $h$  le coefficient d'échange thermique et  $(T_F - T_p)$  la différence entre la température de fusion du métal et la température de la paroi. On trouve alors  $n = 1$ .

Les essais de solidification de rubans amorphes semblent indiquer que le transfert de chaleur est pratiquement idéal et que l'épaisseur est obtenue par la loi:

$$e' \approx \left( \alpha_T \frac{L_F}{V_r} \right)^{0,5}$$

#### *b) Contrôle par les phénomènes de transfert de quantité de mouvement*

Les études ultérieures à celles présentées en a), s'intéressent au deuxième processus: transfert par quantité de mouvement. Elles supposent que l'essentiel de l'épaisseur du ruban est due à un phénomène d'entraînement visqueux du liquide par la roue. Elles aboutissent à une loi analogue pour l'épaisseur du ruban car les épaisseurs de couche limite données par la loi de Blasius conduisent également à des lois en racine carrée de  $\left( \frac{L_F}{V_r} \right)$ .

Il n'est donc pas possible à ce stade de conclure sur la prédominance des phénomènes thermiques sur les phénomènes de transferts par quantité de mouvement.

#### *c) Contrôle par un processus mixte*

Les analyses suivantes ont donc porté sur le couplage des deux mécanismes, en particulier, en ajoutant la variation de viscosité avec la température. GRANASY (ref.16) reprend les études sur ces couplages et compare les épaisseurs obtenues dans les deux cas extrêmes :

- contact thermique idéal ( $h = \infty$ )
- contact thermique nul ( $h = 0$ )

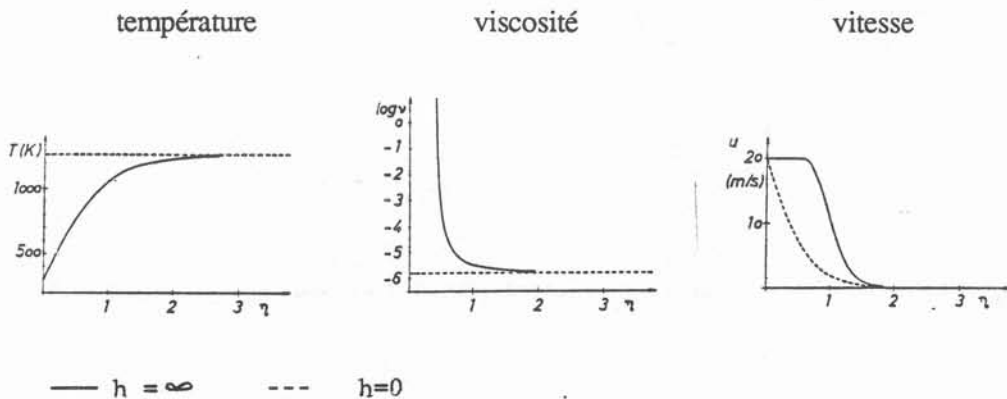
Il définit  $\delta(p)$  comme l'ordonnée pour laquelle la vitesse de l'écoulement  $U$  est égale à  $p$  % de la vitesse de rotation du rouleau  $V_r$  :  $U = V_r \frac{p}{100}$ .

$\delta(1)$  correspond donc à l'épaisseur de la couche limite car la vitesse de l'écoulement extérieur à la couche limite est nulle dans ce type de procédé de coulée.

Il obtient alors les profils de température, de viscosité et de vitesses fonction de  $\eta$ , où  $\eta$  est la coordonnée perpendiculaire à la paroi adimensionnalisée par l'épaisseur de déplacement  $\delta$ .

$\eta = \frac{y}{\delta}$ . Quand  $\eta$  vaut 2,86,  $y$  correspond à la hauteur de l'épaisseur de couche limite  $\delta(1)$

Fig.n°71: Profils de température, de viscosité et de vitesse dans la couche limite



$\delta(1)$ , donnant l'épaisseur de la couche limite visqueuse est inchangée quand le coefficient de transfert thermique  $h$  varie de 0 à l'infini. Les points d'ordonnées  $\delta(10)$  et  $\delta(50)$  se situent à une ordonnée plus grande dans le cas d'un contact idéal que dans le cas d'un contact thermique nul. Du fait de l'extraction de la chaleur, la viscosité augmente sensiblement dans les couches proches de la paroi. Ainsi, le transfert de quantité de mouvement augmente. La structure de la couche limite visqueuse est sensible aux conditions de refroidissement:

Quand les conditions de refroidissement s'améliorent, c'est-à-dire que le coefficient de transfert de chaleur  $h$  augmente, le profil des vitesses au-dessus de la couche solide présente un gradient plus élevé.

A la sortie de la flaque (fig.n°70), GRANASY constate que 30 % du métal est encore liquide. Le processus de détermination du ruban solide est donc bien un processus mixte dans le cas de la solidification de rubans amorphes.

L'application au cas de la solidification de l'étain dans notre procédé de ce qui vient d'être présenté, est l'objet du paragraphe suivant.

### 3.3.B - Détermination de la longueur de solidification

Dans notre procédé, nous ne solidifions pas complètement les bandes minces d'étain aux faibles angles d'impact ou aux faibles vitesses de rotation. Le processus de solidification dépend donc du temps de contact entre le métal liquide et la roue.

Ainsi, il existe un temps minimum de contact nécessaire à la solidification et par suite, pour une vitesse de rotation donnée, une longueur minimum de contact que nous appellerons  $L_S$ . Pour déterminer cette longueur de solidification, nous utilisons les résultats présentés au paragraphe précédent. Notre procédé est analogue au procédé de trempe de coulée plane si l'on considère localement le pied de jet au voisinage de la roue.

Dans notre cas, le pied de jet n'est pas confiné mais limité par sa surface libre. Le phénomène d'impact modifie l'écoulement dans le fluide "parfait". Les effets visqueux sont cantonnés dans la couche limite. D'après GRANASY, les effets thermiques sont eux aussi limités à une couche mince par rapport à l'écoulement .

Nous supposons donc que la loi de solidification du ruban, dans notre cas d'impact, est la même que dans le cas des rubans amorphes c'est-à-dire que l'épaisseur du ruban solidifié est proportionnelle à la racine carrée du produit de la diffusivité thermique  $\alpha_T$  par le temps de contact  $t_c$ .

$$e' = j \sqrt{\alpha_T t_c} \quad \text{ou} \quad e' = j \sqrt{\frac{\alpha_T L_s}{V_r}} \quad (\text{Eq12})$$

$$e' = J \sqrt{t_c} \quad (\text{Eq13})$$

MARINGER (ref.29) a comparé une telle loi avec des mesures d'épaisseur de rubans dans des essais de solidification d'étain par la technique de coulée pelliculaire sur une roue de cuivre. Les vitesses de rotation sont dans ce cas là inférieures à 2 m/s. Le coefficient proposé par MARINGER est :

$$J = 2,77 \times 10^{-3} \text{ m/s}^{1/2} \quad \text{soit} \quad j = 0,62 \quad \text{car} \quad \alpha_T \text{ étain} = 2 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$$

Un coefficient équivalent nous a été communiqué par BIRAT (ref.3) de l'IRSID dans le cas de la solidification de ruban d'étain sur du cuivre (coulée pelliculaire). Les installations expérimentales étant totalement indépendantes, nous en concluons que le coefficient J ne dépend que de l'interaction des métaux en présence et non des grandeurs mécaniques des installations (débit d'eau, épaisseur du cuivre). Cette conclusion est identique à celle obtenue dans l'étude de similitude thermique portant sur les nombres de Nusselt. Cette conclusion rejoint également la remarque figurant dans le brevet (ref.6) concernant une installation de coulée pelliculaire ( $V_r < 4 \text{ m/s}$ ). Des essais de solidification de bandes minces de cuivre, d'aluminium, d'acier ont conduit aux mêmes épaisseurs de produits dans les mêmes conditions de coulée. Dans tous les cas, les diffusivités thermiques de ces métaux sont voisines.

Nous pouvons déterminer le coefficient J pour nos essais. La photo n°14 montre en vue de face l'impact d'une lame d'étain de 0,9 mm d'épaisseur à 2 m/s se solidifiant sur la roue tournant à 7,2 m/s. Nous supposons que le ruban est solide à l'extrémité des flammèches soit à 5,7 cm de l'impact. Le bouillonnement est pratiquement inexistant dans ce cas là (1 à 2 mm). Le coefficient J s'obtient donc par la formule suivante :

$$\text{Comme} \quad e' V_r = e U \quad (\text{Eq14}) \quad \text{et} \quad e' = J \sqrt{\frac{L_s}{V_r}} \quad (\text{Eq13})$$

$$J = \frac{eU}{\sqrt{L_s} V_r} = \frac{0,9 \times 10^{-3} \times 2}{\sqrt{5,9 \times 10^{-2}} \times 7,2} = 2,76 \times 10^{-3} \text{ m/s}^{1/2}$$

Nous pouvons donc déterminer la longueur de solidification puisque nous connaissons maintenant le coefficient J qui est identique dans notre cas à celui de MARINGER ou BIRAT. Donc, en reprenant les équations de conservation du débit (Eq14) et de l'épaisseur du ruban (Eq.13), nous pouvons écrire :

$$L_s = \frac{e^2 U^2}{J^2 V_r} \quad (\text{Eq15})$$

### 3.3.C - Angle minimum de solidification $\beta$

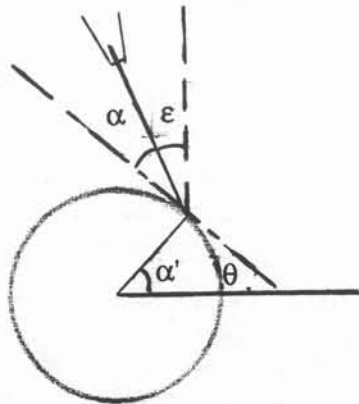
Cette longueur  $L_S$  nécessaire à la solidification peut être reliée à un angle minimum de contact sur la roue  $\beta$  par la relation:

$$L_S = R \beta \quad (\text{Eq16})$$

où  $R$  est le rayon de la roue.

Cet angle  $\beta$  doit être comparé à l'angle  $\alpha'$ , défini comme l'angle entre l'horizontale et la position du point d'impact. Par définition  $\alpha' = \frac{\pi}{2} - \theta$  où  $\theta$  est l'angle de paroi défini dans les calculs hydrauliques du § I.3. Si la lame incidente est verticale,  $\alpha' = \alpha$  où  $\alpha$  est l'angle d'impact. Si la lame incidente fait un angle  $\epsilon$  avec la verticale, l'angle d'impact vaut  $\alpha = \alpha' - \epsilon$ . Tous ces angles sont indiqués sur la figure n°72.

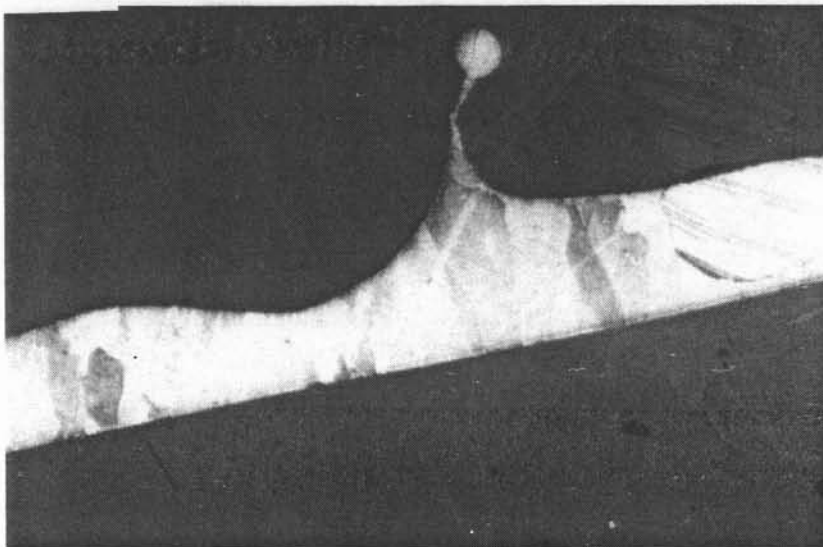
Fig.n°72: Définitions des angles



Lors de nos essais, si le ruban n'est pas solide au voisinage du point de tangence verticale T (voir figure n°72), des gouttelettes liquides sont projetées et des picots dus à leur éjection se forment sur la surface des rubans (voir photo n°17). On doit donc avoir:

$$\beta < \alpha' \quad \text{ou} \quad \beta < \alpha + \epsilon$$

Photo n°17 : coupe transversale de ruban - point de décrochage d'une goutte



En combinant l'équation n°15 et l'équation n°16, on a une relation entre  $\beta$  et les conditions expérimentales : vitesse de rotation de la roue et épaisseur du ruban.

$$\beta = \frac{V_r}{J^2 R} e'^2 \quad (\text{Eq17})$$

Une relation analogue est obtenue en considérant l'équation exprimant la conservation du débit.

$$\beta = \frac{e U}{J^2 R} e' \quad (\text{Eq18})$$

Il est possible de tracer pour une configuration donnée: (rayon de roue R, vitesse incidente U) le réseau de courbes Eq17 et Eq18 donnant pour une épaisseur de ruban  $e'$ , l'angle nécessaire à la solidification  $\beta$ . Nous l'avons tracé sur la figure n°73 pour notre installation expérimentale :

$$R = 0,2 \text{ m} \quad \text{et} \quad U = 2 \text{ m/s}$$

Ce domaine doit être limité. La première limite pour l'angle de solidification est :

$$\beta < \alpha' \quad \text{ou} \quad \beta < \alpha + \varepsilon$$

Les essais sur étain ont montré qu'un angle d'impact supérieur à  $55^\circ$  n'est pas stable et ne permet pas de solidification, l'étain liquide étant dans ce cas éjecté tangentiellement à la roue (lame incidente verticale 2 mm). La limite supérieure du domaine pourrait être fixée à  $\alpha' = 55^\circ$ . Or nous réalisons des essais à  $\alpha = 55^\circ$  qui demande, à priori, un angle  $\beta$  de solidification de  $65^\circ$  pour que le ruban soit bien solidifié. La limite du domaine est donc :

$$\beta < \alpha' + 10^\circ \quad \text{ou} \quad \beta < \alpha + \varepsilon + 10^\circ \quad (\text{Eq19})$$

Les autres limites du domaine sont fixées par les limitations de stabilité hydraulique de l'impact.

Pour connaître la gamme d'épaisseur de ruban solidifié, pour une épaisseur de lame incidente donnée  $e$ , on se place sur la droite (Eq18). La limite de solidification (Eq19) et les limites de stabilité hydraulique déterminent un segment sur la droite (Eq18). On trouve ainsi la gamme d'épaisseurs de ruban disponible avec notre installation expérimentale.

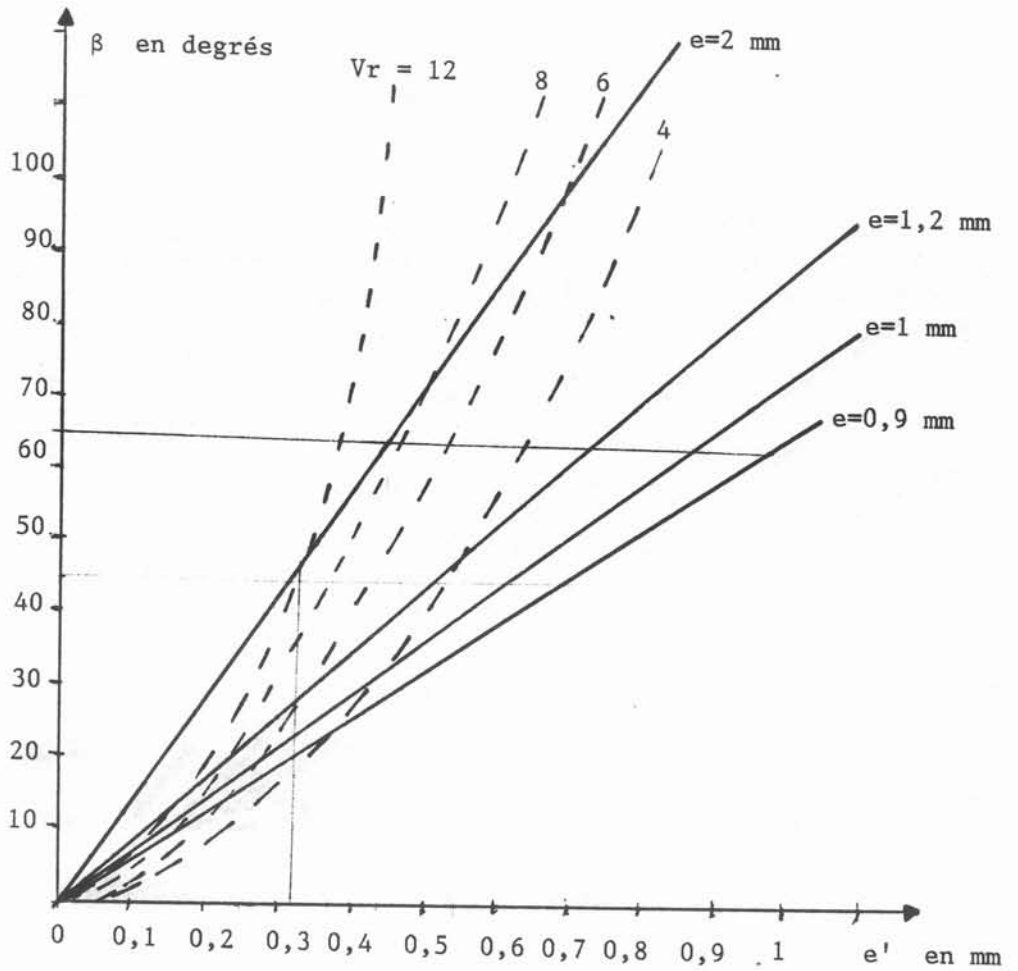
$0,32 < e' < 0,43 \text{ mm}$	pour $e = 2 \text{ mm}$ - busette droite ( $\varepsilon = 0^\circ$ )
$0,22 < e' < 0,54 \text{ mm}$	pour $e = 1,2 \text{ mm}$ si les grands angles d'impact sont stables - busette droite ( $\varepsilon = 0^\circ$ )
$0,22 < e' < 0,37 \text{ mm}$	pour $e = 0,9 \text{ mm}$ et la busette inclinée à $\varepsilon = 25^\circ$
$0,22 < e' < 0,7 \text{ mm}$	pour $e = 0,9 \text{ mm}$ ( $\varepsilon = 25^\circ$ ) et pour de faibles vitesses de rotation.

### 3.3.D - Limitation du domaine ( $\alpha$ , $V_r$ ) due à la solidification

Le paragraphe précédent donne une limite pour l'angle d'impact due à la solidification. Il faut avoir :

fig.n°73: Angle de contact minimum sur la roue pour solidifier un ruban d'épaisseur  $e'$  sur notre installation

$R = 0,2 \text{ m}$        $U = 2 \text{ m/s}$



$\beta < \alpha + \varepsilon + 10$  où  $\varepsilon$  est l'angle entre la verticale et la lame incidente.

Il est possible d'exprimer l'angle minimum de solidification en fonction du débit incident et de la vitesse de rotation  $V_r$ . En reprenant l'équation de conservation du débit (Eq14) et celle donnant  $\beta$  (Eq18) on a :

$$\beta = \frac{e^2 U^2}{J^2 R V_r} \quad (\text{Eq20})$$

On reporte dans l'équation (Eq19) :  $\alpha > \frac{180 e^2 U^2}{\pi J^2 R V_r} - \varepsilon - 10 \quad (\text{Eq21})$

( $\alpha$  et  $\varepsilon$  s'expriment en degrés).

Nous comparons cette limite (Eq21) avec celle que nous avons trouvée expérimentalement au cours des essais. La figure n°65 (§II-3.1.A) montre en trait pointillé la limite définie ci-dessus et en plein la limite expérimentale pour la lame  $e = 2$  mm. La limite expérimentale est plutôt voisine de :

$$\alpha > \frac{180 e^2 U^2}{\pi K^2 R V_r} - \varepsilon - 14$$

C'est-à-dire que le ruban peut encore se solidifier  $14^\circ$  sous le point de tangence sans que la solidification ne soit trop perturbée. Ce critère se révèle moins exigeant que le critère (Eq19), mais les rubans solidifiés en-dessous du point de tangence de la roue présentent parfois des défauts (coulures d'étain sur le ruban). Pour cette raison, nous préférons conserver un critère plus restrictif.

### 3.3.E - Longueur de remontée du bouillonnement avec solidification

Il est intéressant d'observer l'influence de la solidification sur la longueur de remontée du bouillonnement  $XB$ . Au cours des essais, nous constatons que  $XB$  est très faible, bien plus faible que ce que prédit le modèle sans solidification. Nous reprenons les calculs du paragraphe I.2 en ajoutant au débit du courant de retour de la couche limite, le débit capté dans la couche solidifiée. L'épaisseur de la couche solidifiée s'exprime grâce au paragraphe 3.3.A par la relation :

$$e' = J \sqrt{\frac{x}{V_r}} \quad (\text{Eq13})$$

Le débit solidifié entre le point d'impact et le point d'abscisse  $x$  vaut :

$$Q_{sol} = e'(XB) V_r - e'(x) V_r$$

$$Q_{sol} = K \sqrt{V_r} (\sqrt{XB} - \sqrt{x})$$

Le débit dans la couche de fluide irrotationnel du bouillonnement,  $Q$ , est obtenu en ajoutant, au débit correspondant à l'écoulement du jet incident dévié vers le haut,  $Q_0$ , le débit dans le courant de retour de la couche limite,  $Q_{ent}$ , et le débit solidifié,  $Q_{sol}$  :

$$Q = Q_0 + Q_{ent} + Q_{sol}$$

$$Q(x) = -\frac{e}{2} U(1 - \cos \alpha) + \left( 3,1321 \sqrt{\frac{v}{V_r + U} COV + J \sqrt{V_r}} \right) (\sqrt{XB} - \sqrt{x})$$

Le fait de tenir compte d'une couche solidifiée revient à augmenter la viscosité.

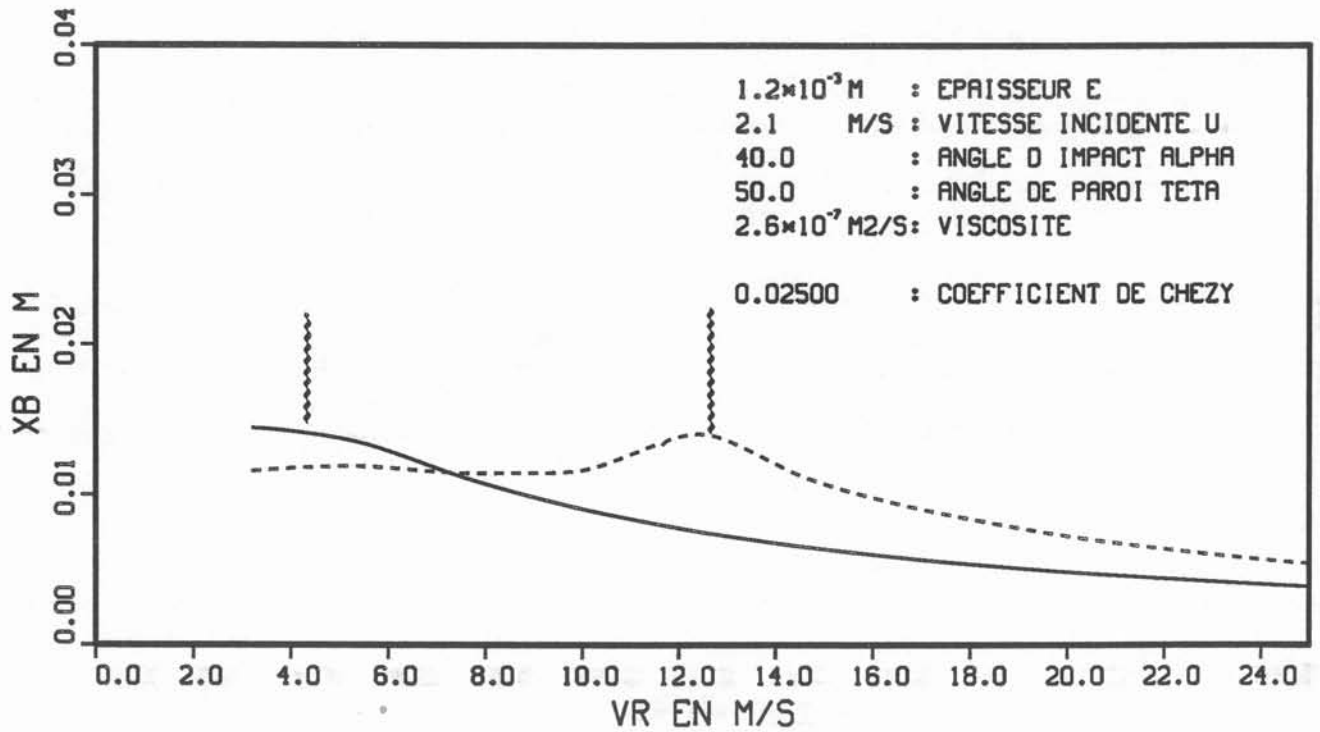


Fig.n°74: Effet de la solidification sur la longueur de remontée

----- : XB pour une lame d'étain qui ne se solidifie pas

\_\_\_\_\_ : XB pour une lame d'étain se solidifiant (  $J= 0,00277 \text{ m/s}$  )

~~~~~ : séparation des zones de régime ressaut hydraulique-effets visqueux



Il faut également modifier la condition initiale de la longueur de remontée, c'est-à-dire la longueur de remontée XB calculée par le modèle couche limite (§I-2.2 Eq6) en ajoutant le débit solidifié :

$$XB = \frac{e^2 (1 - \cos \alpha)^2 U^2}{4 \left( 3,1321 \sqrt{\frac{v}{V_r + U} COV + J \sqrt{V_r}} \right)^2}$$

Les résultats obtenus par calcul pour une lame incidente de 1,2 mm d'épaisseur (vitesse incidente  $U = 2$  m/s) d'étain liquide figure sur la courbe n°74 donnant la longueur de remontée en fonction de la vitesse pour  $\alpha = 40^\circ$ . En trait plein se trouve la courbe obtenue dans le cas d'impact d'une lame d'étain avec solidification, en trait pointillé, dans le cas où il n'y a pas de solidification. Nous constatons que la solidification réduit la longueur de remontée pour les vitesses élevées de rotation, et décale le phénomène de ressaut vers les faibles vitesses. Ce qui explique la disparition de la zone I dans nos essais pour les vitesses considérées. En effet, dans le cas où la lame se solidifie, la transition ressaut-pas de ressaut s'obtient pour une vitesse de l'ordre de 5 m/s, alors que pour le cas sans solidification, cette transition n'apparaît qu'à 12,2 m/s. Le phénomène de ressaut ne pourra se produire qu'à des vitesses très faibles ou de grands angles d'impact.

Ce modèle ne prend pas en compte la variation de la viscosité avec la température. L'augmentation de la viscosité dans la couche limite va accroître encore l'effet d'entraînement de débit par la couche limite. Ce phénomène est bien mis en évidence par les profils de vitesse donnée par GRANASY (fig.n°71). Les longueurs de remontée du bouillonnement avec solidification calculées sont beaucoup plus grandes encore que celles observées au cours des essais.

### 3.3.F - Conclusion

Nous avons vu dans le paragraphe précédent 3.1 que la stabilité du pied de jet dépend beaucoup des phénomènes hydrauliques. La solidification va avoir deux effets supplémentaires:

- Comme il existe une longueur minimum de contact ou un temps de contact minimum pour solidifier le ruban, il existe un angle de contact minimum  $\beta$  entre le ruban et la roue. Suivant l'inclinaison de la lame incidente  $\varepsilon$ , il existe donc un angle d'impact minimum. Si la lame incidente est verticale, les petits angles d'impact stables du point de vue hydraulique ne permettront pas toujours la solidification du ruban.

- Elle décale la zone I vers les petites vitesses de rotation dans le plan ( $\alpha, V_r$ ) des régimes hydrauliques d'impact. Ainsi, elle limite l'effet de la gravité sur le bouillonnement. De ce point de vue, elle stabilise le pied du jet.

L'étude bibliographique (§ II-3.2) indique que l'impact favorise les échanges thermiques quelque soit la vitesse de rotation. Mais cet effet est accru dans les zones I-I' à basse vitesse de rotation. L'effet de l'impact disparaît aux grandes vitesses.

L'épaisseur du ruban solidifié est indépendante du coefficient  $h$ , à condition que celui-ci soit très élevé. Ainsi il n'y a pas de variation de l'épaisseur solidifiée avec l'angle d'impact. De plus, aucune différence significative sur les températures de paroi n'est apparue avec la variation d'angle d'impact. Car, si le coefficient d'échange varie de 6% avec la variation d'angle d'impact, cela conduit à des variations de  $5^\circ$  sur les températures de paroi ( $h$  compris entre  $5 \times 10^4$  et  $10^6$ ). Ces variations sont comprises dans la plage d'erreur de nos mesures. L'augmentation de  $h$  par le procédé d'impact n'aura pas

d'influence sur  $e'$  mais pourra influencer la répartition des transferts de chaleur de façon différente de celle des procédés de coulée pelliculaire.

### 3.4 - Longueur de contact

#### 3.4.A - Longueur de contact

Il faut distinguer la longueur de solidification  $L_s$ , évoquée dans le paragraphe 3.2 de la longueur de contact du ruban sur la roue. En effet, une fois solidifié, le ruban reste plus ou moins en contact avec la roue tout en continuant à se refroidir. Pour les rubans amorphes, les expérimentateurs ont constaté que la phase de contact entre la roue et le ruban solidifié améliore considérablement la résistance mécanique du ruban (BIGOT ref.2). Si le ruban se décolle immédiatement de la roue, il se brise en morceaux dès qu'il rencontre une surface solide.

Nous observons un phénomène identique : aux faibles vitesses de rotation (expérience B28, B29 par exemple,  $V = 6,3$  m/s  $e = 1,2$  mm), le ruban se décolle rapidement de la roue. Un thermocouple plongé dans le tas de ruban après l'essai indique une température de l'ordre de  $195^\circ\text{C}$  ( la température de solidification de l'étain est de  $232^\circ\text{C}$ ). Le ruban s'est donc détaché très rapidement après la solidification. Ces rubans sont très fragiles et il est difficile de les récupérer dans un état correct : les bords sont souvent brisés. Mais ces vitesses correspondent à des vitesses de rotation d'impact stable.

A une vitesse de rotation supérieure (expérience B30 à B34  $V_r = 8,8$  m/s), l'impact est soit de type II avec effet de bord ou de type III. Ces conditions peuvent perturber l'état de surface du ruban (inclusions par exemple) mais le décollement se produit beaucoup plus tard, en général vers le point bas de la roue. Le ruban part tangentiellement à la roue au point de décollement. De ce fait, il se décolle et retombe beaucoup plus loin que dans le cas précédent. Des mesures par thermocouples dans le tas de ruban après l'essai donnent des températures de l'ordre de  $50^\circ$  à  $60^\circ\text{C}$ . Des dépouillements à partir de films vidéo nous ont permis de compléter le tableau suivant donnant les positions de décollement à divers instants de la coulée. Tous les essais considérés concernent la lame incidente de 1,2 mm d'épaisseur avec un angle d'impact de  $45^\circ$ .

| Essai           | B29    | B30    | B31    | B32    | B34    |
|-----------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $V_r$ m/s       | 6,4    | 8,8    | 8,8    | 8,8    | 8,87   |
| $t = 3s$        | 0,31 m | 0,47 m | 0,42 m | 0,52 m | 0,39   |
| 5s              | 0,36 m |        |        |        |        |
| 6s              |        |        |        |        | 0,42 m |
| 7s              |        |        | 0,35 m |        | 0,37 m |
| 10s             |        | 0,40 m |        |        |        |
| Collage         | non    | oui    | oui    | oui    | oui    |
| temps de coulée | 14 s   | 15 s   | 12 s   | 10 s   | 9 s    |

Nous constatons que plus la roue tourne vite et plus la longueur de contact est grande : de l'ordre de 0,3 à 0,35 m pour  $V_r = 6,4$  m/s et de 0,4 à 0,5 pour  $V_r = 8,8$  m/s.

Au cours de la coulée, la longueur de contact augmente. Puis le ruban se met à battre : le point de décollement se déplace périodiquement. Les battements se révèlent très réguliers : pour l'essai B32, c'est une fréquence de 4 Hz, pour B34 la fréquence est de 3,6 Hz. A la fin de la coulée, le ruban colle parfois définitivement à la roue:

### 3.4.B - Collage du ruban

Dans certains essais, nous avons observé le collage du ruban sur la roue au bout de 7 à 8 s environ. Ce phénomène est préjudiciable au procédé car il entraîne l'arrêt de l'essai.

L'essai le plus caractéristique est l'essai B34 car nous avons effectué dans ce cas là des mesures de températures de roue au niveau de l'impact de la lame et non au bord de la roue comme dans les essais précédents.

A  $t = 3$  s, le ruban décolle à 0,39 m du point d'impact. La température de la roue est de  $66^{\circ}\text{C}$ .

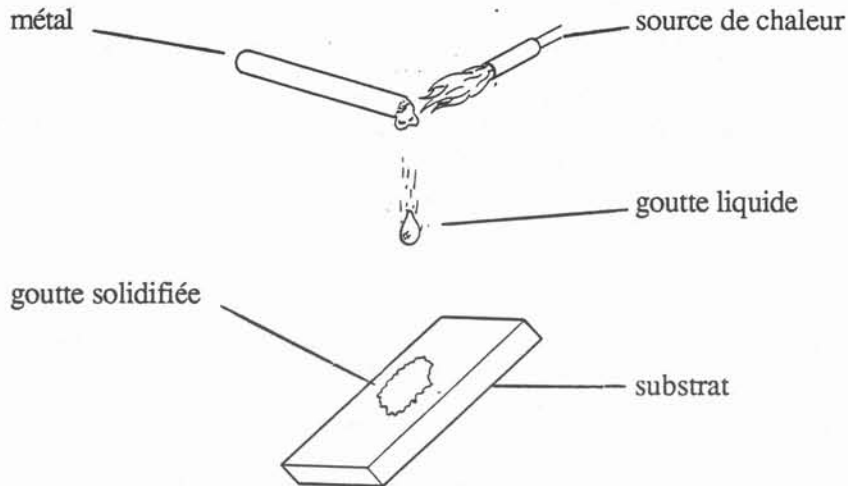
A  $t = 6$  s, le ruban se met à battre et le point de décollement se déplace entre 0,37 et 0,42 m du point d'impact. Le substrat est alors à  $97^{\circ}\text{C}$ .

L'expérience s'arrête au bout de 9 s car le ruban colle à la roue. La température du substrat est alors de  $105^{\circ}\text{C}$ .

Cette dernière valeur est proche de la température critique de collage observée par MARINGER (ref. 28). Celui-ci a réalisé une expérience simple. Il fait tomber une goutte de métal liquide sur un substrat à température variable. Quand le substrat est froid, la goutte se solidifie et glisse sur le substrat (figure n°75). A partir d'une certaine température, dite température critique  $T_c$ , la goutte reste attachée au substrat. La température  $T_c$  dépend du couple (métal liquide - substrat).

|      |                     |                    |                                   |
|------|---------------------|--------------------|-----------------------------------|
| Pour | l'étain liquide     | sur du cuivre      | $T_c = 118 \pm 5^{\circ}\text{C}$ |
|      | l'étain liquide     | sur de l'aluminium | $T_c = 146 \pm 5^{\circ}\text{C}$ |
|      | l'aluminium liquide | sur du cuivre      | $T_c = 290^{\circ}\text{C}$       |
|      | du zinc liquide     | sur de l'acier     | $T_c = 238^{\circ}\text{C}$ .     |

Fig.n°75: Expérience de MARINGER



Quand la goutte de métal liquide frappe le substrat, un lien adhésif se forme, la gouttelette est ralentie et solidifiée. Pendant le court instant de contact la goutte solide se refroidit, puis les contraintes thermiques se relâchent et décolle la goutte qui glisse sur le substrat. Dans le même temps, la température du substrat augmente par l'absorption de la chaleur évacuée de la goutte. L'augmentation de température du substrat  $\Delta T_s$  dépend de la quantité de chaleur extraite de la goutte et de la capacité du substrat à évacuer cette chaleur. Dans une première approximation,  $T_c + \Delta T_s = T_F$  où  $T_F$  est la température de fusion du substrat ou du métal liquide (la plus basse des deux). Près du point de fusion,

les contraintes induites par la contraction thermique peuvent se relâcher, soit dans le métal, soit dans le substrat sans qu'aucune contrainte de relâchement ne soit induite.

Cette expérience montre l'importance du choix du matériau du substrat pour les problèmes de longueur de contact. Il faut une certaine longueur de contact du ruban sur le substrat pour assurer un bon refroidissement après la solidification et ainsi éviter la fragilisation du ruban. Mais il faut éviter que le substrat ne chauffe au-delà de la température critique pour éviter le collage.

### 3.4.C - Mécanisme de l'adhésion

Nous reprenons dans ce paragraphe assez théorique l'article de SCHULTZ (ref.40) présentant les principaux mécanismes intervenant dans l'adhésion. L'adhésion regroupe un grand nombre de notions et de concepts différents suivant que l'on observe le phénomène sur le plan moléculaire ou macroscopique. Nous expliquons dans le paragraphe suivant certains phénomènes du collage du ruban.

#### *a) Aspect mécanique*

La théorie mécanique est la plus ancienne des théories de l'adhésion. Ce phénomène d'accrochage se rencontre sur les substrats rugueux ou poreux qui sont favorables au phénomène d'adhésion du fait de l'augmentation de l'aire de contact à l'interface. Mais il faut s'assurer de la très bonne mouillabilité du substrat par le liquide, c'est-à-dire sa tendance à pénétrer plus ou moins dans les rugosités. En effet, toute surface non mouillée constitue une amorce de rupture. C'est ce que nous constatons lors d'impact sur une surface rugueuse où le liquide adhère moins bien.

#### *b) Interdiffusion*

La théorie mécanique ne suffit pas à elle seule à expliquer l'adhésion. Il faut tenir compte de la nature des interactions physiques ou chimiques. L'adhésion par interdiffusion résulte de l'interdiffusion des molécules des plans superficiels. Elle se traduit par une zone de transition appelée interphase ou interface épaisse. Elle repose sur deux critères fondamentaux :

- un critère thermodynamique : les adhérents doivent être mutuellement solubles
- un critère cinétique : les molécules doivent présenter une mobilité suffisante (d'où l'importance de la température).

Ce type d'adhésion concerne surtout les polymères.

#### *c) aspect thermodynamique*

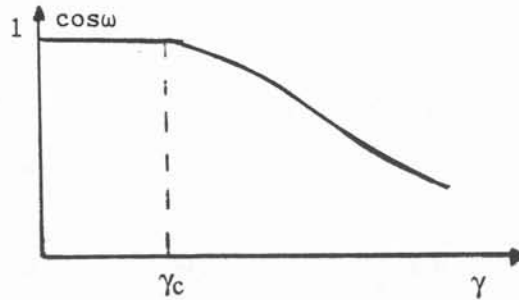
Il est généralement reconnu que les forces intermoléculaires peuvent assurer une énergie d'adhésion du même ordre de grandeur que les énergies de cohésion des matériaux en contact.

Etant donné que les forces de liaisons intermoléculaires ont un champ d'action du même ordre de grandeur que les distances moléculaires, la condition d'une bonne adhésion est un contact intime entre les adhérents. D'autre part, la formation d'un assemblage passant généralement par un contact liquide/solide, le critère de bonne adhésion est essentiellement un critère de mouillabilité. D'après la théorie de Zisman, le critère de mouillabilité parfaite d'un solide de tension superficielle critique  $\gamma_c$  par un liquide de tension superficielle  $\gamma_L$  est donnée par :

$$\gamma_L < \gamma_c$$

La tension superficielle  $\gamma_c$  est une caractéristique intrinsèque du solide. On en établit la valeur en traçant la courbe de l'angle de mouillage  $\omega$ , de divers liquides test déposés sur le solide, en fonction de la tension superficielle de ces liquides. La valeur de  $\gamma$  à partir de laquelle tout liquide mouille le solide, est la valeur  $\gamma_c$  (fig.n°76).

Fig.n°76: Définitions de  $\gamma_c$



La généralisation au cas de l'adhésion entre deux solides s'exprime alors de la façon suivante. Pour qu'un solide  $S_1$  mouille parfaitement après fusion un solide  $S_2$ , c'est à dire pour que  $S_1$  et  $S_2$  forment un assemblage résistant, il faut et il suffit que :

$$\gamma_c (S_1) < \gamma_c (S_2)$$

Cette généralisation vaut surtout par ses applications pratiques.

#### d) Aspect rhéologique

Il reste l'aspect rhéologique de l'adhésion. Lorsqu'on détermine l'énergie de rupture à l'aide d'un test, dit de pelage, on constate que celle-ci varie considérablement avec la vitesse de séparation et avec la température de l'essai. Gent et Schultz ont montré que l'énergie de rupture  $W$  peut être mise sous la forme de deux termes :

$$W = W_0 \times f(V, T) \quad (\text{Eq22})$$

où  $W_0$  représente l'énergie réversible d'adhésion liée aux propriétés superficielles des adhérents et  $f(V, T)$  est un facteur mécanique décrivant la dissipation d'énergie au cours de la déformation irréversible de l'adhésif. Ce facteur, qui ne dépend que des propriétés massiques de l'adhésif, varie avec la vitesse de séparation,  $V$ , la température,  $T$ , et la géométrie du test de séparation utilisé. Le premier terme de l'équation représente la force appliquée par unité de longueur de fissure : c'est le moteur qui fait progresser la fissure, laquelle prend une vitesse limite  $V$ . Le second membre de la relation (Eq22) représente le freinage dû aux pertes viscoélastiques localisées en tête de fissure qui est proportionnel à  $W$ . Ainsi à chaque instant, la fissure adopte la célérité de propagation telle que l'énergie dissipée correspondante équilibre très exactement l'énergie élastique restituée du fait de la séparation.

Plus  $V$  est grand et plus l'énergie de séparation doit être grande.

#### 3.4.D - Limite de collage

Les essais de collage de MARINGER sont statiques. Dans le paragraphe précédent, nous présentons des résultats qui montrent l'importance de la vitesse de séparation. Dans nos essais, la vitesse de décollement est la vitesse de rotation de la roue. La force d'arrachement du ruban est due au relâchement des contraintes thermiques. Cette contrainte  $\sigma$  peut s'exprimer par la loi de Hooke en fonction du déplacement  $\epsilon$  ( $\sigma = E\epsilon$  ou

E est le module d'Young du matériau). Ce déplacement est dû à un changement de température  $\Delta T$ . Si l'on introduit le coefficient de dilatation  $k_{dil}$ , on a :

$$\sigma = E k_{dil} \Delta T$$

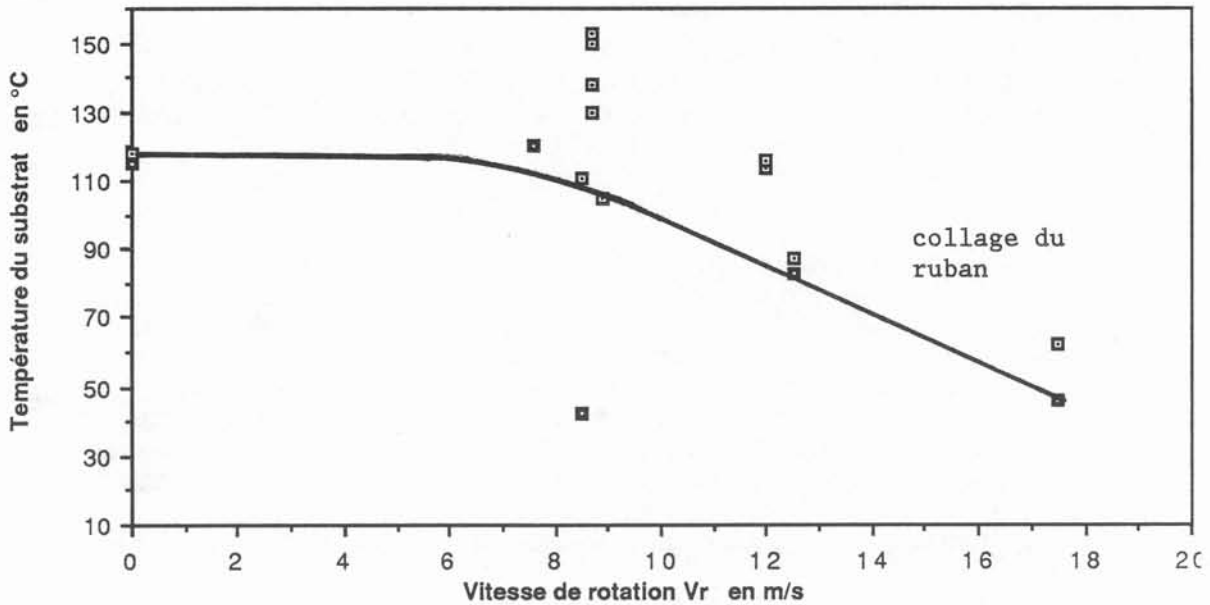
Le changement de température  $\Delta T$  est fonction de la capacité du substrat à absorber la chaleur contenue dans le ruban. Il est donc fonction de la température du substrat.

Nous traçons donc la limite de collage des rubans dans le plan ( $V_r, T_{substrat}$ ) (figure n°76bis) sachant que si  $\Delta T$  est trop faible, les contraintes thermiques ne seront pas suffisantes pour décoller le ruban.

Nous constatons que plus la vitesse de rotation augmente, plus la température de collage (température du substrat pour laquelle se produit le collage) diminue. La limite est approximativement une droite de pente  $6^\circ/\text{m/s}$ . Cette droite coupe la droite horizontale correspondant à la température de collage critique en "statique donnée par MARINGER  $T = 118^\circ \text{C}$  au voisinage de  $V_r = 5 \text{ m/s}$ . Il apparaît que pour des vitesses inférieures à  $5 \text{ m/s}$ , l'effet de vitesse est très faible.

Fig.n°76bis: Température du substrat au moment du collage du ruban

- Essais pour lesquels le ruban colle à la roue
- Essais pour lesquels le ruban n'a pas collé à la roue



Ainsi, plus la roue tourne vite et plus le refroidissement de la roue devra être performant pour éviter les phénomènes d'adhésion. L'effet de la vitesse de rotation est prévisible. En effet, plus la roue tourne vite et plus la force à fournir pour arracher le ruban doit être grande, donc plus le relâchement des contraintes, proportionnel à  $\Delta T$ , doit être grand. Or, le relâchement des contraintes et  $\Delta T$  sont sensiblement constants pour une température de substrat donnée. La force d'arrachement est donc sensiblement constante pour  $T_{substrat}$  donné. Plus on tourne vite et plus la limite de collage est atteinte pour une température de substrat faible.

Nous définissons une nouvelle limite sur le graphe ( $\alpha$ ,  $V_r$ ) définissant l'aspect de l'impact qui est la limite de collage. Elle est fonction des capacités de refroidissement de la roue qui fixent une température de la surface de la roue et de la vitesse de rotation de la roue.

Pour les mêmes raisons que celles données pour l'apparition du collage, nous expliquons l'augmentation de la longueur de contact vers la fin de la coulée par l'échauffement de la roue. Car une roue plus chaude exige une longueur de contact plus grande pour permettre le relâchement des contraintes.

### 3.5 - Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons évoqué l'influence des effets thermiques sur la stabilité de l'impact. Nous constatons que celle-ci ne dépend que des phénomènes hydrauliques. Les effets de bords sont nullement atténués par la solidification. Pour obtenir un impact suffisamment stable, et éviter les projections, l'angle d'impact doit être inférieur à  $35^\circ$ . La solidification a néanmoins un effet stabilisant aux petites vitesses de rotation en atténuant ou en annulant le phénomène de ressaut hydraulique et les battements du bouillonnement en résultant.

Les essais avec étain ont mis en évidence deux limites dans le fonctionnement du procédé:

- Il existe un temps de contact sur la roue minimum pour solidifier le ruban. Ce temps de contact est fonction de la diffusivité thermique du métal à solidifier et de l'épaisseur du ruban finale. Donc, pour un débit incident donné, de la vitesse de rotation de la roue. Cette valeur minimale détermine un angle de contact minimum du ruban sur la roue. Ceci limite l'utilisation de ce procédé pour les petits angles d'impact stables hydrauliquement dans le cas d'une lame incidente verticale. Pour rendre compatible ces deux conditions antagonistes, il faut privilégier les roues de grands diamètres ou utiliser des lames incidentes inclinées.

- L'autre limite du procédé est liée au phénomène d'adhésion du ruban solidifié sur la roue. Ce processus dépend de la température de la roue et de sa vitesse de rotation. Plus la vitesse de rotation est élevée, plus la température critique de collage sera faible.



#### 4 - ASPECT DES RUBANS

Nous avons décrit dans les paragraphes précédents, tous les phénomènes susceptibles de déstabiliser le pied du jet ainsi que les phénomènes thermiques fixant des limites de certains paramètres des essais (longueur de solidification, collage des rubans). Il est important de considérer maintenant les phénomènes, indépendants de l'impact ou de ce procédé de coulée, qui influent sur l'aspect des rubans. Nous allons présenter dans ce paragraphe les effets d'entraînement d'air, puis l'importance de l'état physico-chimique du substrat qui influencent fortement la solidification.

##### 4.1 - Entraînement d'air

Les essais d'impact avec eau ont montré l'influence favorable d'un coupe-air sur la stabilité du bouillonnement. En effet, la roue en rotation met en mouvement une couche d'air qui déstabilise l'impact. Ce coupe-air n'empêche pas toutefois des "traces blanches" de couper la trace de l'impact. Nous avons attribué ces traces à l'entraînement de l'air sous l'impact lors de la vidange du bouillonnement. Ce phénomène n'apparaît qu'aux grandes vitesses de rotation.

Nous observons sur la face inférieure des rubans élaborés à 8,8 m/s, des traces longitudinales où l'on trouve des cavités très rapprochées les unes des autres. Ces cavités sont typiques d'un entraînement d'air. Sur la longueur du ruban, la position de ces zones évoluent. Or, nous avons observé dans le cas de l'eau, un déplacement des traces d'entraînement d'air suivant la largeur de l'impact au cours du temps.

Le même phénomène a été étudié dans le cas de solidification de rubans amorphes. Or, il existe une grande analogie entre notre procédé de solidification et celui utilisé pour les amorphes. La solidification d'amorphes sous vide conduit à une surface de rubans très lisse si la roue a été suffisamment polie. Au contraire en présence d'air, HUANG (ref. 20) décrit la formation de défauts sur la face inférieure d'un ruban amorphe solidifié sur une surface polie. Le mécanisme est illustré par la figure n°77. Une instabilité de la surface libre au niveau du pied du jet soumis à la pression de l'air entraîné par la roue, va conduire à l'emprisonnement d'une bulle d'air. Sur la face inférieure du ruban, cette bulle crée ainsi un défaut qui est aligné et étiré dans le sens de la vitesse de rotation. Mais cette bulle d'air crée également une différence locale de coefficient d'échange thermique. Les transferts thermiques étant plus faibles au-dessus de ce défaut, le métal se solidifie en moins grande quantité et il apparaît un "creux" sur la surface supérieure du ruban (voir fig.n°77).

Fig.n°77: Influence de l'entraînement d'air



La solution apportée par les fabricants d'amorphes est de chercher à uniformiser les échanges thermiques, à diminuer les instabilités du pied de jet qui sont des phénomènes liés à la mouillabilité du métal liquide par rapport à son substrat. Il existe de nombreux travaux sur l'amélioration du substrat, en particulier sur sa rugosité.

Une rugosité adéquate peut canaliser les poches d'air et améliorer la qualité des rubans. C'est l'objet du paragraphe II-4.4.

#### 4.2 - Influence de la température du substrat

Nous avons déjà évoqué l'influence de la température du substrat sur la solidification du ruban dans les paragraphes précédents. Pour un même essai, une modification essentielle entre le début et la fin de coulée est la température du substrat. Les mesures de température d'eau ou de température de surface du substrat, mettent en évidence un régime transitoire en début de coulée : la température de surface de la roue augmente jusqu'à atteindre soit un palier, soit la température critique de collage qui, entraîne l'arrêt de l'essai. Nous constatons une différence d'aspect assez nette entre le début du ruban et la fin.

En début de coulée, la surface supérieure est très rugueuse, elle a une structure dite "en picots". En fin de coulée, si la surface de la roue atteint un palier de température inférieur à la température de collage, la surface supérieure présente toujours des picots mais beaucoup plus petits qu'au début de la coulée. Si la roue atteint la température de collage, le ruban correspondant aux deux dernières secondes de coulée ne présente plus de picots sur sa face supérieure. La surface est relativement uniforme. On retrouve des structures longitudinales qui se terminent en flammèches (voir fig.n°66b et photo n°15b). Les bords des rubans conservent un aspect picot même en fin de coulée. Cette zone est plus étendue du côté de l'entrée d'eau où la roue est plus froide. (Nous montrons au § II-2 qu'il existe un gradient thermique en travers de la roue entre l'entrée et la sortie d'eau). Des mesures de température de surface de roue ont montré qu'au début de la coulée, le ruban se solidifie sur une roue à 20, 30° C. Les paliers de température s'obtiennent aux environs de 80° C. S'il y a collage, la roue peut monter à 120, 130° C en surface.

Un tel écart peut créer un certain retard à la solidification, en retardant la nucléation. Nous pouvons vérifier ce fait en réalisant des micrographies de rubans en début et fin de coulée. En début de coulée, les grains sont nombreux et assez petits (photo n°21a § II-4.5.B) alors qu'en fin de coulée, ils sont plus gros et moins nombreux (photo n°21b). La nucléation est retardée en fin de coulée par le substrat chaud. Le liquide peut s'étaler sur le substrat. Il est également connu que l'angle de contact (liquide-substrat) diminue quand la température augmente (système non réactif). Le mouillage est donc meilleur. Le transfert thermique va donc s'homogénéiser avec un léger retard à la solidification. La qualité des rubans s'améliore. Les valeurs de température observées au cours de divers essais figurent en annexe 4 où sont réunies toutes les caractéristiques de nos divers essais.

#### 4.3 - Etat chimique du substrat

Des essais très qualitatifs sont réalisés sur l'influence de la composition chimique du substrat sur la qualité des rubans. Nous avons décrit l'essai où le substrat de cuivre est oxydé sur la moitié de sa largeur dans le paragraphe II-3.1. La mouillabilité du substrat s'est trouvée de ce fait modifiée et l'impact déstabilisé. L'étain mouille peu le cuivre oxydé, ce qui conduit à de nombreuses projections.

Dans un autre essai, le cuivre du substrat a été oxydé sur une surface très réduite au niveau d'empreintes de doigts. Le défaut n'est visible à l'oeil que par sa couleur légèrement plus foncée que le reste du substrat. Le défaut sur le ruban en fin de coulée

est, lui, très visible. La forme du défaut est identique. Sur un ruban assez lisse (le substrat est chaud), le défaut apparaît sous la forme "picot".

La forme "picot" correspond donc à une faible mouillabilité entre le métal liquide et le substrat, due soit à une différence de composition chimique du substrat, soit à une différence de température au niveau du substrat.

Cet effet de la nature chimique du substrat sur la mouillabilité du métal liquide sur ce substrat donné, est très important car il conditionne à la fois la stabilité de l'impact et l'aspect final du ruban. Nous retrouvons les constatations des fabricants de rubans amorphes qui préconisent un nettoyage de la roue en continu pendant la coulée par des brosses. Des essais assez empiriques sont d'ailleurs menés par les mêmes personnes pour définir le meilleur couple (métal; substrat). Nous pouvons citer par exemple le brevet de RIBBON TECHNOLOGY CORPORATION (ref 6).

#### 4.4 - Influence du polissage

Nous évoquons tout d'abord certains travaux traitant de l'influence du polissage du substrat sur l'aspect des rubans soit dans le cas d'amorphes, soit dans le cas de bandes minces. Nous évoquons ensuite nos propres essais. Nous concluons notre chapitre par une étude des effets de rugosité du substrat sur la mouillabilité d'un liquide, menée par COX (ref.11) et HOCKING (ref.18).

##### 4.4.A - Influence du polissage - bibliographie

HUANG (ref.20) a comparé deux états de surface de la roue et la conséquence du polissage sur l'aspect de rubans amorphes. Une roue dite "lisse" a été polie au papier à polir n° 600. Pendant l'essai, la roue est nettoyée avec une roue en Scotch-Brite (ultra-fin) tournant en sens inverse à 1100 tr/mn. Une roue dite "mate" est polie avant et pendant l'essai avec une brosse en acier (fibres de 100 µm de diamètre), contrarotative à 1100 tr/mn.

Les rubans solidifiés sur la roue polie présentent de nombreuses poches d'air sur la face inférieure. Leur face supérieure est très rugueuse. Elle a l'aspect "picot" de nos rubans, aspect dit "en écailles de poisson" par HUANG. La répartition des défauts est en général assez aléatoire mais ils sont alignés dans le sens du tirage. Par contre, dans le cas de la roue "mate", la répartition des défauts sur la face inférieure est très uniforme : elle correspond au polissage de la roue. Les bulles d'air sont allongées perpendiculairement à la direction de tirage. Il y a très peu de défauts en écaille de poissons sur la face supérieure et ils sont indépendants de la topographie de la roue.

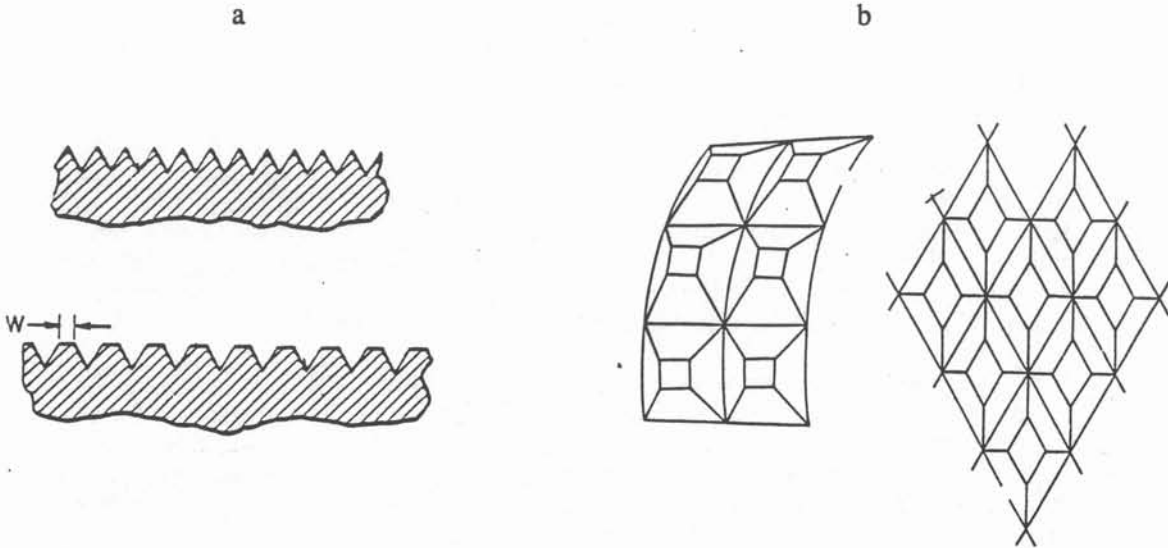
HUANG explique la différence d'aspect par la modification de la mouillabilité du liquide du fait de la géométrie de la surface. Dans le cas de la roue "lisse", les poches d'air se forment à partir d'un angle critique de mouillage. Elles sont dues à une instabilité de la surface libre du pied du jet. Dans le cas de la roue mate, les rugosités de la roue définissent la taille et la forme des poches d'air. Il y a également une amélioration du contact thermique par une augmentation de la surface de contact en supprimant les zones d'air emprisonné entre le métal liquide et le substrat.

Ce type de conclusions a débouché sur des brevets chez des industriels dans le cas de coulée de bandes minces. BATTELLE DEVELOPMENT CORPORATION (ref.5) précise la forme et la périodicité des rayures sur la roue pour solidifier des bandes d'épaisseur inférieure au millimètre: 8 à 35 rayures par centimètres d'une profondeur moyenne comprises entre 25 et 250 µm. Si les rayures ont une forme de V, l'angle de celui-ci doit être compris entre 30 et 60°. Si le sommet des rayures est aplati (figure n°78a), le résultat est meilleur. Dans ce cas, la longueur des régions plates est de l'ordre de 0,025 à 1 mm et le rapport entre cette longueur et la largeur des rayures est compris entre 0,5 et 1,5 mm. Tous ces paramètres dépendent également des couples de matériaux (métal liquide - substrat) mis en présence.

RIBBON TECHNOLOGY CORPORATION (ref.6) réalise un polissage du même type que le précédent mais en croisant les rayures. La géométrie de la surface est alors du type de la figure n°78b. Les vitesses de rotation sont inférieures à 4 m/s.

Ces quelques exemples montrent la complexité du problème de l'état de surface du substrat et le caractère empirique des solutions apportées jusqu'à présent.

Fig.n°78: Exemple de polissage de roue



#### 4.4.B - Influence de la rugosité du substrat dans notre procédé

Nous avons réalisé huit essais en faisant varier la rugosité de la roue avec différents papiers. Les caractéristiques des divers essais figurent en annexe 4. Plus la granulométrie du papier est fine et plus la rugosité est faible.

Les paramètres étudiés sont l'influence de la rugosité du substrat sur la rugosité de la face inférieure et de la face supérieure du ruban. Les essais se différencient en deux cas d'études :

- \* substrat froid (la surface de la roue est à une température inférieure à 80° C).
- \* substrat chaud (la roue est à une température supérieure à 110 - 120° C)

Deux essais permettent de voir l'influence de la vitesse de rotation ou de l'angle des rayures sur la roue par rapport à la vitesse de rotation.

Nous avons constaté une forte corrélation entre les évolutions des diverses rugosités  $R_a$ ,  $R_p$ ,  $R_z$  (définies au § II-2.3.D). Nous ne présentons donc ici que les résultats sur la valeur de la rugosité moyenne  $R_a$ . Les tendances sont identiques pour les autres mesures.

*a) Variation en fonction de la rugosité de la roue*

Les mesures de rugosité sur la face inférieure du ruban figurent sur la courbe n°79. Pour des rugosités de la roue inférieures à  $3 \mu\text{m}$ , les rugosités des rubans sont très faibles (inférieures à  $5 \mu\text{m}$ ) sur la face inférieure. Les mesures sont beaucoup moins dispersées dans le cas du substrat froid que dans le cas du substrat chaud. Nous constatons que la rugosité du ruban augmente avec celle du substrat mais que cette variation reste faible. Dans tous les cas, la rugosité du ruban sur la face inférieure est 1 à  $2 \mu\text{m}$  plus forte (100 %) quand le substrat est chaud que quand il est froid.

Les mesures de rugosités des faces supérieures du ruban sont beaucoup plus difficiles à interpréter (fig.n°80a et 80b). Les mesures sont toujours très dispersées et semblent indépendantes de la rugosité de la roue. Nous avons réalisé trois essais systématiques où, au cours de la même coulée, nous prélevons un échantillon du ruban de début de coulée (substrat froid) et un échantillon du ruban en fin de coulée (substrat chaud). Grâce à des défauts caractéristiques de la roue que nous retrouvons sur les rubans, il est possible de les prélever précisément à l'endroit où la réplique de la roue a été faite. Ces échantillons ont donc été solidifiés dans les mêmes conditions de rugosité de roue. Dans deux des essais sur trois, les mesures pour le ruban solidifié sur le substrat froid sont supérieures à celles mesurées pour le substrat chaud. Il y a un facteur sept à huit entre la rugosité de la face inférieure et celle de la face supérieure. La rugosité de la face supérieure est certainement fortement augmentée par les instabilités en forme de flammèches à l'avant de la lame se solidifiant (photo n°14 §II-3.1.A -c).

Ainsi, la rugosité de la roue semble plus influencer la rugosité de la face inférieure du ruban que celle de la face supérieure. La rugosité sur la face inférieure est plus forte si le substrat est chaud que si le substrat est froid. C'est le phénomène inverse qui se produit pour la face supérieure : plus le substrat est chaud et moins la face est rugueuse. Ces mesures confirment les observations visuelles : la face supérieure des rubans semblent beaucoup plus lisse quand le substrat est chaud.

*b) Variation en fonction de l'angle des rayures  $\zeta$*

L'angle  $\zeta$  est l'angle entre l'axe des rayures et la vitesse de rotation de la roue (fig.n°81). Deux séries d'essais ont été réalisés ( fig.n°81): une à faible rugosité de la roue ( $0,7 - 0,8 \mu\text{m}$ ), une à plus forte rugosité ( $1,4 - 2 \mu\text{m}$ ).

La première série concerne deux essais différents. Ils montrent que pour un angle  $\zeta$  des rayures par rapport à la vitesse de rotation plus élevé,  $50^\circ$  au lieu de  $22^\circ$ , la rugosité est plus faible. Dans ce cas, au même instant de coulée, la roue est moins chaude que dans le cas de la roue rayée à  $22^\circ$ . La différence de rugosité est liée à la différence de température.

La série suivante est plus significative: sur la même roue, des rayures assez marquées (rugosité  $1,4 - 2 \mu\text{m}$ ) ont été réalisées dans plusieurs directions:  $\zeta$  vaut successivement  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ . Pour les deux dernières valeurs, nous retrouvons sur la face supérieure des rubans, la même topographie que celle de la roue avec une rugosité accentuée. Ce n'est pas le cas pour le ruban solidifié sur des rayures dont l'axe a la direction de la vitesse de rotation.

Il est difficile d'apporter une conclusion à de tels essais assez contradictoires. Dans le premier cas, la position des rayures a une influence sur le coefficient de transfert  $h$  ce qui explique la différence de température et donc, son effet sur la rugosité (paragraphe précédent). Les fabricants de rubans amorphes ont constaté une amélioration de l'état de surface des rubans quand la roue est polie avec un angle  $\zeta$  à  $45^\circ$ , plutôt qu'à  $\zeta=0^\circ$ . Dans le deuxième essai, la roue est à la même température puisque le polissage différent a été exécuté sur la même roue. Dans ce cas, une roue rayée longitudinalement donne de meilleurs résultats. L'effet de l'inclinaison des rayures est complexe et la solution pour un effet optimal de la rugosité sur la qualité des rubans résulte d'un compromis

Fig.n°79: Rugosités de la face inférieure du ruban

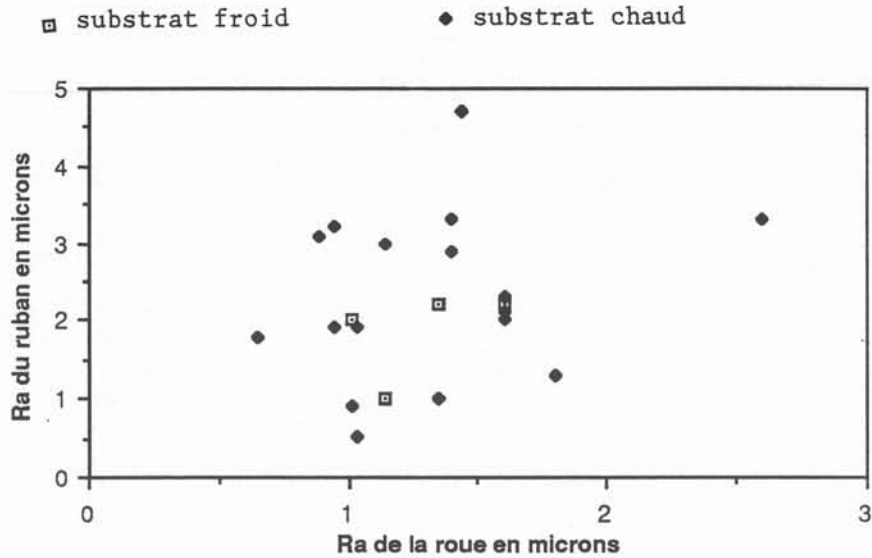
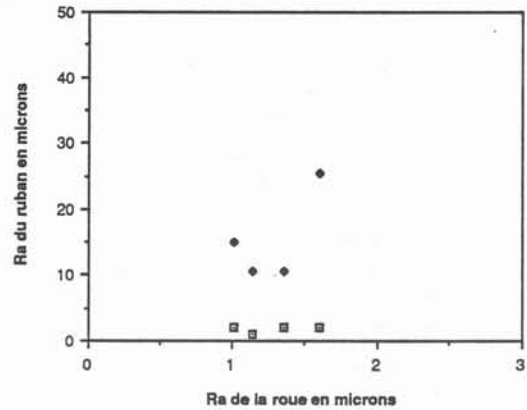
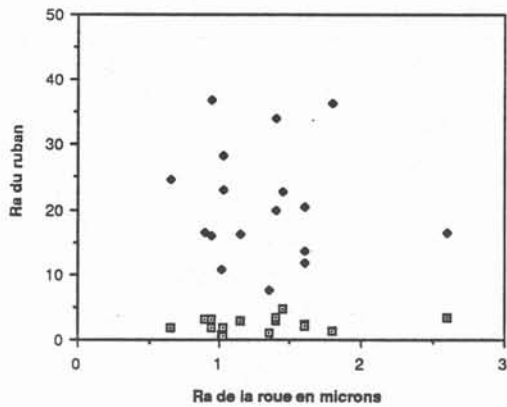


Fig.n°80: Rugosités de la face supérieure du ruban

substrat chaud

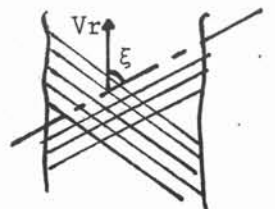
substrat froid



□ face inférieure du ruban  
◆ face supérieure du ruban

Fig.n°81: Variation de la rugosité avec l'angle des rayures

| angle $\xi$ | Ra roue | Ra face inf. | Ra face sup | T substrat |
|-------------|---------|--------------|-------------|------------|
| 22          | 0,65    | 1,5          | 18,5        | 105 °C     |
| 50          | 0,71    | 1,5          | 23,5        | 85 °C      |
| 0           | 2       | 4,2          | 8,1         | 134 °C     |
| 90          | 1,4     | 3,8          | 11,9        | 134 °C     |
| 45          | 2,5     | 4,7          | 21,5        | 134 °C     |



Toutes les rugosités sont exprimées en microns.

c) Variation en fonction de la vitesse de rotation.

Nous comparons l'effet de la vitesse de rotation de la roue dans le cas d'une roue "chaude" de rugosité  $R_a = 1$  à  $1,1 \mu\text{m}$ . La rugosité de la face inférieure du ruban est plus élevée quand la roue tourne à  $6,6 \text{ m/s}$  ( $R_a = 5,2 \mu\text{m}$ ) qu'à  $8,8 \text{ m/s}$  ( $R_a = 3,2 \mu\text{m}$ ). La rugosité de la face supérieure varie dans le même sens ( $R_a = 26 \mu\text{m}$  et  $R_a = 16 \mu\text{m}$  respectivement). Plus la vitesse de rotation de la roue est élevée, plus la rugosité est faible.

d) Conclusion

L'effet de la rugosité du substrat influence surtout la rugosité de la face inférieure du ruban. Plus le substrat est chaud, plus la vitesse de rotation est faible, plus la rugosité sur la face inférieure est grande. L'effet de l'angle des rayures est plus difficile à déterminer. Plus l'angle entre les rayures et la vitesse de rotation est élevé, plus la rugosité de la face inférieure est forte. Mais l'angle des rayures peut influencer la température du substrat. Plus l'angle des rayures est élevé plus la roue est chaude. L'effet de la température sur la rugosité des rubans l'emporte alors sur l'effet de la rugosité de la roue.

L'effet de la rugosité de la roue semble être négligeable sur la rugosité de la face supérieure du ruban.

A l'IRSID (ref.3), des essais similaires ont été réalisés sur une installation de coulée pelliculaire fonctionnant à l'étain (fig.n°82). Les vitesses de rotation sont dans un rapport 10 par rapport aux nôtres. Les résultats ne concernent que la rugosité de la face inférieure du ruban. Ils constatent que plus la surface de la roue est rugueuse et plus le ruban est rugueux ce qui est conforme à nos résultats. Ils font également intervenir la longueur d'onde moyenne des défauts. Si la rugosité est à petite échelle, le transfert de rugosité est parfait : ils obtiennent la même rugosité pour la bande que pour la roue.

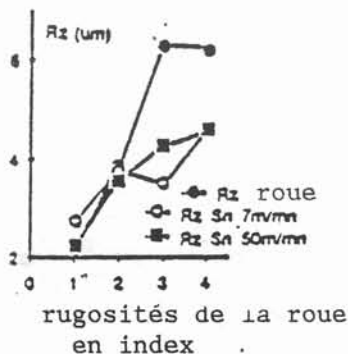
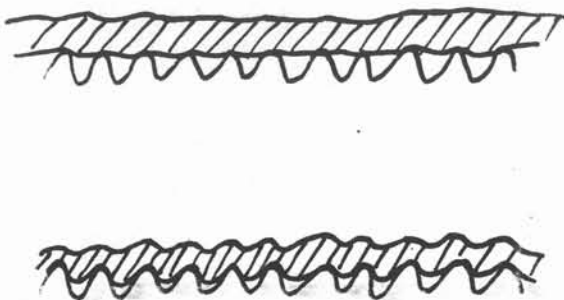
Si la rugosité est plus forte sur la roue, la rugosité du ruban devient inférieure à celle de la roue. Le transfert des longueurs d'ondes est meilleur à forte rugosité qu'à basse rugosité. Le transfert de rugosité est moins bon à basse vitesse de rotation.

Nous n'avons pas constaté de tels phénomènes. La rugosité du ruban est toujours supérieure à celle de la roue dans notre cas. La différence des résultats peut venir:

- soit de la différence de mouillabilité du liquide sur la roue. Pour la même rugosité, si le liquide mouille peu la roue, le transfert de rugosité sera moins bon que dans le cas où le liquide mouille bien le substrat (fig.n°82).
- soit de l'écart des vitesses de rotation.

Fig.n°82: Transferts de rugosité suivant la mouillabilité du substrat par le liquide

Résultats IRSID (ref.3)



#### 4.4.C - Explication des phénomènes

Les résultats précédents mettent en évidence l'importance des effets de la mouillabilité du liquide sur le substrat dans la détermination de la rugosité du ruban. L'effet de la température du substrat s'explique par l'augmentation de la mouillabilité du liquide sur un substrat chaud. La face inférieure reproduit mieux la rugosité de la roue. Nous allons expliquer les phénomènes observés dans l'essai sur l'inclinaison des rayures sur la roue à la lumière de l'étude bibliographique suivante.

##### a) Interface liquide se déplaçant sur une paroi rugueuse

COX (ref.11) a développé une théorie sur l'étalement d'un liquide sur une paroi rugueuse. Il met en évidence l'influence directionnelle des rugosités sur l'étalement. Ainsi, si la ligne de contact est parallèle à l'axe des rayures, il est possible de montrer que dans un déplacement quasi-statique, la ligne de contact reste rectiligne (fig.n°83). COX montre qu'il existe un hystérésis de l'angle de contact, entre l'avancée du fluide et son recul et que la ligne de contact progresse par bonds d'une arête à l'autre. Le principe de la démonstration est assez simple. Si l'on suppose la paroi rayée périodiquement, alors:

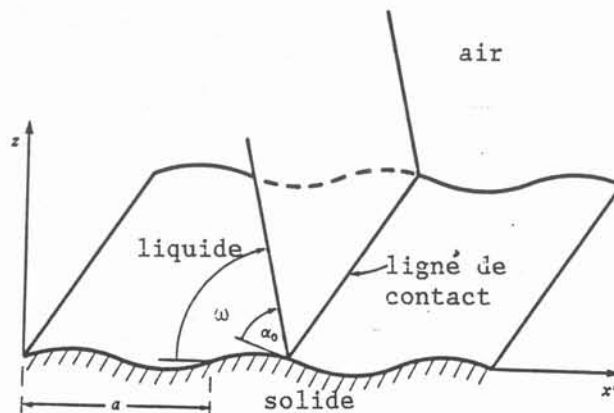
$$z = A \sin \frac{2\pi x}{a}$$

COX suppose que l'angle de contact local  $\alpha_0$  est constant. L'angle de contact macroscopique de l'interface liquide-air avec la ligne moyenne de la paroi  $\omega$  est alors donné par :

$$\omega = \alpha_0 - \frac{2\pi A}{a} \cos \frac{2\pi x}{a}$$

C'est une fonction périodique de  $x$ .

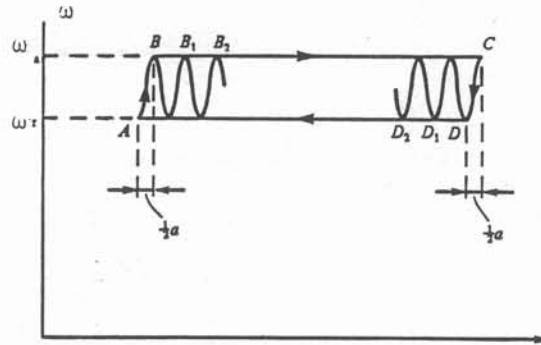
Fig.n°83: Ligne de contact sur une surface rugueuse





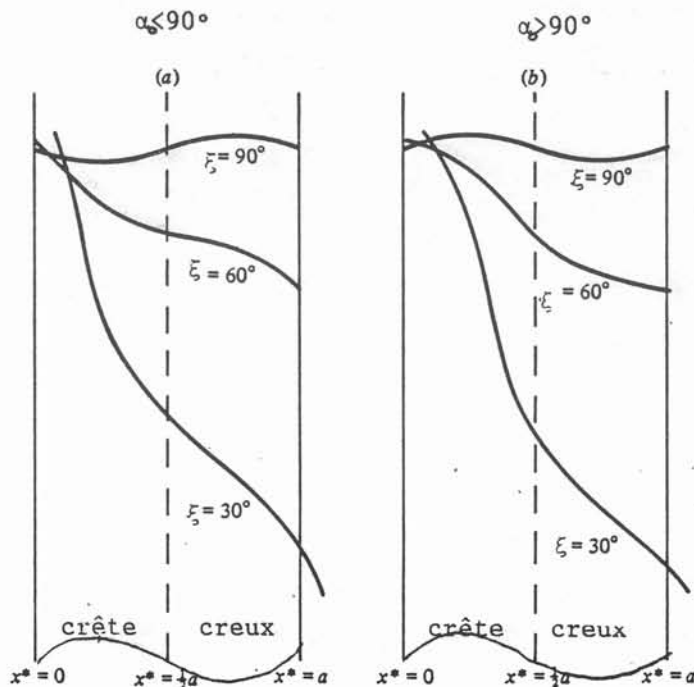
Si la ligne de contact avance en augmentant le volume de liquide (ce qui signifie que  $\omega$  ne peut pas décroître), on se déplace de A à B dans le plan  $(\omega, x)$  (figure n°84). C'est à dire que l'angle de contact varie rapidement sur une petite longueur  $\frac{a}{2}$  et atteint son maximum  $\omega = \alpha_0 + \frac{2\pi A}{a}$ . Comme il n'y a pas d'équilibre possible pour  $\omega > \omega_a$  la ligne de contact saute de B en B<sub>1</sub>, se colle en B<sub>1</sub> puis saute en B<sub>2</sub> etc... Si le volume de liquide décroît, il se produit le même phénomène en sens inverse :  $\omega = \omega_r = \alpha_0 - \frac{2\pi A}{a}$ .

Fig.n°84: Angle de contact macroscopique en fonction de la position de l'interface



Si la ligne de contact n'est plus parallèle mais perpendiculaire aux rayures, ( $\zeta=90^\circ$ ), COX montre que la ligne de contact avance sur sa position moyenne dans les creux si l'angle de contact local  $\alpha_0$  est inférieure à  $90^\circ$  (le liquide mouille assez bien le solide) ou sur les crêtes si  $\alpha_0 > 90^\circ$  (le liquide mouille peu) (fig.n°85). Si l'angle entre la ligne de contact et les rayures diminue, le maximum d'avancée de la ligne se déplace vers les points de variation de pente maximum (fig.n°85). Dans tous ces cas, où la ligne de contact n'est plus parallèle aux rayures, il n'existe plus d'hystérésis de l'angle de contact car l'énergie de la ligne est la même quelle que soit sa position.

Fig.n°85: Position de la ligne de contact sur une surface rayée



Si la surface est supposée rayée dans deux directions perpendiculaires avec la même longueur d'onde, il y a un hystérésis de l'angle de contact si la ligne de contact fait un angle de  $\pm \frac{\pi}{4}$  avec les rayures.

Ces exemples montrent l'effet directionnel des rayures sur l'étalement. Une goutte posée sur une surface rayée va s'étirer suivant l'axe des rayures (figure n° 86).

Fig.n°86: Forme de goutte sur une surface rayée



#### *b) Explication sur l'effet de l'angle des rayures*

La théorie de COX s'appuie sur une évolution quasistatique de la ligne de contact. Néanmoins, elle nous permet de comprendre une partie des essais de rugosité, concernant la position des rayures sur la roue dans notre procédé

Nous constatons que, si les rayures sont suffisamment marquées, l'aspect de la face supérieure du ruban est plus lisse quand l'axe des rayures est aligné avec la vitesse de rotation. Si nous supposons que le bouillonnement n'est pas divisé en flammèches, la ligne de contact à l'extrémité de ce dernier est perpendiculaire à la vitesse de rotation. Cette supposition est réaliste pour les longueurs de remontée que nous avons observées dans le cas de l'étain. Ainsi, d'après COX, la ligne de contact se déplace sans être perturbée.

Si la roue est rayée à 45° dans les deux sens, nous nous trouvons dans le cas d'un hystérésis de l'angle de contact. La ligne évolue de crête en crête par collage-saut. Ainsi, l'effet du polissage est accentué, car la ligne n'aura été en contact qu'avec les crêtes. Le même phénomène se produit dans le cas d'un polissage perpendiculaire à la vitesse de rotation, donc parallèle à la ligne de contact: le ruban se retrouve strié de lignes parallèles.

### **4.5 - Aspect des rubans**

Ce paragraphe est une synthèse des paragraphes précédents. Nous reprenons les remarques générales sur l'aspect des rubans et nous ajoutons les remarques sur les micrographies.

#### 4.5.A - Aspect macrographiques des rubans

De nombreux phénomènes interviennent sur la qualité de surface des rubans.

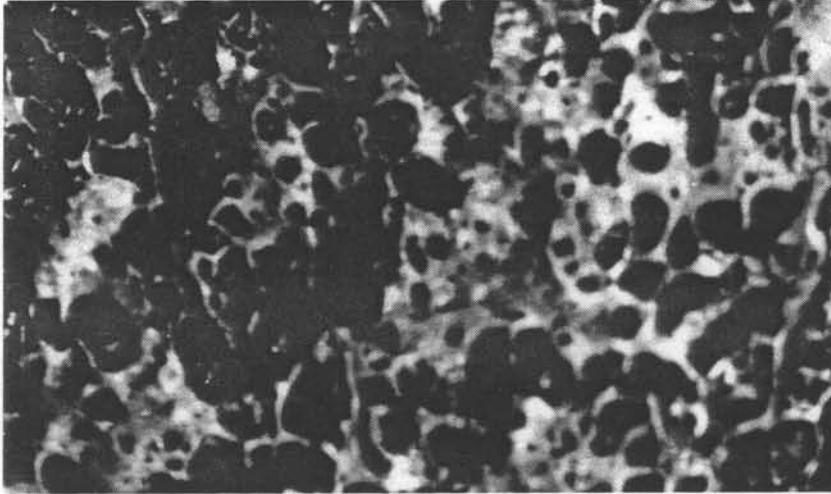
La température du substrat, en modifiant la mouillabilité de l'étain, permet d'obtenir un aspect beaucoup plus lisse pour les rubans. Néanmoins ce phénomène apparaît pour des températures assez élevées proches de la température de collage.

Le polissage de la roue est important. Nous ne retrouvons pas le résultat préconisé pour les amorphes qui consiste à rayer la roue à 45°. La rugosité, pour ne pas apparaître sur la face supérieure des rubans, ne doit pas excéder 1 à 1,3  $\mu\text{m}$ . Dans ce cas elle a très peu d'effet sur l'orientation des bulles d'air. L'effet de la rugosité sur les bulles d'air devient significatif vers 1,6 à 2  $\mu\text{m}$  mais la face supérieure est alors fortement détériorée.

La stabilité de l'impact est primordiale. Les projections se retrouvent sous forme d'inclusions et de surépaisseurs sur les rubans.

Dans le cas des grandes vitesses de rotation (12 m/s), nous observons de nombreuses porosités à la surface supérieure ( cratères- photo n°18) des rubans et à l'intérieur. Des gouttelettes liquides sont peut-être projetées en fin de solidification du fait de ces grandes vitesses.

Photo n°18: Face supérieure d'un ruban coulé à grande vitesse



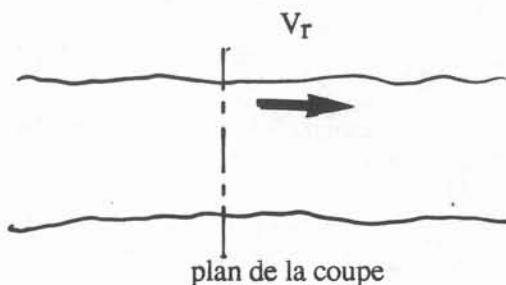
#### 4.5.B - Micrographies

Ces micrographies ont été réalisées afin de contrôler la qualité des rubans: présence ou absence d'inclusions, ou porosités, et de comprendre les phénomènes thermiques et de solidification mis en jeu dans ce procédé de coulée. Mr DURAND (MADYLAM) nous a aidé à interpréter les phénomènes de solidification.

##### *a) Coupes transversales*

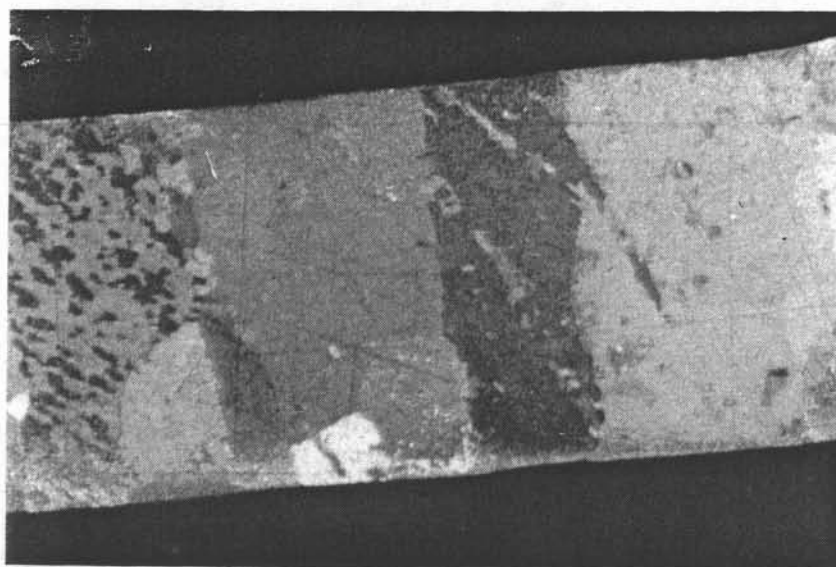
Nos premières observations ont consisté à regarder des coupes transversales du ruban :

Fig.n°87: Définition de la coupe transversale



Sur toutes les photos, les grains sont assez droits. Ils traversent en général le ruban : la croissance s'effectue de la surface froide (roue) vers l'extérieur. Il est possible d'observer sur la bande B22 ( $e = 2 \text{ mm}$   $V_r = 9,8 \text{ m/s}$ ) des grains striés de bandes plus claires orientées à  $57^\circ$ ,  $60^\circ$  (voir photo n°19). Ces bandes plus claires sont la trace d'autres grains imbriqués dans celui observé comme le montrent les coupes

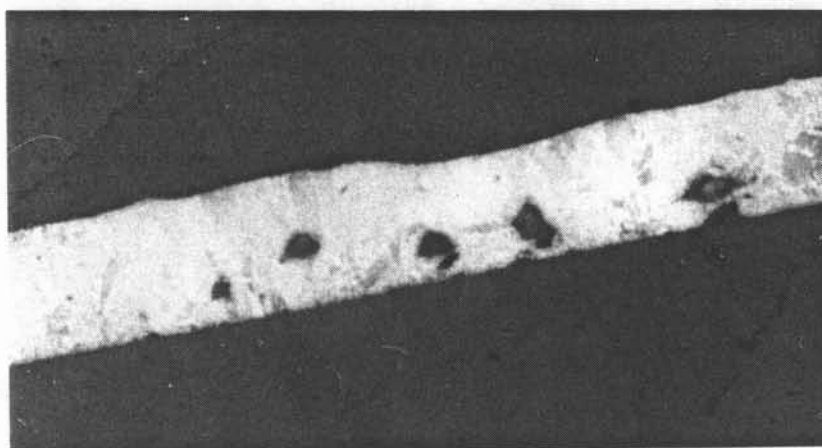
Photo n°19: Coupe transversale d'un ruban



0,1 mm



Photo n°20: Défauts des rubans



porosités

0,1 mm



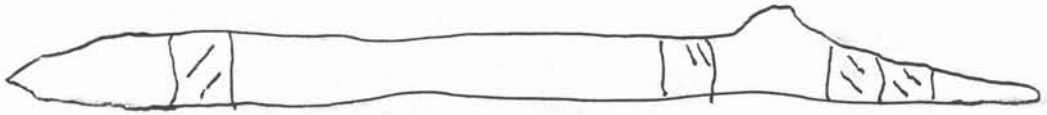
inclusions  
face inférieure  
du ruban

10 mm



longitudinales. Ces orientations particulières ne s'observent que sur les bords du ruban ou au voisinage de la crête due au bourrelet (voir zone 5 fig.n°10 I-2.1).

Fig.n°88:Schéma d'une coupe transversale



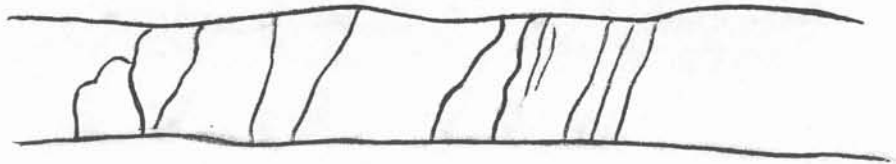
Il est possible d'expliquer ce phénomène : l'étain est un métal "facetté" , son cristal possède donc des directions de croissance privilégiées. On pourrait également évoquer des directions de croissance dues aux gradients thermiques mais leur influence est mal connue. Dans notre cas l'inclinaison des grains est dirigée plutôt dans le sens des gradients thermiques alors que l'idée communément admise est, pour un alliage, une évolution des dendrites dans le sens inverse.

Certains rubans élaborés à grande vitesse présentent des cavités soit sur la surface inférieure soit sur la surface supérieure. On observe également des inclusions dans le cas d'écoulement du type III (Photo n°20)

#### *b) Coupe longitudinale*

Les coupes longitudinales sont intéressantes. Les coupes ont l'allure suivante :

Fig.n°89: Coupe longitudinale



Les photos n°21a et 21b sont un exemple de ces coupes. Le grain commence à grandir à peu près normalement à la paroi sur environ  $\frac{1}{12}$  de l'épaisseur puis il s'incline suivant un angle d'environ  $57^\circ$ .

Il est connu que le champ des vitesses influence l'orientation des dendrites dans un alliage. Dans notre cas, le champ des vitesses est figuré par le schéma 1 (fig.n°90). Dans un repère lié au ruban, le champ des vitesses est donc celui du schéma 2 (fig.n°90). Les grains sont influencés par le champ de vitesse lié au ruban, et se développe vers l'amont de l'écoulement, donc dans le sens que nous observons sur les micrographies.

Micrographies longitudinales des rubans

Photo n°21a: début de coulée

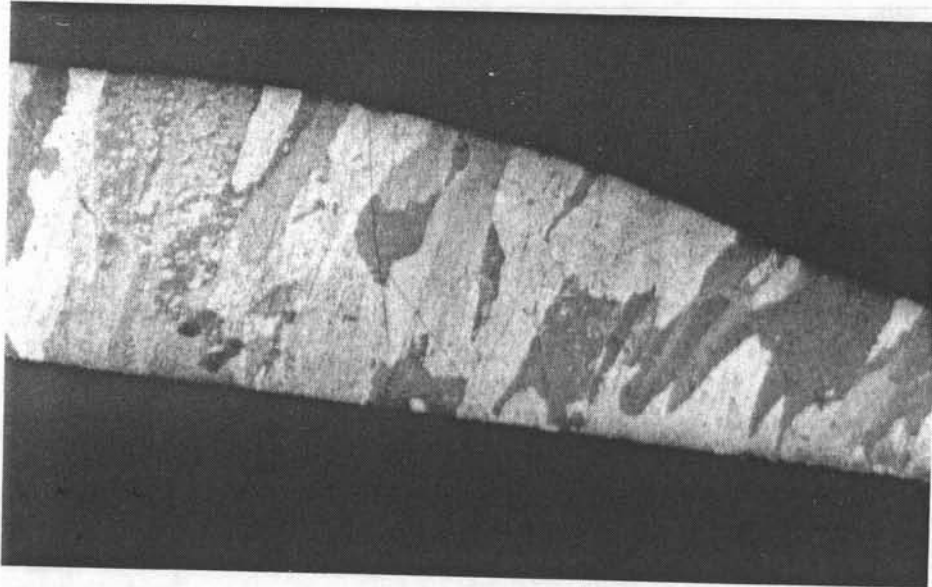


Photo n°21b: fin de coulée

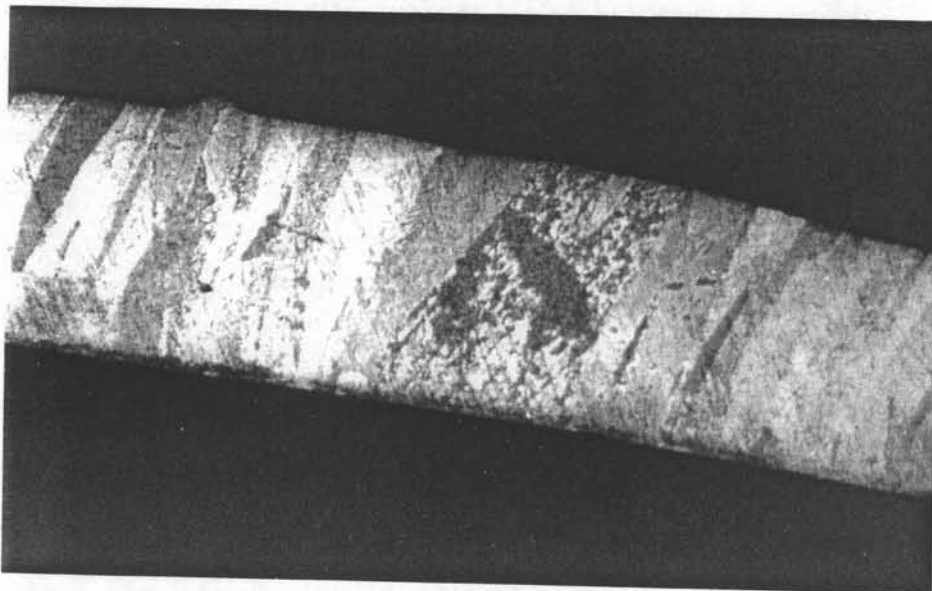
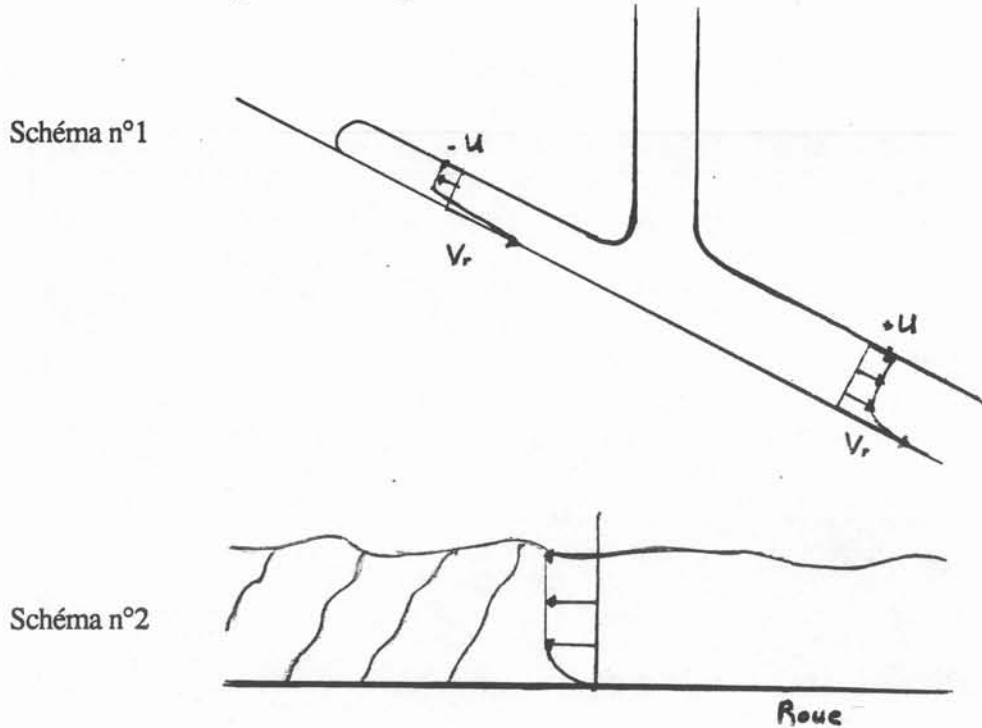


Fig.n°90: Champ de vitesse dans le fluide



#### 4.5.C - Observations surfaciques

Des observations réalisées par microscope électronique à balayage (MEB) nous ont renseigné sur la structure des rubans.

##### a) Fonctionnement du MEB

Le principe de l'observation d'un échantillon au MEB consiste à frapper celui-ci par un faisceau d'électrons accélérés. Le choc entre ces électrons et les atomes du solide provoquent l'émission de plusieurs types d'électrons et de rayonnements électromagnétiques. On peut distinguer les électrons transmis, rétrodiffusés, secondaires, absorbés et les électrons Auger.

##### - Electrons rétrodiffusés

Le signal obtenu par leur détection sera caractéristique du numéro atomique moyen de la cible et on observera un contraste dit de composition ou de numéro atomique. Toutefois, si l'échantillon n'est pas parfaitement poli, on observera des effets d'ombre qui mettront également en évidence sa topographie.

Dans un échantillon polyphasé, les phases les plus légères apparaîtront en sombre par rapport aux phases les plus lourdes.

##### - Electrons secondaires

L'image formée en utilisant le signal provenant de leur détection fournira un contraste lié à la fois à la composition locale de l'échantillon, et à sa topographie. Elle présentera donc de grandes analogies avec une image optique ; on peut la comparer à une image en noir et blanc d'un objet présentant à la fois des différences de coloration et un certain relief.

C'est ce type d'image qui est le plus utilisé dans la pratique, car il fournit la résolution la plus fine, les électrons secondaires étant émis très près de la surface avant diffusion du faisceau dans la matière.

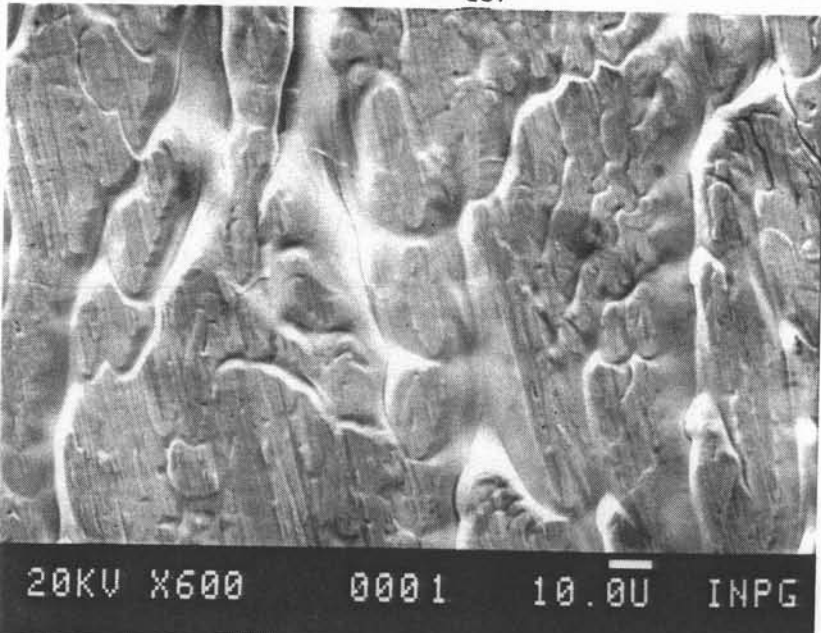


Photo n°22  
électrons retrodiffusés (compo)

← 10  $\mu$ m

Vr= 8,8 m/s  
T<sub>sn</sub>= 239°C

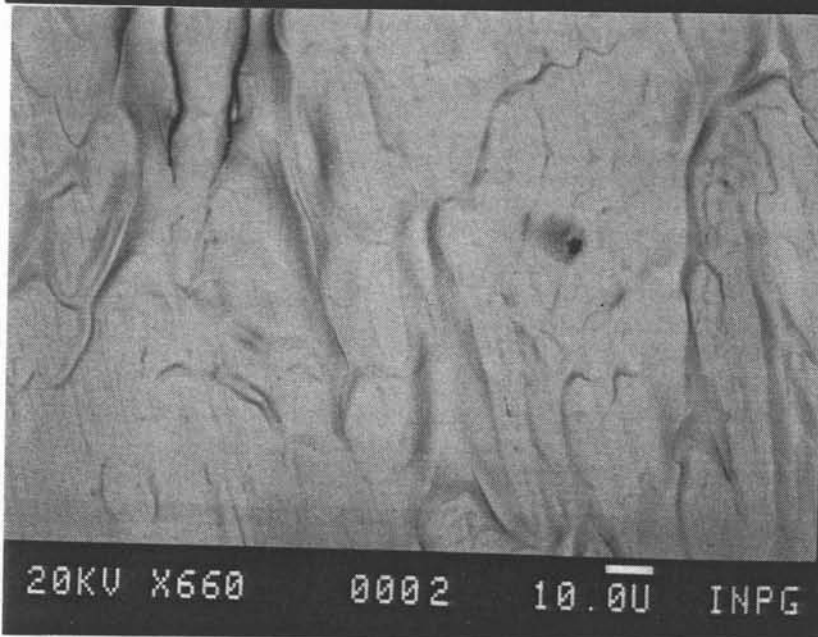


Photo n°23  
électrons secondaires

← 10  $\mu$ m

Vr=8,8 m/s  
T<sub>sn</sub>= 239°C

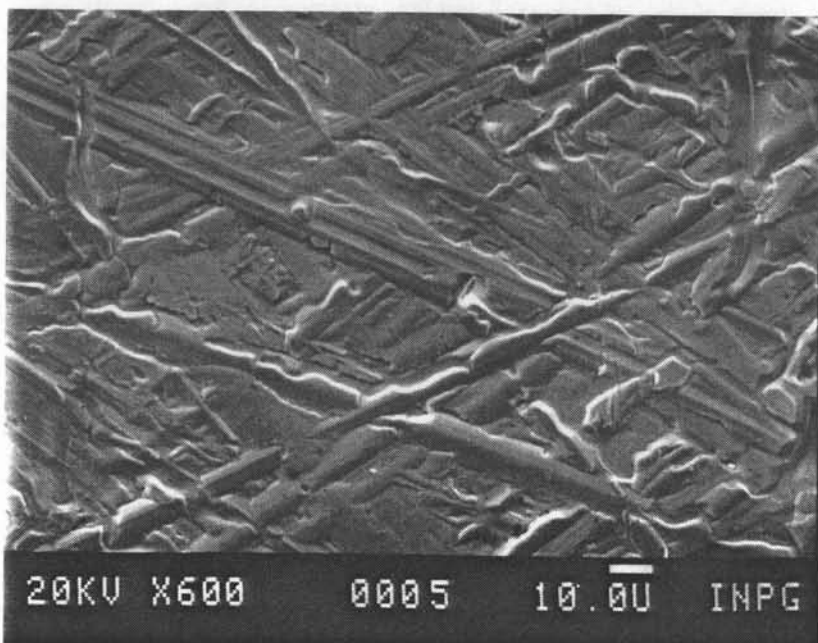
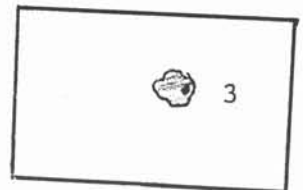


Photo n°24  
électrons secondaires

← 10  $\mu$ m

Vr= 7m/s  
T<sub>sn</sub>= 244°C



### *b) Observations*

La photo n°22 montre la surface "coté roue" du ruban B31. A ce niveau, la surface ne présente pas de cavités. Les grains sont allongés dans le sens de la vitesse de la roue. La structure du ruban ressemble à un empilement d'écailles de poisson. Les taches plus noires correspondent à la présence d'atomes de faible numéro atomique par rapport à l'étain. On peut penser à des cavités ou à des traces d'oxydes:

- tache 1: cavité

- tache 2: cavité ou oxyde plus ou moins en profondeur

Cette photo n°22 correspond au signal des électrons rétrodiffusés et donne une information sur la structure globale.

La photo n°23 représente la même vue donnée par les électrons secondaires. L'information est plus surfacique. Certaines taches disparaissent au profit d'autres. La tache 3 est significative de la présence d'oxyde sur une épaisseur très faible: les défauts de surface sont beaucoup plus apparents. On retrouve la trace des rayures de polissage de la roue (papier 220-320 longitudinalement puis brosse 3M grain très fin).

La photo n°24 montre la face inférieure du ruban B27 obtenue par le signal des électrons secondaires. La surface du cuivre a été polie longitudinalement au papier 180 puis à 45° au papier 220. Les rayures sont beaucoup plus marquées et cassent la structure en écaille. L'orientation est alors donnée par les rayures du substrat.

### *c) Conclusion*

Il est difficile de déterminer les paramètres qui influencent vraiment la solidification dans le cas de l'étain (métal pur). Il faudra envisager l'utilisation d'un alliage à bas point de fusion pour conclure sur les points singuliers soulevés dans les paragraphes précédents.

## **4.6 - CONCLUSION**

Ce paragraphe montre l'importance primordiale du substrat dans la qualité du phénomène de solidification. Le moindre défaut, la moindre différence de composition chimique se retrouve sur les rubans solidifiés. Le défaut est souvent amplifié. La rugosité du substrat peut modifier les coefficients d'échanges thermiques, déstabiliser le pied du jet aux grandes vitesses de rotation (projections). L'importance de ce phénomène se rencontrent dans tous les procédés de solidification rapide (coulée plane pour les amorphes ou coulée pelliculaire pour les bandes minces).

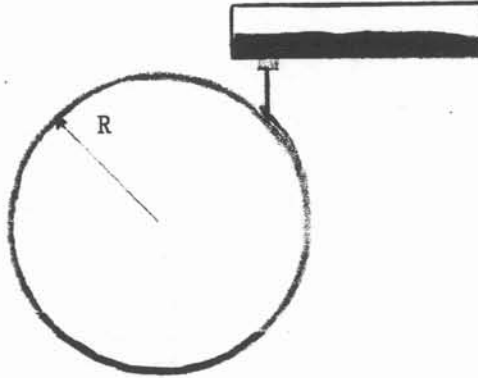
### 5 - EXTRAPOLATION A L'ACIER

Pour extrapoler nos résultats au cas de l'acier, il faut définir les conditions de coulée:

Le diamètre de la roue est pris égal à 1m.

La vitesse de la lame incidente vaut 2 m/s ce qui correspond à une hauteur entre la surface libre du métal dans le répartiteur et le point d'impact de 0,2 m.

Fig.n°91: Schéma de l'installation



#### 5.1 Définition des longueurs de solidification

L'IRSID nous a communiqué le coefficient J de l'équation (Eq13)  $e' = J \sqrt{t}$  dans le cas de l'acier solidifié sur une roue en cuivre.

$$J = 0,00277 \text{ m/s}^{0,5}$$

C'est-à-dire un coefficient équivalent à celui trouvé pour l'étain sur un substrat en cuivre. Il est possible de tracer le diagramme (angle nécessaire à la solidification fonction de l'épaisseur du ruban pour diverses vitesses de rotation ou épaisseur incidente) conformément au calcul du paragraphe II-3.3.D. Ce diagramme figure sur la courbe n°92.

Fig.n°92: Limite de solidification

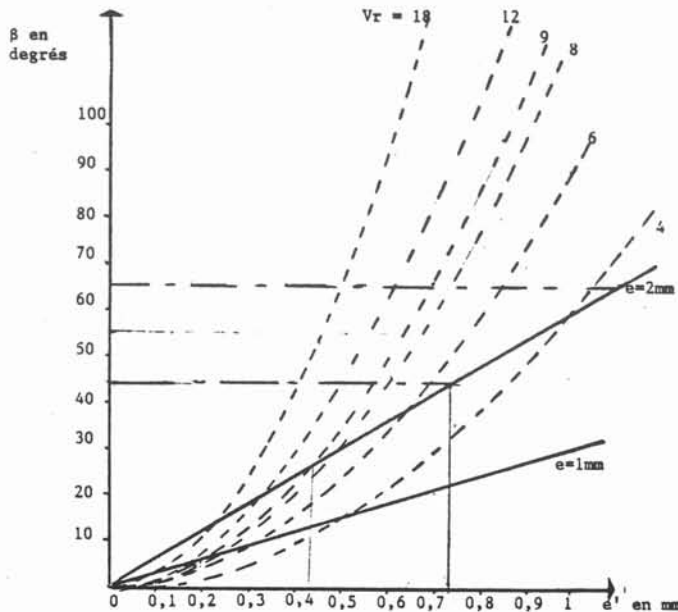
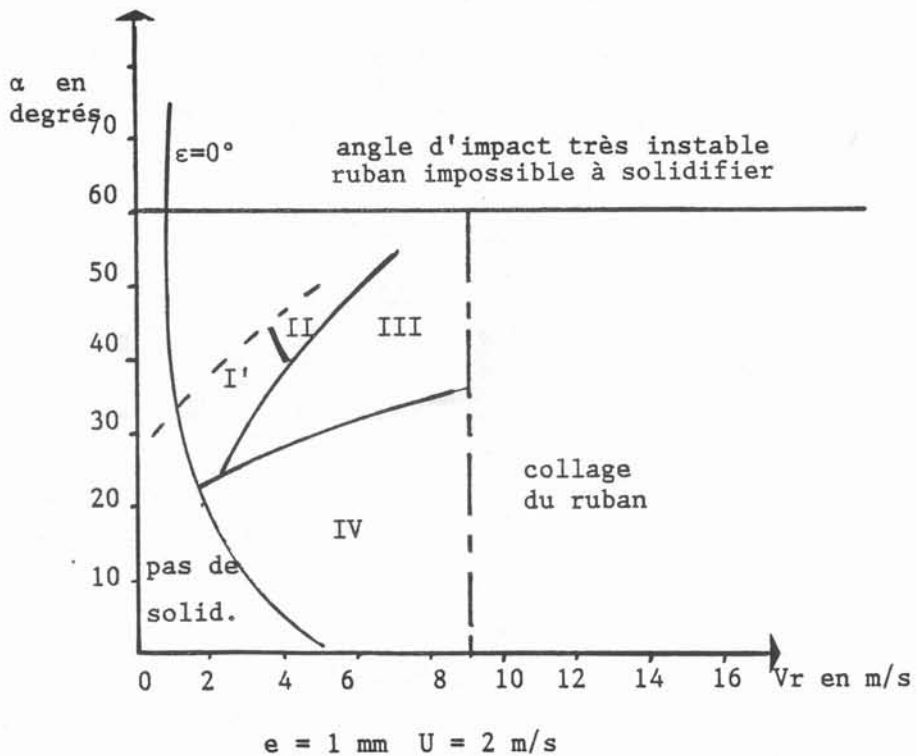
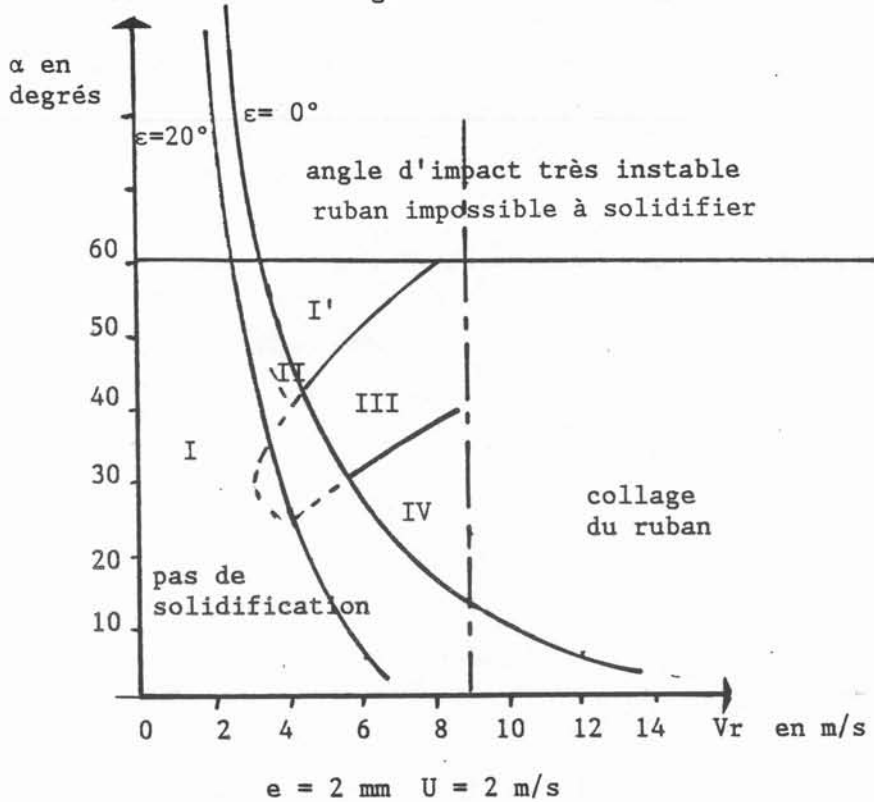


Fig.n°93: Domaine de stabilité de l'impact  
Transitions de régime du bouillonnement



- - - limite zone I-I' calculée

Nous définissons de même la limite d'angle de solidification (§ II-3.3.C). Cette limite est donnée par l'équation (Eq21):

$$\alpha > \frac{180 e^2 U^2}{\pi J^2 R V_r} - \varepsilon - 10 \quad (\text{Eq21})$$

En dessous de cette valeur d'angle d'impact, le ruban ne se solidifiera pas. L'angle  $\varepsilon$  caractérise l'angle de la lame incidente avec la verticale. Nous choisirons de traiter plus particulièrement une lame incidente verticale  $\varepsilon = 0^\circ$ , et le cas d'une lame inclinée à  $\varepsilon = 20^\circ$ . Pour compléter cette figure, il faut déterminer la gamme d'impacts stables pour définir le domaine d'application du procédé et la gamme de produits réalisables.

### 5.2 - Définition du domaine de stabilité hydraulique

Nous étudions deux cas de lames incidentes d'épaisseur 2 et 1 mm. La similitude hydraulique est donnée par la similitude Re-Fr qui donne une échelle de longueur identique à celle de l'eau. La limite de la zone I, en introduisant la solidification, est obtenue par calcul. La similitude Fr-We donne les limites pour l'apparition des jets issus des bords. Nous traçons donc la carte  $(\alpha, V_r)$  (fig.n°93) dans les deux cas de lames incidentes. Les impacts stables sont tels que l'angle d'impact  $\alpha$  est inférieur à  $35^\circ$ . Nous ajoutons sur ces graphes les limites d'angles minima pour la solidification données par l'équation (Eq21). Il manque dans ces graphes, la limite de collage qu'il est impossible de définir à ce jour. Pour cela, il faudrait étudier l'effet de la température et de la vitesse du substrat sur le collage de l'acier sur du cuivre. Ce phénomène dépend également de la qualité du refroidissement de la roue qui accélèrera ce processus de collage ou le ralentira. Ce dernier paramètre définit également la valeur du coefficient de transfert de chaleur à l'interface acier liquide-substrat. Dans tous nos calculs, ce coefficient est supposé très grand. Nous nous limitons donc dans notre étude à une vitesse de rotation maximum de 9 m/s.

### 5.3 - Epaisseur de rubans

En combinant les deux graphes (fig.n°92 et fig.n°93), nous obtenons la gamme de produit disponible avec une telle installation:

|                        |                                                                                        |
|------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------|
| 0,43 mm < e' < 0,73 mm | pour la lame incidente de e = 2 mm ( $\varepsilon = 0^\circ$ )                         |
| 0,45 mm < e' < 0,96 mm | pour la lame incidente de e = 2 mm ( $\varepsilon = 20^\circ$ )<br>$V_{r\min} = 4$ m/s |
| 0,45 mm < e' < 0,64 mm | pour la lame incidente de e = 2 mm ( $\varepsilon = 20^\circ$ )<br>$V_{r\min} = 6$ m/s |
| 0,23 mm < e' < 0,52 mm | pour la lame incidente de e = 1 mm                                                     |

Ces valeurs s'entendent s'il n'y a pas de collage pour  $V_r = 9$  m/s.

La gamme de produit est réduite. Il faut de plus prévoir des études assez fines sur le polissage de la roue. Cette technique peut permettre l'élaboration d'un pré-produit pour la fabrication de produits plats de fines épaisseurs (inférieures à 0,5 mm) avec des étapes postérieures de laminage à froid.

### 5.4 - EFFETS DE BORDS

Une solution pour remédier aux effets de bords et aux projections est de ralentir la formation du bourrelet pour conserver à la lame son caractère bidimensionnel. En effet,

nous constatons dans le cas de la lame d'eau, qu'en modifiant la répartition du débit sur les bords de la busette (introduction de tiges), nous pouvons éliminer les jets issus des bords dans le bouillonnement.

Dans le cas de formage électromagnétique de lame à partir de jets ronds grâce aux champs magnétiques, la lame au sortir de l'inducteur ne présente pas de bourrelets: elle n'a pas encore atteint son état d'équilibre et s'étire encore. Ce phénomène est à vérifier au cours de futurs essais.

Il faut noter que toute lame laissée libre aura tendance à se rétrécir et à former des bourrelets sur ses bords. Il est possible d'envisager un traitement local de ces défauts par un inducteurs de formage (2 bobines pour un bourrelet). De même, nous pouvons défléchir la lame (ref.13 ETAY) par un inducteur en forme d'épingle, de façon très locale au point d'impact.

## CONCLUSION



## CONCLUSION

L'objet de cette thèse était d'étudier l'adaptation de la technique du "melt spinning" utilisée pour la solidification de matériaux amorphes à la coulée de produits plats minces pour la sidérurgie (acier inox principalement).

La première partie de ce mémoire consiste à caractériser les phénomènes se produisant lors de l'impact d'une lame liquide sur la tranche d'une roue en rotation. Nous ne considérons que les aspects hydrauliques.

La lame lors de l'impact se divise en deux parties de débit inégal. La partie déviée vers l'arrière, le bouillonnement, représente, en général, moins de 20% du débit initial pour les angles d'impact considérés ( inférieurs à  $45^\circ$  ). Une étude des répartitions d'isovitesse à l'impact d'un jet de fluide parfait montre que la partie déviée arrière retrouve très rapidement la vitesse de la lame incidente (à moins d'une longueur équivalente à l'épaisseur de la lame incidente)

Le comportement du bouillonnement nous permet de caractériser la stabilité de l'impact. Nous avons développé deux modèles pour déterminer la longueur de remontée du bouillonnement.

- Le premier modèle fait appel aux notions de couche limite visqueuse laminaire. Cette couche mince, où sont concentrés les gradients de vitesse, se développe le long de la roue. L'application des formules de la couche de Blasius nous permet de calculer la longueur de remontée du bouillonnement,  $X_B$ , en équilibrant le débit de fluide parfait dévié vers le haut et le débit du courant de retour dans la couche limite. Cette approche se révèle valable aux fortes vitesses de rotation pour lesquels les effets visqueux prédominent.

- Pour les basses vitesses de rotation, nous développons un calcul de ligne d'eau assez classique pour les hydrauliciens. L'originalité est de ne pas négliger la pente de la paroi sur laquelle s'écoule le bouillonnement, dans le calcul de l'évolution de la hauteur de liquide et dans les définitions des hauteurs caractéristiques (hauteur conjuguée, hauteur normale, hauteur critique). Nous tenons compte aussi, de la variation du débit dans l'écoulement de fluide parfait, due à l'écoulement de retour dans la couche limite, et de l'effet de pente inverse pour l'écoulement dans le bouillonnement. Ce modèle met en évidence l'existence d'un ressaut hydraulique dans le bouillonnement aux faibles vitesses de rotation.

- Une étude de stabilité de l'écoulement a permis de comprendre une des transitions de régime dans le bouillonnement. En assimilant ce dernier à une couche de lubrification, nous mettons en évidence l'apparition d'instabilités axisymétriques du type lubrification quand les effets visqueux prédominent sur les effets gravitaires (transition des zones I-I' définies ci-après). Le bouillonnement se divise alors en flammèches. Ceci conduit à une répartition tridimensionnelle des débits. Très localement, au niveau des flammèches, des phénomènes de ressaut peuvent réapparaître jusqu'à ce que les phénomènes visqueux redeviennent dominants (transition des zones I-II). La détermination des longueurs d'ondes critiques des flammèches semble, elle, liée aux phénomènes inertiels de rotation. Nous trouvons les longueurs d'ondes des perturbations axisymétriques, constantes à l'avant de la lame, ou décroissantes dans le bouillonnement quand la vitesse de rotation augmente. Les instabilités de l'écoulement de Couette dans l'approximation d'un faible espace entre les cylindres (I-3.3.A) conduisent à un résultat analogue: une longueur d'onde constante pour des cylindres tournants dans le même sens, et croissante pour des cylindres contrarotatifs. La différence entre notre expérience et l'écoulement de Couette proposé par Chandrasekar (ref.8) est liée à la forme du profil des vitesses.

Les dernières transitions sont liées à des phénomènes inertiels et d'adhésion entre le substrat et le bouillonnement. Nous ne donnons pas de critère de sélection de ces modes là.



Le bouillonnement peut alors être caractérisé par:

\* Zone I : (faibles vitesses de rotation)

La gravité est la force dominante. Le bouillonnement est sujet à un phénomène de ressaut hydraulique qui limite fortement la longueur de remontée sensiblement constante quelque soit la vitesse de rotation dans cette zone. Les effets visqueux sont complètement négligeables. Le débit dans le bouillonnement ne peut être évacué que sur les bords ou à travers la lame, d'où un phénomène d'accumulation de liquide dans le bouillonnement et un effet de battements dû à la vidange de ce liquide.

\* Zone I' : (angle d'impact  $\geq 35^\circ$ )

La transition est due à l'apparition d'instabilités de type "lubrification". Le bouillonnement se divise en flammèches. Chaque flammèche est soumise aux effets conjugués de la viscosité et de la gravité (phénomènes de ressaut). Les longueurs de remontée sont de ce fait plus faibles que celles données par le modèle couche limite. Le bouillonnement donne encore l'impression de battre du fait du ressaut hydraulique et des projections (instabilités).

\* Zone II : (angles d'impact  $> 40^\circ$ )

Seule la viscosité intervient sur la longueur de remontée qui décroît quand la vitesse augmente. Le bouillonnement est instable (les flammèches se déplacent au cours du temps) mais il y a peu de projections.

\* Zone III : ( $\alpha > 30^\circ$ )

Le bouillonnement est très instable. De nombreuses gouttelettes sont projetées de tout le bouillonnement.

\* Zone IV :

Le bouillonnement est plaqué le long de la lame incidente. Il la déforme et la perturbe.

Cette subdivision est beaucoup plus difficile à réaliser aux petits angles d'impact. Nous ne distinguons facilement que deux zones. Aux faibles vitesses de rotation, le bouillonnement bat comme dans la description de la zone I. Nous déterminons la valeur de la vitesse de transition quand le bouillonnement semble se retourner sur lui-même. Au lieu de s'étaler sur la roue, la fin du bouillonnement donne l'impression de ne plus mouiller la roue. Un résumé plus synthétique figure sur le schéma n°50.

La deuxième partie de ce mémoire est consacrée à l'étude des phénomènes thermiques et de la solidification d'une lame liquide d'étain.

- Nous comparons tout d'abord les impacts des lames d'eau et d'étain. Ce sont les phénomènes hydrauliques qui déterminent la stabilité de l'impact. Nous retrouvons le même type de transitions I', II, III.

La solidification agit aux basses vitesses de rotation car elle supprime l'effet de ressaut hydraulique en augmentant le débit dans l'écoulement de retour par le débit solidifié. Elle a alors un effet stabilisant.

La solidification n'a par contre aucun effet stabilisant sur les effets de bords (interaction entre le bourrelet et la lame à l'impact). Les projections résultantes sont préjudiciables à la qualité des rubans (inclusions solides).

- Les essais avec étain ont mis en évidence deux autres limites dans le procédé :

Une limite de longueur de contact minimum nécessaire à la solidification. Elle impose un minimum d'angle de contact.

Une limite due au collage du ruban sur la roue. Compte-tenu des capacités de refroidissement de la roue, en fonction de la température maximale du substrat, on trouve une vitesse maximale de rotation.

La limite d'angle minimum nécessaire à la solidification a été obtenue théoriquement par une étude du modèle donnant l'épaisseur du ruban solide. Comme dans le cas des amorphes (faible épaisseur = 30  $\mu\text{m}$ , grande vitesse de rotation  $V_r = 20 \text{ m/s}$  à  $40 \text{ m/s}$ ) ou de la coulée pelliculaire ( $e \leq 2 \text{ mm}$   $V_r \leq 4 \text{ m/s}$ ), le processus de solidification conduit à une loi  $e' = J \sqrt{t_c}$  où  $t_c$  est le temps de contact à la paroi. Ce coefficient est indépendant des caractéristiques géométriques de l'installation et ne dépend que de la nature du produit à solidifier. Un exemple de ce phénomène est la constatation de Ribbon Technology qui solidifie à peu près les mêmes épaisseurs de Cu, Al ou Fe dans les mêmes conditions opératoires. Ces matériaux ont tous une diffusivité thermique équivalente. L'application d'une telle loi suppose que le coefficient de transfert thermique est très élevé.

Si le coefficient d'échange thermique n'influence pas l'épaisseur du produit solidifié, tout laisse à penser qu'il intervient sur la qualité de surface des rubans. En effet, tous les moyens qui permettent d'augmenter la surface de contact et d'augmenter le coefficient  $h$  (en améliorant l'état de surface de la roue (rugosité), et la mouillabilité du substrat par le fluide), conduisent à des rubans de meilleure qualité.

La température de surface de la roue fixe la vitesse maximale de rotation  $V_r$ . Plus la température de roue sera élevée et plus le ruban colle à la roue pour une  $V_r$  faible. Cette limite de collage est également fonction des couples (métal-substrat) et de leur capacité à relâcher rapidement les contraintes thermiques pour le métal et à absorber et diffuser la chaleur pour le substrat.

Une étude macro et micrographique des rubans complète cette étude thermique. L'entraînement d'air par la roue, la température du substrat, la rugosité de la roue sont tous des paramètres qui influent sur la mouillabilité du liquide sur le substrat et, par là même, sur l'uniformité des échanges thermiques. Plus le liquide mouille le substrat, plus la qualité des rubans est bonne.

Il est important de faire ici la synthèse sur ce procédé et sur son importance par rapport aux autres procédés de coulée de produits plats en bandes minces. Cette technique suppose qu'il est possible de créer une lame incidente mince de métal liquide. Son épaisseur ne devra pas excéder 2 à 3 mm.

L'épaisseur du produit obtenu est inférieure au millimètre, (voire 0,75 mm). Les études d'impact ont montré que l'angle maximum d'impact stable est  $35^\circ$  si aucune précaution n'est prise pour limiter les effets de bords. Le compromis entre l'angle minimum nécessaire à la solidification et l'angle d'impact fixe les vitesses de rotation et les épaisseurs de ruban. La vitesse maximum de rotation sera donnée par la température du substrat et la limite de collage. Cette dernière ainsi que la qualité surfacique des rubans, dépend des matériaux en présence et de leur mouillabilité. Un travail important reste à mener dans ce domaine pour comprendre les phénomènes et limiter les étapes d'essais empiriques menées actuellement par les personnes impliquées dans les recherches sur les procédés de coulée de produits plats.

L'avantage de ce procédé est de déconnecter l'alimentation en métal liquide et le système de refroidissement. Mais, compte-tenu de la faible gamme d'épaisseur de produits réalisables, ce procédé devra plus être envisagé comme une étape pour la fabrication d'un pré-produit laminable à froid.

Cette étude montre l'importance de l'étude hydraulique dans un tel phénomène. La similitude importante est la similitude hydraulique ( $Re$ ,  $Fr$ ) pour les échelles caractéristiques de l'écoulement, ( $Fr$ ,  $We$ ) pour les effets de bords. La similitude

thermique n'apporte aucun renseignement dimensionnel pour l'application à un autre métal (en supposant le coefficient d'échange thermique infini). La similitude hydraulique, souvent négligée par les métallurgistes, devrait être plus utilisée pour toutes les déterminations de mécanismes d'écoulements.

# ANNEXES



## ANNEXE 1

### CALCUL DE L'IMPACT DE DEUX JETS EN FLUIDE PARFAIT

#### 2.1.B - Tracé des isovitesses

##### a) Définitions

MILNE-THOMSON (ref.7) montre comment calculer de façon analytique des écoulements bidimensionnels, stationnaires, incompressibles irrotationnels de fluides parfaits (non visqueux). Les principales étapes de ce calcul sont reprises dans ce paragraphe.

\* Tout ce qui suit concerne un écoulement de fluide bidimensionnel et stationnaire. Le principe de conservation de la masse pour un fluide incompressible :

$\text{div } \vec{V} = 0$  conduit à la notion de fonction de courant  $\psi$ . Les composantes de la vitesse  $u$  et  $v$  dans le plan  $(O,x,y)$  vérifient :

$$u = - \frac{\partial \psi}{\partial y} \qquad v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

$\psi$  est une fonction définie à une constante près. Celle-ci fixée en un point P, la fonction de courant en un point M caractérise le débit passant entre les points M et P.

$$\psi(M) - \psi(P) = \int_{MP} \vec{V} \, ds$$

\* Si le fluide est alors supposé irrotationnel et incompressible, la notion de potentiel des vitesses  $\phi$  apparaît :

$$\text{div } \vec{V} = 0$$

$$\exists \phi \quad \vec{V} = - \text{grad } \phi$$

$$\text{rot } \vec{V} = 0$$

On a alors pour les composantes de la vitesse :

$$u = - \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \text{et} \quad v = - \frac{\partial \phi}{\partial y}$$

Il est possible de montrer, avec le principe de conservation de la quantité de mouvement, que ces deux fonctions vérifient l'équation de Laplace :

$$\Delta \phi = 0 \qquad \Delta \psi = 0$$

(en l'absence de forces extérieures - fluide parfait, écoulement bidimensionnel, stationnaire, incompressible et irrotationnel).

On définit alors le potentiel complexe  $\omega$  tel que:

$$\omega = \phi + i\psi$$

avec  $i^2 = -1$ . Ce potentiel complexe est une fonction holomorphe de la variable  $z = x + iy$ .

Une vitesse complexe  $v$  est créée à partir des composantes de la vitesse :

$$v = u - iv$$

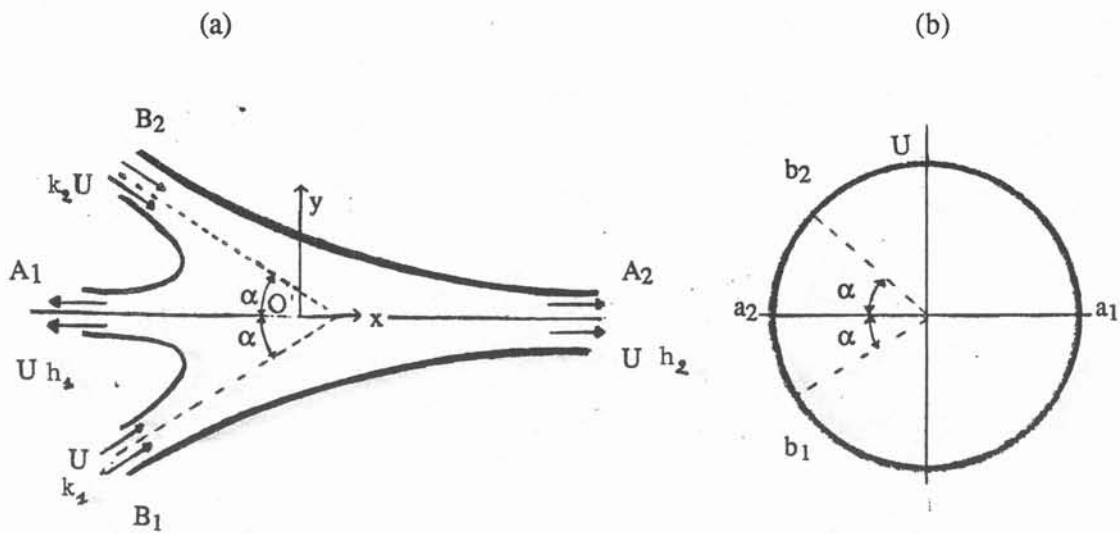
Il est facile de montrer que la vitesse complexe dérive du potentiel complexe par la relation suivante:

$$v = - \frac{d\omega}{dz}$$

*b) Problème étudié*

Le problème étudié est celui de l'impact d'une lame bidimensionnelle de fluide parfait, incompressible, irrotationnel venant frapper une paroi sous un angle  $\alpha$ . La paroi est considérée comme une ligne de courant. Il est donc possible de résoudre le problème en considérant l'impact de deux jets sous un angle  $\alpha$ . Par raison de symétrie, la ligne de courant centrale est rectiligne comme la paroi.

Fig. n°94: Impact de deux jets de fluide parfait (a)  
Domaine transformé dans le plan complexe (b)



Les deux jets s'étirent jusqu'à l'infini. Le polygone constitué par les surfaces libres est connexe. Il est possible par une transformation conforme de le transformer en cercle dans le plan des vitesses complexes, les surfaces libres étant toutes à la vitesse  $U$ , d'après le paragraphe I-2.1.A (cf ref. 7). Les points  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$ , et  $B_2$  deviennent dans le plan des vitesses complexes (fig. n°94) :

$$a_1 = -U$$

$$a_2 = U$$

$$b_1 = - U e^{+i\alpha} \qquad b_2 = - U e^{-i\alpha}$$

Les valeurs d'épaisseurs aux points  $A_1, A_2, B_1,$  et  $B_2$  sont obtenues par le calcul du paragraphe I-2.1.A et valent respectivement :

$$e(1 + \cos \alpha) , e(1 - \cos \alpha) , e, e$$

Ainsi, en affectant arbitrairement la valeur  $\psi = 0$  à la fonction de courant sur la branche  $A_1B_2$ , on a :

$$\begin{aligned} \psi &= h_1 U && \text{sur l'arc } A_1 B_1 \\ \psi &= (h_1 - k_1) U && \text{sur l'arc } A_2 B_1 \\ \psi &= k_2 U && \text{sur l'arc } A_2 B_2 \end{aligned}$$

Le problème que nous étudions est maintenant le suivant : nous cherchons une fonction holomorphe  $-i \omega(\nu)$ , potentiel complexe fonction de la vitesse complexe, définie dans un cercle et telle que sa partie réelle soit connue sur la circonférence. Par le théorème de Schwarz, on obtient la fonction potentiel complexe dans tout le cercle, donc en tout point du jet.

$$\omega = -\frac{U}{\pi} \{ h_1 \text{Log} (1 - \frac{\nu}{a_1}) + h_2 \text{Log} (1 - \frac{\nu}{a_2}) - k_1 \text{Log} (1 - \frac{\nu}{b_1}) - k_2 \text{Log} (1 - \frac{\nu}{b_2}) \}$$

On obtient ensuite  $z = f(\nu)$  en intégrant :

$$\begin{aligned} \nu &= -\frac{dw}{dz} \\ dz &= -\frac{1}{\nu} \frac{dw}{d\nu} d\nu \end{aligned}$$

D'où la formule :

$$z = \frac{U}{\pi} \{ \frac{h_1}{a_1} \text{Log} (1 - \frac{\nu}{a_1}) + \frac{h_2}{a_2} \text{Log} (1 - \frac{\nu}{a_2}) - \frac{k_1}{b_1} \text{Log} (1 - \frac{\nu}{b_1}) - \frac{k_2}{b_2} \text{Log} (1 - \frac{\nu}{b_2}) \}$$

Quand on remplace  $h_1, h_2, k_1, k_2$  par leur valeurs respectives en fonction de  $e$  et  $\alpha$  et  $a_1, a_2, b_1, b_2$  par leurs valeurs en fonction de  $U$  et  $\alpha$ , on obtient la relation suivante:

$$\begin{aligned} \pi \frac{z}{e} &= (1 - \cos \alpha) \text{Log} (1 - \frac{\nu}{U}) - (1 + \cos \alpha) \text{Log} (1 + \frac{\nu}{U}) \\ &+ e^{-i\alpha} \text{Log} (1 + \frac{\nu}{U e^{i\alpha}}) + e^{i\alpha} \text{Log} (1 + \frac{\nu}{U e^{-i\alpha}}) \end{aligned} \quad (\text{Eq3})$$

L'équation de la surface libre, lignes isovitesses, est obtenue de façon paramétrique en posant  $\nu = U e^{i\theta}$ . Nous constatons que la forme du jet et de la surface libre est indépendante de la vitesse initiale comme dans tout écoulement potentiel. Chaque impact de jet d'épaisseur différente s'obtient par simple homothétie.



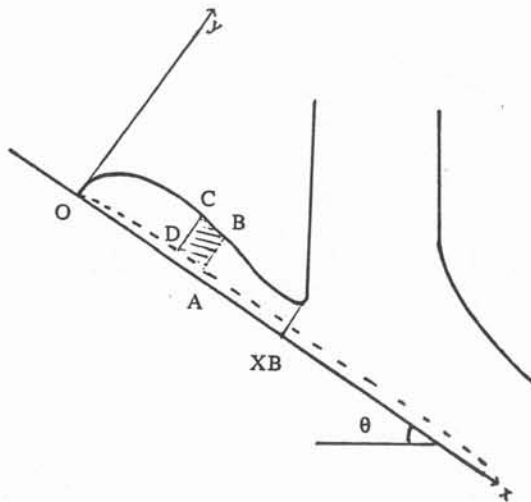
## ANNEXE 2

### EVOLUTION DE LA HAUTEUR DU BOUILLONNEMENT

Nous présentons dans cette annexe les calculs réalisés pour obtenir l'équation d'évolution de la hauteur du bouillonnement (Eq7).

Le repère  $(O', x, y)$  a pour origine la fin du bouillonnement. Le point d'impact se trouve donc à  $x = XB$ . L'écoulement dans le bouillonnement est divisé en deux parties : l'écoulement de fluide parfait et l'écoulement dans la couche limite. La couche de fluide parfait est supposé mince. En appliquant les hypothèses de lubrification, les vitesses sont parallèles à l'axe  $O'x$ . l'angle d'impact est nommé  $\alpha$ , l'angle fait par la paroi avec l'horizontale est  $\theta$ . Dans nos essais avec une lame d'eau, celle-ci étant verticale, la somme de l'angle d'impact et de l'angle de paroi vaut  $\pi/2$ . Le bouillonnement se présente de la façon suivante :

Fig. n° 95: bouillonnement



Nous considérons l'élément de volume ABCD dans la couche de fluide parfait. L'équation globale de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial U_h}{\partial x} = 0$$

où  $Q$  est le débit de l'écoulement de fluide parfait.  $-\frac{\partial Q}{\partial x}$  est égal au débit capté par la couche limite, les débits sortants sont comptés positivement. L'équation globale de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{Vol} \rho \vec{u} \, dv + \int_{ABCD} \rho \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) \, dS = \int_{Vol} \vec{f} \, dv + \int_{ABCD} \vec{T} \, dS.$$

$\vec{f}$  : densité de forces volumiques

$\vec{T}$  : densité de forces surfaciques

En projection sur l'axe Ox, chaque terme de l'équation s'écrit :

$$\vec{i} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{Vol}} \rho \vec{u} \, dv = \rho \frac{\partial U h}{\partial t} \Delta x$$

$$\vec{i} \cdot \int_S \rho \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) \, dS = \rho U^2 (x + \Delta x) h(x + \Delta x) - \rho U(x)^2 h(x) = \rho \frac{\partial U^2 h}{\partial x} \Delta x$$

$$\vec{i} \cdot \int_{\text{Vol}} \vec{f} \, dV = + \rho g h(x) \Delta x \sin \theta$$

Les forces de surface se divisent en trois :

\* la force de pression sur AB et CD

$$\int_{CD} \rho g \frac{z}{\cos \theta} \, dz - \int_{AB} \rho g \frac{z}{\cos \theta} \, dz .$$

$$= \frac{\rho g}{2 \cos \theta} (h^2(x) - h^2(x + \Delta x)) = \frac{\rho g}{2 \cos \theta} \left(- \frac{\partial h^2}{\partial x}\right) \Delta x$$

\* la force de frottement visqueux sur AD

$$- \rho g h S_f \text{sig}(U) \, dx$$

Ce frottement est déterminé conformément aux calculs habituels d'écoulements dans des canaux par la formule de Chezy : (ref. n° 10). Il est de signe opposé à la vitesse de l'écoulement donc du signe  $-\text{sig}(U)$ . Le sens de la vitesse dans le fluide parfait est toujours négatif:  $\text{sig}(U) = -1$ .  $S_f$  est donné par la formule de CHEZY où  $n$  est le coefficient de MANNING qui dépend entre autre de l'état de surface du substrat..

$$S_f = \frac{n^2 Q^2}{h^{10/3}}$$

\* et la force de tension superficielle sur BC.

Cette force est dirigée, suivant la normale à la surface libre, vers la concavité de la courbe

$$\gamma \frac{h'' h'}{(1 + h'^2)^{3/2}} \Delta x \quad \text{avec } h' = \frac{\partial h}{\partial x} \quad \text{et } h'' = \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}$$

L'équation reconstituée est donc :

$$\rho \frac{\partial U h}{\partial t} \Delta x + \rho \frac{\partial U^2 h}{\partial x} \Delta x = \rho g h \sin \theta \Delta x - \frac{\rho g h h'}{\cos \theta} \Delta x + \rho g h S_f \Delta x + \gamma \frac{h'' h'}{(1+h'^2)^{3/2}} \Delta x$$

Le système d'équation régissant l'écoulement dans le fluide parfait s'écrit donc :

$$\frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial U h}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial U h}{\partial t} + \frac{\partial U^2 h}{\partial x} = g h \sin \theta - \frac{g h h'}{\cos \theta} + g h S_f + \frac{\gamma}{\rho} \frac{h'' h'}{(1+h'^2)^{3/2}}$$

En développant les dérivées de ces deux équations, puis en injectant la première équation dans la seconde, on obtient:

$$\frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial Q}{\partial x} + U \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial U}{\partial x} = 0$$

et 
$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{U}{h} \frac{\partial Q}{\partial x} + g (S_f + \sin \theta) - \frac{g}{\cos \theta} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\gamma h'' h'}{\rho h (1+h'^2)^{3/2}}$$

Nous allons supposer l'écoulement permanent  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ .

L'équation de continuité devient :

$$U h = Q(x) \quad (\text{la constante d'intégration est nulle car pour } x=0, Q(0) = 0, U = 0, h = 0)$$

Le système se réduit à une seule équation à une inconnue  $h(x)$ , le débit  $Q(x)$  de l'écoulement de fluide parfait étant connu.

|                                                                                                                                                                                                   |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{S_f + \sin \theta - \frac{2Q}{gh^2} \frac{\partial Q}{\partial x}}{\frac{1}{\cos \theta} - \frac{Q^2}{gh^3} - \frac{\gamma h''}{\rho g h (1+h'^2)^{3/2}}}$ |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|

Cette équation traduit l'évolution de la hauteur de l'écoulement dans un canal de pente  $\theta$  avec une variation de débit.

Pour déterminer complètement l'évolution de la hauteur  $h(x)$  de l'écoulement, il faut expliciter le débit  $Q(x)$  de l'écoulement de fluide parfait. Le débit dans l'écoulement de fluide parfait est connu en  $x = X_B$ , c'est-à-dire juste après l'impact suite aux calculs du paragraphe 2.1 d'impact de jet de fluide parfait.

$$Q(X_B) = -U \frac{c}{2} (1 - \cos \alpha) = Q_0$$

Au fur et à mesure que le fluide avance vers le point O, la couche limite capte du débit. Le débit réellement dévié est le débit dans le courant de retour que nous avons calculé au § I-2. A l'abscisse  $x$ , ce débit vaut :

$$Q_{ent} = 3,1321 \text{ COV} \sqrt{\frac{\nu x}{\nu_r + U}}$$

Le débit capté dans la couche limite entre le point d'impact ( $x=X_B$ ) et l'abscisse  $x$  vaut :

$$Q_{ent} = 3,1321 \text{ COV} \sqrt{\frac{\nu}{\nu_r + U}} (\sqrt{X_B} - \sqrt{x})$$

Le débit dans l'écoulement de fluide parfait à l'abscisse  $x$  vaut donc :

$$Q(x) = Q_0 + Q_{ent}$$

$$Q(x) = Q_0 + 3,1321 \text{ COV} \sqrt{\frac{\nu}{\nu_r + U}} (\sqrt{X_B} - \sqrt{x})$$

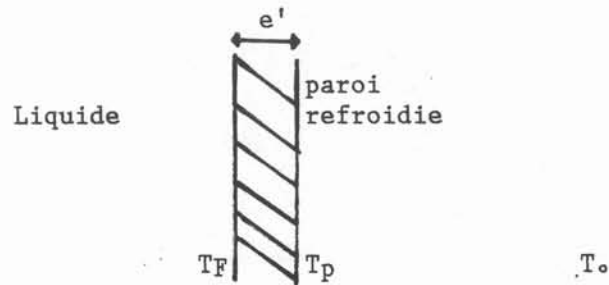
et 
$$\frac{dQ}{dx} = - \frac{3,1321 \text{ COV} \sqrt{\nu}}{2 \sqrt{\nu_r + U} \sqrt{x}}$$

### ANNEXE 3

#### EPAISSEUR DE PRODUIT SOLIDIFIE DANS LE CAS DE MILIEUX INFINIS

Nous reprenons un calcul classique de transfert de chaleur dans le cas de la solidification d'un métal pur sur une paroi. Ce calcul a été réalisé par F. GARNIER (ref. 14). Le problème considéré est très simple : d'un côté d'une paroi à la température  $T_p$ , se trouve un fluide de refroidissement (eau) à la température  $T_0$ , de l'autre un métal pur en fusion qui se solidifie au contact de la paroi.

Figure n°96 - Schéma du front de solidification



L'égalité de quantité de chaleur  $dq$  échangée au contact du rouleau à travers le métal solidifié durant l'instant  $dt$  s'écrit :

$$dq = h (T_p - T_0) dt = \frac{k}{e'} (T_F - T_p) dt$$

où  $T_p$  est la température du rouleau en surface,

$T_F$  est la température de fusion du métal,

$T_0$  est la température au coeur du rouleau,

$h$  est le coefficient d'échange thermique entre le rouleau et le métal,

$k$  est la conductivité thermique du métal solide

$e'$  est l'épaisseur solidifiée, elle dépend de l'abscisse curviligne  $s$  sur la roue.

La quantité de chaleur échangée au front de solidification s'écrit :

$$dq = L_{Sol} \rho de$$

où  $L_{Sol}$  est la chaleur latente de solidification

$\rho$  est la densité du métal liquide.

La combinaison de ces deux équations donne :

$$e'(s) = \left( \frac{2k(T_F - T_0)s}{\rho L_S V_r} + \frac{k^2}{h^2} \right)^{1/2} - \frac{k}{h}$$

Si le coefficient de transfert est supposé infini, nous retrouvons la formule :

$$e'(s) = J \sqrt{\frac{s}{V_r}}$$

$$\text{avec : } J = \sqrt{\frac{2k(T_f - T_0)}{\rho L_S}}$$

Dans le cas de l'étain, en prenant :

$$T_F - T_0 = 232 - 50 \Rightarrow J = 0,00488 \text{ m/s}^{1/2}$$

L'ordre de grandeur du coefficient J est voisin de celui obtenu dans nos essais II-3.3 (égal à 0,00277). Nous supposons, en fait, que h est très grand devant :

$$h \gg \sqrt{\frac{k\rho L_S}{2(T_F - T_0)}} \text{ soit } h \gg 6682 \text{ avec les valeurs numériques précédentes}$$

Ceci est généralement vrai dans le cas de solidification rapide. Ainsi le coefficient J est indépendant de h.

ANNEXE 4

TABLEAUX 1: CONDITIONS D'ESSAIS  
ESSAIS AVEC LA LAME D'ETAIN e = 2 mm - U = 2 m/s

|                                                                                                                                                   | $\alpha$ | $V_r$ | $T_{\text{coulée}}$ | $T_{\text{initiale}}$ | $T_{\text{finale}}$ | $T_{\text{eau}}$<br>$\Delta T$ | mise en température |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------|-------|---------------------|-----------------------|---------------------|--------------------------------|---------------------|
| B1                                                                                                                                                | 35°      | 7,9   | 466°C               |                       |                     |                                |                     |
| étain trop surchauffé - pas de solidification                                                                                                     |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B2                                                                                                                                                | 35°      | 7,74  | 300°C               |                       |                     |                                |                     |
| polissage P800 + acide pour oxyder - cela accentue les défauts du polissage - niveau d'alimentation pas conservé donc U variable                  |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B3                                                                                                                                                | 35°      | 8     | 360°C               |                       |                     |                                |                     |
| photo S37 ( 1/1000 s) - beaucoup d'étain n'est pas solidifié - coulures sur la bande                                                              |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B4                                                                                                                                                | 35°      | 8     | 270°C<br>280°C      |                       |                     |                                |                     |
| solidification incomplète - la tache oxydée sur la roue se retrouve sur le ruban                                                                  |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B5                                                                                                                                                | 35°      | 8,1   | 240°C               |                       |                     |                                |                     |
| polissage de la roue particulier P800-P1000-P1200 + alumine 6µm sur la moitié de la roue ; P800 sur l'autre moitié + des rayures caractéristiques |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B6                                                                                                                                                | 45°      | 7,6   | 240°C               |                       |                     |                                |                     |
| mauvais contrôle du niveau d'alimentation                                                                                                         |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B7                                                                                                                                                | 40°      | 8,45  | 240°C<br>250°C      |                       |                     |                                |                     |
| mauvais contrôle du niveau d'alimentation                                                                                                         |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B8                                                                                                                                                | 40°      | 8     | 260°C               |                       |                     |                                |                     |
| busette 5 jets sans inducteur                                                                                                                     |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B9                                                                                                                                                |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| essai de formage - essai raté                                                                                                                     |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B10                                                                                                                                               | 40°      | 8,83  | 271°C               |                       |                     |                                |                     |
| Etain trop surchauffé - projection et coulures sur le ruban                                                                                       |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B11                                                                                                                                               | 40°      | 9,53  | 241°C               | 8°C                   | 35°C                | 27°C                           | 3,4 à 4 °K/s        |
| coulée de 16 s                                                                                                                                    |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B12                                                                                                                                               | 40°      | 11,3  | 241°C               |                       |                     |                                |                     |
| collage du ruban très rapide                                                                                                                      |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |
| B13                                                                                                                                               | 40°      | 8,86  |                     |                       |                     |                                |                     |
| busette deux jets $\phi=13$ mm sans inducteur - pas de solidification                                                                             |          |       |                     |                       |                     |                                |                     |

|                                                                                                                                                                                                                     | $\alpha$ | Vr    | T <sub>coulée</sub> | T <sub>eau</sub>      |                     |            |                     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------|-------|---------------------|-----------------------|---------------------|------------|---------------------|
|                                                                                                                                                                                                                     |          |       |                     | T <sub>initiale</sub> | T <sub>finale</sub> | $\Delta T$ | mise en température |
| B14                                                                                                                                                                                                                 | 40°      | 7,13  | 260°C               |                       |                     |            |                     |
| essai avec inducteurs - pas de solidification                                                                                                                                                                       |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B15                                                                                                                                                                                                                 | 45°      | 7,3   | 260°C               | 8,4°C                 | 35,3°C              | 27°C       | 3,6°K/s             |
| U=1,65 m/s essai avec inducteur - 2 jets - pas de solidification complète - pas de collage<br>6,5 s de régime stationnaire sur T <sub>eau</sub>                                                                     |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B16                                                                                                                                                                                                                 | 45°      | 7,1   | 260°C               | 8°C                   | 32,4°C              | 24,4°C     | 3,5°K/s             |
| U=1,4 m/s - solidification incomplète - 6,5 s de régime stationnaire - un des cotés de la<br>bande est très déchiré (coté entrée eau)                                                                               |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B17                                                                                                                                                                                                                 | 40°      | 9,04  | 260°C               | 8,2°C                 | 36,7°C              | 28,5°C     | 5°K/s               |
| 8s de régime stationnaire sur T <sub>eau</sub>                                                                                                                                                                      |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B18                                                                                                                                                                                                                 | 40°      | 11,6  | 261°C               | 8,3°C                 | 30,5°C              | 22,2°C     | 5,1°K/s             |
| collage du ruban - 2,8 s de régime stationnaire sur T <sub>eau</sub>                                                                                                                                                |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B19                                                                                                                                                                                                                 | 54°      | 7,4   | 266°C               |                       |                     |            |                     |
| essais cinq jets avec inducteur                                                                                                                                                                                     |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B20                                                                                                                                                                                                                 | 40°      | 7,2   | 260°C               | 8,6°C                 | 28°C                | 19,4°C     | 3,3°K/s             |
| polissage de la roue P180 +220 longitudinal P320 transversal sur un quart de la roue<br>avant la soudure - débit bien régulé - pas de solidification complète - e' = 0,365 à<br>0,44 mm - t <sub>coulée</sub> =17 s |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B21                                                                                                                                                                                                                 | 45°      | 10,45 | 247°C               | 8,4°C                 | 44,1°C              | 35,7°C     | 5,2°K/s             |
| B22                                                                                                                                                                                                                 | 45°      | 9,8   | 244°C               | 9,4°C                 | 36,9°C              | 27,5°C     | 5°K/s               |
| solidification incomplète - 7,6 s de coulée                                                                                                                                                                         |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B23                                                                                                                                                                                                                 | 55°      | 9,5   | 245°C               | 10,5°C                | 43°C                | 32,7°C     | 4,4°K/s             |
| coulures sur le ruban - Temps de coulée 9 s                                                                                                                                                                         |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B24                                                                                                                                                                                                                 | 65°      | 9     | 241°C               |                       |                     |            |                     |
| angle d'impact trop important - la couche solidifiée se décolle juste après l'impact<br>empêchant au reste du liquide de se solidifier                                                                              |          |       |                     |                       |                     |            |                     |
| B25                                                                                                                                                                                                                 | 55°      | 9,3   | 244°C               | 11,5°C                | 43,6°C              | 32°C       | 3,5°K/s             |
| temps de coulée 15 s - pas de collage du ruban ( 4s de régime permanent ) - polissage<br>de la roue P220 à 45°                                                                                                      |          |       |                     |                       |                     |            |                     |



**ESSAIS AVEC LA LAME D'ETAIN e = 1,2 mm - U = 2 m/s**

Tous les essais marqués par une étoile \* sont des essais où la température de la roue a été mesurée (voir tableau n°2 ). Les essais B34 à B42 sont des essais de polissage de la roue.

|                                                                                                                                                                                       | $\alpha$ | Vr   | T <sub>coulée</sub> | T <sub>eau</sub>      |                     |            |                     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------|------|---------------------|-----------------------|---------------------|------------|---------------------|
|                                                                                                                                                                                       |          |      |                     | T <sub>initiale</sub> | T <sub>finale</sub> | $\Delta T$ | mise en température |
| B26                                                                                                                                                                                   | 45°      | 9    | 240°C               |                       |                     |            |                     |
| impact de type II (problème: pas d'eau dans la roue) collage du ruban                                                                                                                 |          |      |                     |                       |                     |            |                     |
| B27                                                                                                                                                                                   | 45°      | 7    | 244°C               | 14°C                  | 37,4°C              | 23,4°C     | 4,5°K/s             |
| polissage longitudinal P180 -P220 $\beta=45^\circ$ - impact différent de part et d'autre de la lame (type III; type II). La roue présente des traces d'oxydes du coté impact type III |          |      |                     |                       |                     |            |                     |
| B28*                                                                                                                                                                                  | 45°      | 6,4  | 255°C               | 19,8°C                | 40,3°C              | 20,4°C     | 4,6°K/s             |
| polissage P180-P220-P320 + brosse 3M très fin sens travers                                                                                                                            |          |      |                     |                       |                     |            |                     |
| B29*                                                                                                                                                                                  | 45°      | 6,4  | 241°C               | 14,3°C                | 32,7°C              | 18,4°C     | 3°K/s               |
| B30*                                                                                                                                                                                  | 45°      | 8,85 | 240°C               | 14,5°C                | 37,4°C              | 22,9°C     | 7,4°K/s             |
| T <sub>coulée</sub> =13,5 s - U=2,5 m/s - La roue est plus chaude du coté de la sortie d'eau - collage du ruban                                                                       |          |      |                     |                       |                     |            |                     |
| B31*                                                                                                                                                                                  | 45°      | 8,8  | 239°C               | 16,1°C                | 37,4°C              | 21,3°C     | 3,1°K/s             |
| Etude de la régularité du débit d'étain - t <sub>coulée</sub> =12,2 s - U = 2,2 m/s - collage du ruban                                                                                |          |      |                     |                       |                     |            |                     |

**INVERSION ENTREE ET SORTIE D'EAU**

|                                                                                                         | $\alpha$ | Vr   | T <sub>coulée</sub> | T <sub>eau</sub>      |                     |            |                     |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------|------|---------------------|-----------------------|---------------------|------------|---------------------|
|                                                                                                         |          |      |                     | T <sub>initiale</sub> | T <sub>finale</sub> | $\Delta T$ | mise en température |
| B32*                                                                                                    | 45°      | 8,8  | 246°C               | 20,1°C                | 41,5°C              | 21,4°C     | 3,4°K/s             |
| U = 2,9 m/s - t <sub>coulée</sub> =8,6 s - collage du ruban                                             |          |      |                     |                       |                     |            |                     |
| B33*                                                                                                    | 45°      | 8,7  | 239°C               | 20,1°C                | 40,9°C              | 20,8°C     | 4,6°K/s             |
| polissage P220 + brosse 3M ultra-fin - U = 2,4 m/s - bouillonnement type III - t <sub>coulée</sub> =16s |          |      |                     |                       |                     |            |                     |
| B34*                                                                                                    | 45°      | 8,9  | 243°C               | 15,6°C                | 35,8°C              | 20,2°C     | 3,7°K/s             |
| U = 1,53 m/s - t <sub>coulée</sub> = 9,1 s                                                              |          |      |                     |                       |                     |            |                     |
| B35*                                                                                                    | 45°      | 8,9  | 243°C               | 24,6°C                | 41,7°C              | 17,1°C     | 3,9°K/s             |
| U = 1,39 m/s - T <sub>coulée</sub> =6,8 s - étude de la régulation du débit d'étain                     |          |      |                     |                       |                     |            |                     |
| B36*                                                                                                    | 45°      | 8,75 | 241°C               | 20,2°C                | 38,7°C              | 18,5°C     |                     |
| impact de type III - t <sub>coulée</sub> = 6,9 s                                                        |          |      |                     |                       |                     |            |                     |

|                                                                                                                           | $\alpha$ | $V_r$          | $T_{\text{coulée}}$ | $T_{\text{eau}}$      |                     |            | mise en température |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------|----------------|---------------------|-----------------------|---------------------|------------|---------------------|
|                                                                                                                           |          |                |                     | $T_{\text{initiale}}$ | $T_{\text{finale}}$ | $\Delta T$ |                     |
| B37*                                                                                                                      | 45°      | 6,6            | 242°C               | 18,2°C                | 35,9°C              | 17,7°C     |                     |
| U = 2,35 m/s - décollement du ruban très rapide: le ruban est très fragile et très chaud -<br>t <sub>coulée</sub> =14,5 s |          |                |                     |                       |                     |            |                     |
| B38*                                                                                                                      | 45°      | 8,8            | 243°C               | 19,5°C                | 40,9°C              | 21,4°C     |                     |
| collage du ruban - t <sub>coulée</sub> = 9,5 s                                                                            |          |                |                     |                       |                     |            |                     |
| B39*                                                                                                                      | 45°      | 8,8            | 241°C               | 20,5°C                | 39,7°C              | 19,2°C     |                     |
| t <sub>coulée</sub> = 8,2 s                                                                                               |          |                |                     |                       |                     |            |                     |
| B40*                                                                                                                      | 45°      | 8,8            | 241°C               | 23,7°C                | 43,6°C              | 19,9°C     |                     |
| t <sub>coulée</sub> = 10,7 s                                                                                              |          |                |                     |                       |                     |            |                     |
| B41*                                                                                                                      | 45°      | 8,7            | 241°C               | 19,2°C                | 39,4°C              | 20,2°C     |                     |
| collage du ruban                                                                                                          |          |                |                     |                       |                     |            |                     |
| B42*                                                                                                                      | 45°      | 8,7            | 240°C               | 24,4°C                | 45,5°C              | 21,2°C     |                     |
| B43*                                                                                                                      | 55°      | Vr<br>variable | 244°C               |                       |                     |            |                     |
| B44*                                                                                                                      | 35°      | Vr<br>variable | 244°C               |                       |                     |            |                     |
| B45*                                                                                                                      | 45°      | Vr<br>variable | 240°C               |                       |                     |            |                     |
| B46*                                                                                                                      | 30°      | Vr<br>variable | 241°C               |                       |                     |            |                     |
| B47*                                                                                                                      | 55°      | Vr<br>variable | 244°C               |                       |                     |            |                     |

ESSAIS AVEC LA LAME D'ETAIN INCLINEE A  $\epsilon = 25^\circ$   $e = 0,9 \text{ mm}$  -  $U = 2 \text{ m/s}$

|                              | $\alpha$ | Vr<br>m/s      | T <sub>coulée</sub> | T <sub>eau</sub>      |                     |            |                     |
|------------------------------|----------|----------------|---------------------|-----------------------|---------------------|------------|---------------------|
|                              |          |                |                     | T <sub>initiale</sub> | T <sub>finale</sub> | $\Delta T$ | mise en température |
| B48                          | 30°      | 9,2            | 238°C               |                       |                     |            |                     |
| B49*                         | 42°      | Vr<br>variable | 241°C               |                       |                     |            |                     |
| B50*                         | 30°      | Vr<br>variable | 241°C               |                       |                     |            |                     |
| La vidéo n'a pas marché      |          |                |                     |                       |                     |            |                     |
| B51*                         | 27°      | Vr<br>variable | 241°C               |                       |                     |            |                     |
| U = 2 m/s                    |          |                |                     |                       |                     |            |                     |
| B52*                         | 18°      | Vr<br>variable | 244°C               |                       |                     |            |                     |
| U = 2,2 m/s                  |          |                |                     |                       |                     |            |                     |
| B53*                         | 30°      | Vr<br>variable | 242°C               |                       |                     |            |                     |
| B54*                         | 30°      | 7,24           | 240°C               | 17,7°C                | 35°C                | 17,3°C     |                     |
| U = 1,3 m/s - pas de collage |          |                |                     |                       |                     |            |                     |
| B55*                         | 35°      | Vr<br>variable | 240°C               |                       |                     |            |                     |
| B56*                         | 30°      | 7,4            | 255°C               | 12                    | 26,5                | 14,5       |                     |

## TEMPERATURE DU SUBSTRAT

**TABLEAUX 2**  
**LAME DE 1,2 mm D'EPAISSEUR**

|     | bord de la roue       |                   | milieu de la roue<br>coté entrée d'eau |                   |                       |                   | bord de la roue<br>coté sortie d'eau |                   |
|-----|-----------------------|-------------------|----------------------------------------|-------------------|-----------------------|-------------------|--------------------------------------|-------------------|
|     | T <sub>initiale</sub> | T <sub>maxi</sub> | T <sub>initiale</sub>                  | T <sub>maxi</sub> | T <sub>initiale</sub> | T <sub>maxi</sub> | T <sub>initiale</sub>                | T <sub>maxi</sub> |
| B28 | 26°C                  | 67°C              |                                        |                   |                       |                   |                                      |                   |
| B29 | 25°C                  | 86°C              |                                        |                   |                       |                   |                                      |                   |
| B30 | 19°C                  | 34°C              |                                        |                   |                       |                   | 19°C                                 | 41°C              |
| B31 |                       |                   |                                        |                   |                       |                   | 20°C                                 | 64°C              |
| B32 | 23°C                  | 36°C              |                                        |                   |                       |                   | 24°C                                 | 58°C              |
| B33 | 24°C                  | 59°C              | 27°C                                   | 140°C             | 21°C                  | 131°C             | 23°C                                 | 113°C             |
| B34 |                       |                   | 17°C                                   | 105°C             |                       |                   | 20°C                                 | 35°C              |
| B35 |                       |                   | 26°C                                   | 86°C              | 25°C                  | 90°C              | 26°C                                 | 59°C              |
| B36 |                       |                   | 27°C                                   | 136°C             | 22°C                  | 98°C              | 22°C                                 | 57°C              |
| B37 | 27°C                  | 115°C             | 34°C                                   | 58°C              |                       |                   | 34°C                                 | 58°C              |
| B38 | 22°C                  | 59°C              | 24°C                                   | 111°C             | 26°C                  | 67°C              |                                      |                   |
| B39 |                       |                   | 24°C                                   | 160°C             |                       |                   |                                      |                   |
| B41 | 28°C                  | 75°C              |                                        |                   | 29°C                  | 141°C             |                                      |                   |
| B42 | 29°C                  | 111°C             | 39°C                                   | 70°C              | 40°C                  | 144°C             |                                      |                   |

B43 à B47 : Des enregistrements ont été effectués pour obtenir la température de collage.

### BUSETTE INCLINEE

|     | bord de la roue       |                   | milieu de la roue<br>coté entrée d'eau |                   |                       |                   | bord de la roue<br>coté sortie d'eau |                   |
|-----|-----------------------|-------------------|----------------------------------------|-------------------|-----------------------|-------------------|--------------------------------------|-------------------|
|     | T <sub>initiale</sub> | T <sub>maxi</sub> | T <sub>initiale</sub>                  | T <sub>maxi</sub> | T <sub>initiale</sub> | T <sub>maxi</sub> | T <sub>initiale</sub>                | T <sub>maxi</sub> |
| B54 | 28°C                  | 59°C              | 23°C                                   | 74°C              | 31°C                  | 79°C              | 20°C                                 | 43°C              |
| B56 | 16°C                  | 43°C              | 23°C                                   | 72°C              | 22°C                  | 92°C              |                                      |                   |

## RUGOSITE DU SUBSTRAT

TABLEAU 3

Les échantillons prélevés dans le ruban sont nommés de la façon suivante Bx-n-p.

x correspond au numéro du ruban. Les conditions de coulée figurent sur les tableaux 1 à la ligne Bx.

n correspond au numéro de la réplique. Tous les échantillons de numéro Bx- n - p ont été solidifiés au même endroit sur la roue quel que soit la valeur de p.

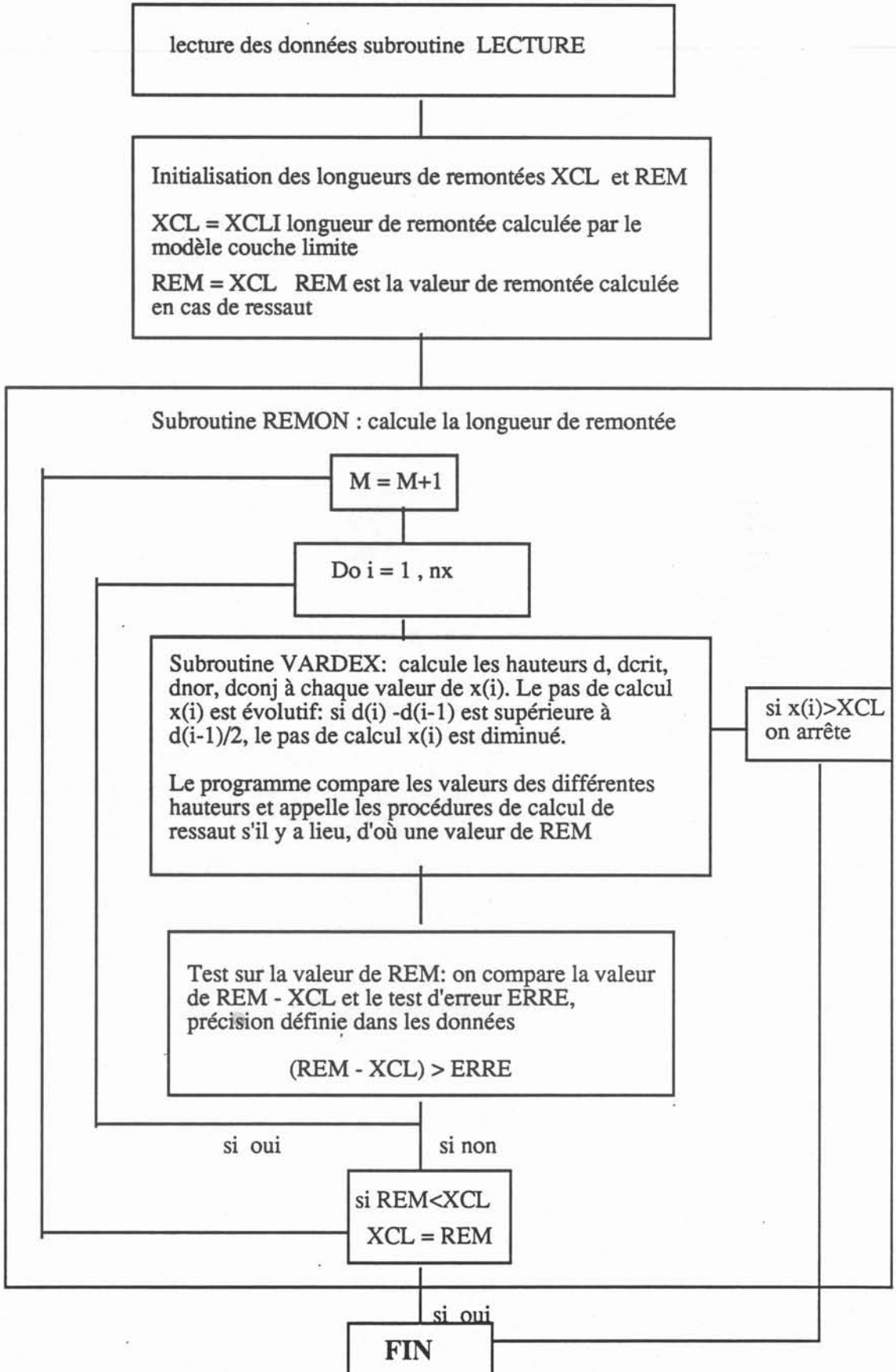
p correspond au numéro de l'échantillon prélevé, c'est-à-dire au moment de la coulée. Il correspond également à une température de substrat donné.

Les rugosités de la roue sont toutes exprimées en microns.

|           | Température      | réplique            |                |                | face inférieure du |                |                | face supérieure du |                |                |
|-----------|------------------|---------------------|----------------|----------------|--------------------|----------------|----------------|--------------------|----------------|----------------|
|           | de l'échantillon | rugosité de la roue |                |                | ruban              |                |                | ruban              |                |                |
|           | °C               | R <sub>a</sub>      | R <sub>p</sub> | R <sub>t</sub> | R <sub>a</sub>     | R <sub>p</sub> | R <sub>t</sub> | R <sub>a</sub>     | R <sub>p</sub> | R <sub>t</sub> |
| B34-1     | 105              | 0,65                | 2,5            | 4,42           | 1,5                | 7              | 25             | 18,5               | 20,5           | 35             |
| B34-1     | 105              | 0,65                | 2,5            | 4,42           | 2,1                | 7,7            | 32             | 89                 | 91             | 100            |
| B34-2     | 105              | 0,89                | 6,6            | 9,5            | 3,5                | 6,6            | 22,3           | 21,8               | 100            | 196            |
| B34-2     | 105              | 0,89                | 6,6            | 9,5            | 2,8                | 10,6           | 22             | 15,2               | 94             | 172            |
| B35-1-2   | 52-67            | 0,71                | 2,91           | 6,05           | 1,7                | 9,6            | 25,2           | 31,6               | 84             | 186            |
| B35-2-2   | 52-67            | 0,82                | 3,86           | 7,18           | 1,6                | 10,5           | 15,9           | 33                 | 105            | 210            |
| B35-1-4   | 89-95            | 0,71                | 2,91           | 6,05           | 1,5                | 5,4            | 27,7           | 23,5               | 102,5          | 188            |
| B35-2-4   | 89-95            | 0,82                | 3,86           | 7,18           | 1,3                | 4              | 20,6           | 17                 | 111            | 163            |
| B36-1-2   | 87-114           | 0,94                | 3,91           | 7,32           | 1,9                | 8,3            | 26,1           | 37                 | 138            | 276            |
| B36-2-2   | 87-114           | 1,03                | 4,9            | 12,3           | 1,9                | 10,3           | 22             | 28,3               | 101            | 190            |
| B36-1-3   | 98-136           | 0,94                | 3,91           | 7,32           | 3,2                | 12,3           | 37,5           | 16                 | 81             | 146            |
| B36-2-3   | 98-136           | 1,03                | 4,9            | 12,3           | 0,53               | 3              | 9,38           | 23                 | 103            | 192            |
| B37-1-3   | 115-167          | 1,16                | 6              | 11,02          | 2,1                | 7,9            | 35             | 38                 | 80             | 175            |
| B37-0-2   | 83-93            |                     |                |                | 3,1                | 10,5           | 36,9           | 36                 | 88             | 191            |
| B37-1-fin | 115-167          | 1,16                | 6              | 11,02          | 5,2                | 20,5           | 79,7           | 26,1               | 100            | 194            |
| B38-1-4   | 111-90           | 1,35                | 4,77           | 8,03           | 1                  | 4,6            | 26,4           | 7,5                | 34,2           | 54,3           |
| B38-2-4   | 111-90           | 1,01                | 4,66           | 9,63           | 0,9                | 3,5            | 14,5           | 10,7               | 45,8           | 76,1           |
| B38-1-2   | 67               | 1,35                | 4,77           | 8,03           | 2,2                | 8,2            | 39,9           | 10,5               | 97,6           | 143,1          |
| B38-2-2   | 67               | 1,01                | 4,66           | 9,63           | 2                  | 6,7            | 29,5           | 15,1               | 50,9           | 120,2          |
| B39-1-2   | 160              | 1,44                | 6,52           | 12,48          | 4,7                | 23,4           | 58,1           | 22,7               | 106            | 220            |
| B39-2-1   | 49,3             | 1,14                | 7,2            | 11,69          | 1                  | 9,5            | 17,2           | 10,6               | 42,2           | 91             |
| B39-2-2   | 160              | 1,14                | 7,2            | 11,69          | 3                  | 14,5           | 32             | 16,2               | 64,8           | 153,3          |
| B40-1-3   | 174              | 1,4                 | 4,7            | 11,2           | 2,9                | 13,8           | 39,7           | 20                 | 70,9           | 143,1          |
| B40-1-5   | 174              | 1,4                 | 4,7            | 11,2           | 3,3                | 12,4           | 41,5           | 34                 | 111,7          | 210            |
| B40-0-3   | 174              |                     |                |                | 2,2                | 9,3            | 31,1           | 16,1               | 58,8           | 138            |
| B40-0-5   | 174              |                     |                |                | 2,8                | 10,4           | 46,1           | 17,2               | 52,1           | 131            |
| B41-3-4   | 141              | 2,6                 | 10,3           | 18             | 3,3                | 10,4           | 24,1           | 16,4               | 66,3           | 133,9          |
| B41-2-4   | 141              | 2,6                 | 10,3           | 18             | 3,3                | 10,4           | 24,1           | 16,4               | 66,3           | 133,9          |
| B41-1-1   | 80               | 1,6                 | 7,4            | 14,1           | 2,2                | 8              | 22,4           | 25,3               | 68,2           | 125,6          |
| B41-1-2   | 132              | 1,6                 | 7,4            | 14,1           | 2,1                | 11,3           | 44,3           | 20,5               | 70,2           | 148,5          |
| B41-1-3   | 135              | 1,6                 | 7,4            | 14,1           | 2                  | 9,1            | 23,7           | 11,8               | 63,4           | 111,4          |
| B41-1-4   | 141              | 1,6                 | 7,4            | 14,1           | 2,3                | 12,8           | 24,6           | 13,6               | 69,1           | 122            |
| B42-1-3   | 134              | 1,4                 | 10,4           | 22,6           | 3,8                | 12,9           | 57,7           | 11,9               | 54,3           | 95             |
| B42-2-3   | 134              | 2                   | 12,2           | 21,8           | 4,2                | 22,7           | 46,8           | 8,1                | 35,4           | 97             |
| B42-3-3   | 134              | 2,5                 | 17,5           | 25,2           | 4,7                | 19,6           | 61,6           | 21,5               | 76,3           | 145,5          |

## ANNEXE 5

### Organigramme du programme principal





## BIBLIOGRAPHIE





## BIBLIOGRAPHIE

- 1     BATCHELOR  
      "An introduction to fluids dynamics"  
      Cambridge University Press  
      1967
- 2     BIGOT J.  
      "Mesure de la température lors d'une trempe rapide"  
      Courrier du CNRS - Images de la chimie  
      1988/1989 - Sup an n°71
- 3     BIRAT J-P - BLIN P. - JACQUOT J-L - RIBOUD P. - THOMAS B.  
      "Near net shape continuous casting of flat products at IRSID"  
      International symposium on casting of near net shape products  
      AIME - Honolulu Hawaiï USA  
      13 au 18 Nov 1988
- 4     Brevet ALLEGHENY LUDLUM STEEL  
      European Patent 0 174 766 A2  
      27 Août 1985
- 5     Brevet BATELLE DEVELOPMENT CORPORATION  
      Patent Cooperation Treaty /US86/02125  
      6 Octobre 1986
- 6     Brevet RIBBON TECHNOLOGY CORPORATION  
      European Patent 0 229 031 A2  
      7 Janvier 1987
- 7     BRUNET P. - DURAND F. - DURAND CHARRE M.  
      "Metallurgical structure of As pulverized droplets of WC alloys"  
      Refractory and hard metals  
      June 1988 - pages 83 à 88
- 8     CHANDRASEKAR  
      "Hydrodynamic and hydromagnetic stability"  
      Dover publications-INC New-york  
      1961 - Pages 298 à 315
- 9     CHOUKE R.L. -Van MEURS P. - Van der POEL C. (cité dans ref 19)  
      "The instability of slow, immiscible, viscous liquid-liquid displacement in permeable media"  
      Trans AIME 216 - pages 188 à 194
- 10    CHOW V.T.  
      "Open channel hydraulics"  
      Mac Graw Hill civil engineering series  
      1959

- 11 COX R.G.  
"The spreading of a liquid on a rough solid surface"  
Journal of fluid mechanics  
1983 - Vol 131 - pages 1 à 26
- 12 DE FRAMOND R.  
"Quelques aspects du formage électromagnétique des surfaces libres"  
Thèse IMG  
12 Novembre 1985
- 13 ETAY J.  
"Le problème des frontières libres en magnétodynamique des liquides avec  
champs magnétiques alternatifs- aspects fondamentaux et applications"  
Thèse d'état ès sciences physiques INPG  
7 Janvier 1988
- 14 GARNIER F.  
"Analyse du procédé de coulée directe de produits minces sur un seul rouleau  
(type Allegheny)"  
Note MADYLAM  
Mars 1987
- 15 GARNIER F.  
"Formage électromagnétique et coulée directe des métaux"  
Thèse INPG-mécanique des fluides  
23 Mars 1989
- 16 GRANASY -LASZLO  
"Analysis of the ribbon formation process on the single roller rapid solidification  
technique"  
Trans of the japan institute of metals  
1986 - Vol 27 - n°1 - pages 51 à 60
- 17 HAKIM V. - RABAUD M. - THOME H. - COUDER Y.  
"Directional growth in viscous fingering"  
NATO advanced research workshop  
New trends in non linear dynamics and pattern forming phenomena  
The geometry of nonequilibrium  
August 1988 - Cargèse
- 18 HOCKING L.M.  
"A moving fluid interface on a rough surface"  
Journal of fluid mechanic  
1976 - Vol 76 - Part 4 - pages 801 à 817
- 19 HOMSY G.M.  
"Viscous fingering in porous media"  
Ann. Rev. Fluid Mechanics  
1987 - Vol 19 - pages 271 à 311
- 20 HUANG S.C. - FIEDLER H.C.  
"Effects of wheel surface conditions on the casting of amorphous metal ribbons"  
Metallurgical Trans. A  
Juin 1981 - Vol 12 A - pages 1107 à 1112

- 21 HUANG S.C. - FIEDLER H.C.  
"Amorphous ribbon formation and the effects of casting velocity"  
Materials science and engineering  
1981 - Vol 51- pages 39 à 46
- 22 HUSSAIN A.K.M.F. - RAMJEE V.  
"Effects of the axisymmetric contraction shape on incompressible turbulent flow"  
Trans. of the ASME - Journal of fluids engineering  
Mars 1976 - pages 58 à 68
- 23 JACQUOT J.L. - LARRECQ M.  
"Coulée de produits plats minces - panorama mondial et projet IRSID"  
Note IRSID ACI mcs 86N283  
1986
- 24 JULLIARD P.  
rapport de DEA INPG  
Juin 1987
- 25 KAVESH S. (cité dans ref. 34)  
Metallic glasses  
ASM - OH  
1978- 36
- 26 LIEBERMANN H.H.  
"Planar and cylindrical jet streaming of water and of molten Fe<sub>40</sub>Ni<sub>40</sub>B<sub>20</sub> alloy"  
Journal of applied physics  
Nov. 1979 - Vol 50 - n°11 - Pages 6773 à 6778
- 27 MAGNAN  
Exposé journée recherche UGINE  
1989
- 28 MAHMOOD K. - YEVJEVICH V.  
"Unsteady flow in open channels"  
Water resources publications  
1975 -Vol. 1
- 29 MARINGER R.E.  
"Solidification on a substrate"  
Materials science and engineering  
1988 - Vol 98 - pages 13 à 20
- 30 MASSEY  
"Mechanical of fluid"  
D. Van Nostrand Company LTD - London  
1968
- 31 MATZKE A.E.  
"Varied flow in open channels of adverse slope"  
Trans. of the American society of civil engineers  
1937 - Vol. 102 - pages 651 à 660

- 32 METZGER D.E. - GROCHOWSKY L.D.  
"Heat transfer between an impinging jet and a rotating disk"  
Journal of heat transfer  
Nov. 1977 -Vol 99 - Pages 663 à 667
- 33 MILNE-THOMSON L.M.  
"Theoretical hydrodynamics"  
J.W. Arrowsmith limited-Winterstoke road-Bristol  
Fifth edition 1968 - Pages 299 à 305
- 34 MORET F.  
"Elaboration d'alliages microcristallisés par dévitrification de verres métalliques  
Ni Nb et Co Nb B trempés sur rouleau"  
Thèse d'état INPG  
17 Sept. 1987
- 35 PEDLEY T.J.  
"The stability of rotating flows with a cylindrical free surface"  
Journal of fluid mechanics  
Oct 1967 - Vol 30 part 1 - pages 127 à 147
- 36 PITTS E. - GRELLIER J.  
"The flow of thin liquid films between rollers"  
Journal of fluid mechanics  
1961 - Vol 11- pages 33 à 51
- 37 POPIEL C.O. - BOGUSLAWSKI  
"Local heat transfer from a rotating disk in an impinging round jet"  
Journal of heat transfer  
May 1986 -Vol 108 - Pages 357 à 364
- 38 SAVAGE M.D.  
"Cavitation in lubrication"  
Part 1: "On boundary conditions and cavity-fluid interfaces"  
Journal of fluid mechanic  
1977 - Vol 80 - Part 4 - pages 743 à 755
- 39 SILBER  
"Diagramme synthétique des écoulements graduellement variés en canaux  
découverts et différentes formes de surfaces libres"  
La houille blanche  
1952 - Numero spécial A - pages 123 à 127
- 40 SCHULTZ  
"Les principaux mécanismes de l'adhésion"  
Stage "Le mouillage"  
29-31 mai 1989- Université Pierre et Marie Curie -Paris
- 41 TAYLOR G.F.R.S.  
"Formation of thin flat sheets of water"  
Journal of fluid mechanics  
1960 - Vol 259 A - pages 1 à 17
- 42 TAYLOR G.I.  
"Cavitation of a viscous fluid in narrow passages"  
Journal of fluid mechanics  
Août 1963 - Vol 16 - Part 4 - pages 595 à 619

- 44 Articles de l'usine nouvelle  
Avril 1989
- 45 ZUTHOFF  
"Technical progress of engineering alloys production process and quality control"



LISTES DES FIGURES  
ET  
DES PHOTOGRAPHIES





## LISTE DES PHOTOGRAPHIES

- 1 Installation expérimentale avec roue en acier
- 2 Impact vu de dessous - temps de pose 1s
- 3 Impact de type I
  - 3a: vue de coté
  - 3b: vue de dessous
  - 3c: vue de face
- 4 Impact de type I'
  - 4a: vue de coté
  - 4b: vue de dessous
  - 4c: vue de face
- 5 Impact de type II
  - 5a: vue de coté
  - 5b: vue de dessous
  - 5c: vue de face
- 6 Impact de type III
  - 6a: vue de coté
  - 6b: vue de dessous
  - 6c: vue de face
- 7 Impact de type IV
  - 7a: vue de coté
  - 7b: vue de dessous
  - 7c: vue de face
- 8 Traces blanches sous l'impact
- 9 Effet du coupe-air
  - 9a: sans coupe-air
  - 9b: avec coupe-air
- 10 lame liquide en chute libre
- 11 Effet de l'adjonction d'un agent mouillant dans l'eau
  - 11a: sans agent mouillant -  $V_r = 3,3$  m/s
  - 11b: avec agent mouillant -  $V_r = 3,4$  m/s
  - 11c: sans agent mouillant -  $V_r = 6,3$  m/s
  - 11d: avec agent mouillant -  $V_r = 6,4$  m/s
- 12 Effet de l'angle d'impact - coloration des lignes de courant
  - 12a: colorant à l'arrière de la lame
  - 12b: colorant à l'avant de la lame
- 13 Installation de coulée d'étain
- 14 Vue de face de la coulée d'une lame d'étain d'épaisseur 0,9 mm ( $U=2$  m/s) inclinée à  $25^\circ$  par rapport à la verticale
- 15 Aspect des rubans d'étain - face supérieure des rubans
  - 15a: forme picot
  - 15b: forme lisse
- 16 Impact d'une lame d'épaisseur 2 mm - éjection du bourrelet
- 17 Coupe transversale de ruban - point de décrochage d'une goutte
- 18 Face supérieure d'un ruban coulé à grande vitesse
- 19 Coupe transversale d'un ruban
- 20 Défauts des rubans
- 21 Micrographies longitudinales des rubans
  - 21a: début de coulée
  - 21b: fin de coulée
- 22 Electrons rétrodiffusés - face inférieure du ruban B31
- 23 Electrons secondaires - face inférieure du ruban B31
- 24 Electrons secondaires - face inférieure du ruban B27

## LISTE DES FIGURES

- 1 Schéma de procédés de coulée en bandes minces
- 2 Procédé de coulée en bandes minces (MADYLAM)
- 3 Schéma de l'installation expérimentale
- 4 Plan des convergents n°1-n°2-n°3
- 5 Plan du convergent n°4
- 6 Définitions de l'angle d'impact
- 7 Lamme liquide en chute libre
- 8 Directions de prises de vue
- 9 Impact vu de dessous
- 10 Impact d'une lamme liquide sur une roue en rotation
- 11 Transitions de régimes dans le bouillonnement
  - 11a: lamme incidente  $e = 2$  mm -  $U = 2,6$  m/s
  - 11b: lamme incidente  $e = 1,9$  mm -  $U = 1,85$  m/s
  - 11c: lamme incidente  $e = 3$  mm -  $U = 2$  m/s
  - 11d: lamme incidente  $e = 6,5$  mm -  $U = 1,9$  m/s
- 12 Rétrécissement de la lamme
- 13 Effet de la vitesse incidente sur la longueur de remontée
- 14 Evolution de la tension superficielle suivant la concentration en agent mouillant
- 15 Vue de dessous de l'impact
- 16 Variation de la tension superficielle - longueurs de remontée du bouillonnement
  - 16a:  $\alpha = 35^\circ$
  - 16b:  $\alpha = 40^\circ$
  - 16c:  $\alpha = 45^\circ$
- 17 Variation de la tension superficielle - longueurs des flammèches dans le bouillonnement
  - 17a:  $\alpha = 35^\circ$
  - 17b:  $\alpha = 40^\circ$
  - 17c:  $\alpha = 45^\circ$
- 18 Impact d'un jet de fluide parfait
- 19 Lignes isovitesse à l'impact d'un jet de fluide parfait
- 20 Position du point à  $0,95U$  dans le bouillonnement
- 21 Impact de lamme avec une couche limite
- 22 Profil des vitesses dans le bouillonnement
- 23 Longueur du bouillonnement calculée par le modèle couche limite
- 24 Bouillonnement
- 25 Evolution de la ligne d'eau dans le bouillonnement
- 26 Ressaut hydraulique
- 27 Abscisse du ressaut  $x_1$
- 28 Forme du bouillonnement en cas de ressaut
- 29 Coefficient de Manning suivant l'angle de paroi  $\theta$
- 30 Longueur de remontée du bouillonnement
- 31 Forme du bouillonnement
  - 31a: ressaut hydraulique
  - 31b: pas de ressaut
- 32 Influence de l'angle d'impact
- 33 Influence de la gravité - variation de l'angle de paroi
- 34 Impact de jets cylindriques
- 35 Impact d'un bourrelet - vu de dessous
- 36 Instabilités de lubrification
- 37 Instabilités de lubrification d'après Taylor
  - 37a: digitation
  - 37b: cavitation
- 38 Installation expérimentale (i) de Taylor

- 39 Résultats de Taylor (ref.42)
- 40 Instabilités dues à la lubrification  
eau pure - eau avec agent mouillant
- 41 Points à gradient de pression nul
- 41bis Comparaison de  $X_{\min}$  (valeur mesurée) et de  $X_p$  (valeur calculée du point tel que  $\text{grad } P = 0$ )
- 42 Expérience de Pitts et Greiller
- 43 Schéma d'une cellule de Hele-Shaw
- 44 Digitation aux grands nombres capillaires
- 45 Profil des vitesses dans le bouillonnement
- 46 Longueurs d'ondes des instabilités axisymétriques à l'avant de l'impact
- 47 Longueurs d'ondes des instabilités axisymétriques dans le bouillonnement (flammèches)
- 48 Nombre de Taylor critique en fonction de  $\mu'$
- 49 Longueurs d'ondes des perturbations critiques en fonction de  $\mu'$
- 50 Récapitulatif des transitions de régimes du bouillonnement
- 51 Schéma de l'installation
- 52 Profil d'épaisseur de la couronne en cuivre
- 53 Ecoulement dans la busette par le canal d'amenée
- 54 Variation du débit d'alimentation en étain liquide
- 55 Refroidissement de la roue
- 56 Influence du sens de refroidissement sur les rubans
- 57 Débit d'eau dans la roue
- 58 Système de polissage
- 59 Maximum d'angle de paroi
- 60 Evolution de la température de sortie d'eau au cours d'un essai B17
- 61 Vitesse de mise en température de la roue
- 62 Evolution de la température de la roue en fonction de la vitesse de rotation
- 63 Définitions des valeurs de rugosités suivant la norme DIN 4768
- 64 Carte de transitions d'aspect du bouillonnement ( lame d'étain de 1,2 mm)
- 65 Limite de solidification ( lame de 2 mm)
- 66 Aspect des rubans d'étain - face supérieure des rubans  
66a: forme picot  
66b: forme lisse
- 67 Effet de bord - jets décollés à l'impact des bourrelets
- 68 Expérience d'impact de jets de gaz
- 69 Influence de l'angle d'impact sur le coefficient de transfert de chaleur
- 70 Pied de jet dans la technique "planar flow casting"
- 71 Profils de température, de viscosité et de vitesse dans la couche limite
- 72 Définition des angles
- 73 Angle de contact minimum sur la roue pour solidifier un ruban d'épaisseur  $e'$  sur notre installation  $R = 0,2$
- 74 Effet de la solidification sur la longueur de remontée
- 75 Expérience de Maringer
- 76 Définitions de  $\gamma_c$
- 77 Influence de l'entraînement d'air
- 78 Exemple de polissage de la roue
- 79 Rugosités de la face inférieure du ruban
- 80 Rugosités de la face supérieure du ruban
- 81 Variation de la rugosité avec l'angle des rayures
- 82 Transferts de rugosité suivant la mouillabilité du substrat par le liquide
- 83 Ligne de contact sur une surface rugueuse
- 84 Angle de contact macroscopique en fonction de la position de l'interface
- 85 Position de la ligne de contact sur une surface rayée
- 86 Forme de goutte sur une surface rayée
- 87 Définition de la coupe transversale
- 88 Schéma d'une coupe transversale
- 89 Coupe longitudinale

- 90 Champ de vitesse dans le fluide
- 91 Schéma de l'installation
- 92 Limite de solidification
- 93 Domaine de stabilité de l'impact - Transitions de régime dans le bouillonnement
- 94 Impact de deux jets de fluide parfait (a)  
Domaine transformé dans le plan complexe
- 95 Bouillonnement
- 96 Schéma du front de solidification





A U T O R I S A T I O N de S O U T E N A N C E

VU les dispositions de l'Arrêté du 23 novembre 1988 relatif aux Etudes doctorales

VU les rapports de présentation de

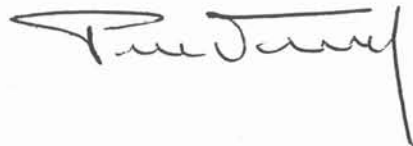
- Monsieur BAVAY
- Monsieur CHARNAY

Madame JULLIARD épouse PETIT Pascale

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

"Mécanique"

Fait à Grenoble, le 26 Janvier 1990







**Thèse de Doctorat de l'Institut National  
Polytechnique de Grenoble**

*Titre de l'ouvrage :*

**COULEE DIRECTE DE METAUX EN BANDES  
MINCES  
ASPECTS HYDRAULIQUES ET  
THERMIQUES**

*Nom de l'auteur :*

**JULLIARD Pascale**

*Etablissement :*

**Institut National Polytechnique de Grenoble**

**RESUME**

Une étude d'impact d'une lame liquide sur la tranche d'une roue est présentée simulant une situation de "melt-spinning". La première partie traite des aspects hydrauliques du phénomène en se focalisant sur la partie de la lame liquide (eau) se développant en contre-rotation après l'impact (bouillonnement). Le bouillonnement présente cinq aspects différents suivant la vitesse de rotation et l'angle d'impact. Les transitions entre les divers régimes sont expliquées comme une compétition entre les effets de l'inertie, de la gravité, de la viscosité et de la tension superficielle. Pour cela des modèles physiques utilisant des notions liées aux couches limites, ressauts hydrauliques et instabilités dans les écoulements de lubrification ont été élaborés. L'étude est poursuivie sur une installation fonctionnant avec de l'étain qui met en évidence l'effet stabilisant de la solidification dans la partie centrale de la lame. Deux limites du procédé sont alors mises en évidence : la longueur de contact minimale entre le métal et le substrat nécessaire à la solidification et une limite de collage du ruban qui impose une vitesse maximale de rotation de la roue. Une étude métallurgique des rubans complète les résultats.

**MOTS CLES**

Coulée directe ; Impact ; Lame bidimensionnelle ; Couche limite laminaire ; Ressaut hydraulique ; Mouillage ; Instabilité de lubrification ; Trempe sur rouleau.