50376 1976 128

50**37**6 1976 **12**8

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR - INGENIEUR

Spécialité : Physique



Serge DALLAIRE

CONTRIBUTION A L'ETUDE D'UN FOUR ROTATIF ELECTRIQUE A ELECTRODES GAZEUSES

Soutenue le 16 février 1976, devant la Commission d'Examen

Président	MM.	B. ESCAIG	Université de Lille
Examinateur s		P. FAUCHAIS	Université de Limoges
		C. DOUKHAN	Université de Lille
		P. DEBRAINE	CEA Saclay
		D. YEROUCHALMI	CEA Saclay

REMERCIEMENTS

A Monsieur B. ESCAIG, professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, pour la bienveillance avec laquelle il m'a encouragé à poursuivre cette étude et qui m'a fait l'honneur de présider mon jury, j'adresse mes plus vifs remerciements.

A Monsieur P. FAUCHAIS, président de l'Université de Limoges et rapporteur de ce travail, j'adresse mes très sincères et respectueux remerciements pour l'intérêt qu'il a manifesté pour cette étude.

A Monsieur J.C. DOUKHAN, directeur de l'Institut de Sciences des matériaux, qui m'a fait l'honneur d'être membre de mon jury, j'adresse l'expression de ma profonde reconnaissance.

Que Monsieur P. DEBRAINE, attaché à la direction du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et professeur à l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires, qui m'a accueilli dans son service et qui a bien voulu juger ce travail, veuille bien accepter l'assurance de ma gratitude.

Que Monsieur D. YEROUCHALMI, ingénieur au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, qui m'a suivi tout au long de ces quelques années, trouve ici l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Qu'il me soit permis de remercier mes camarades de laboratoire, Messieurs J. AUBRETON, F. KASSABJI, C. LHERM et B. PATEYRON pour l'aide amicale qu'ils m'ont apportée.

Je remercie enfin les gouvernements français et québécois ainsi que le Commissariat à l'Energie Atomique pour le support grâce auquel cette étude a été possible.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	
I - DESCRIPTION DU FOUR ROTATIF ELEC	TRIQUE A ELECTRODES GAZEUSES ET
CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEME	NT 2
I - 1. Historique	
I - 2. Description	
I - 2 - 1. Enceinte therm	ique 4
I - 2 - 1 - 1.	Partie fixe 4
I - 2 - 1 - 2.	Partie rotative 5
I - 2 - 1 - 3.	Joint hydrodynamique
I - 2 - 1 - 4.	Dispositif d'étanchéité 7
	I - 2 - 1 - 4 - 1. Dispositif amont 7
	I - 2 - 1 - 4 - 2. Dispositif aval
	et chenal de coulée 8
I - 2 - 2. Source de chal	eur
I - 2 - 2 - 1.	Généralités 8
I - 2 - 2 - 2.	Terminologie et difinition 9
	I - 2 - 2 - 2 - 1. Plasma
	I - 2 - 2 - 2 - 2. Générateur à plasma 10
	I - 2 - 2 - 2 - 3. Générateur à arc
	soufflé 10
	I - 2 - 2 - 2 - 4. Générateur à arc
	soufflé avec trans-
	fert d'arc 11
I - 2 - 2 - 3.	Source de chaleur pour la fusion en
	autocreuset rotatif 12
	I - 2 - 2 - 3 - 1. Principe 12
	I - 2 - 2 - 3 - 2. Interférence et effet
	stabilisateur de la
	cavité sur la source
	de chaleur 14

I - 3. Matériel utilisé et description de l'installation	15
I - 3 - 1. Générateurs à arc soufflé	15
I - 3 - 2. Alimentation de l'arc principal	16
I - 3 - 3. Circuits électriques et hydrauliques	16
I - 4. Caractéristiques de fonctionnement	16
I - 4 - 1. Générateurs à arc soufflé	16
I - 4 - 2. Arc principal	17
I - 4 - 3. Isolation électrique	18
I - 4 - 4. Vitesse de rotation	19
I - 5. Résumé	20
FIGURES	24
ΒΤΡΙ ΤΟ Ο Α Ο Η ΤΕ	21
DIDLIUGKAPHIE	61
II - PHENOMENES DE TRANSFERT DE CHALEUR	39
II - 1. Introduction	39
II - 2. Principales déterminations du coefficient de transfert	39
II - 2 - 1. Corrélations à basses températures	39
II - 2 - 2. Etudes du transfert à hautes températures	40
II - 2 - 3. Conclusions	40
II - 3. Problème inverse	4 1
II - 4. Etude de la diffusivité thermique avec changement de phase	43
II - 4 - 1. Description du système étudié	43
II - 4 - 2. Problème de diffusivité avec changement de	
phase	43
II - 4 - 3. Les solutions proposées à ce problème	45
II - 4 - 3 - 1. La méthode variationnelle	45
II - 4 - 3 - 2. La méthode des transformées.	45
II - 4 - 3 - 3. La méthode du bilan de chaleur	46
II - 4 - 3 - 4. Les méthodes "pseudoanalytiques"	46
II - 4 - 3 - 5. Les méthodes numériques	46
II - 4 - 3 - 6. Critique de ces méthodes	46
II - 4 - 4. Examen des méthodes numériques	47
II - 5. Première solution proposée	47
II - 5 - 1. Hypothèses	47
II - 5 - 2. Description des équations	48
II - 5 - 3. Conclusion	50
II - 6. Solution pour un cylindre troué	50
II - 6 - 1. Exposé du problème	50

```
II - 6 - 2. Transformation en variables réduites.....
                                                            52
           II - 6 - 3. Solution des équations différentielles....
                                                            53
                     II - 6 - 3 - 1. Régions liquide et solide
                                   loin de l'interface.....
                                                            54
                     II - 6 - 3 - 2. Région près de l'interface.
                                                            54
                                   II - 6 - 3 - 2 - 1. Point 4+1
                                                            54
                                   II - 6 - 3 - 2 - 2. Point q-1
                                                            55
                                   II - 6 - 3 - 2 - 3. Point q
                                                            55
                     II - 6 - 3 - 3. Mouvement de l'interface...
                                                            56
                     II - 6 - 3 - 4. Conditions aux limites....
                                                            57
           II - 6 - 4. Considérations sur la solution numérique...
                                                            58
    II - 7. Etude expérimentale.....
                                                             60
           II - 7 - 1. Mesure de la température à l'intérieur d'un
                     cylindre rotatif.....
                                                             60
           II - 7 - 2. Mesure de la température par télémètrie....
                                                            61
           II - 7 - 3. Montage des thermocouples.....
                                                            62
           II - 7 - 4. Déroulement des essais.....
                                                            65
FIGURES......
                                                            68
BIBLIOGRAPHIE.....
                                                            66
III - RECHERCHE DES CONDITIONS AUX LIMITES ET EFFICACITE DU FOUR....
                                                            73
     III - 1. Transfert de chaleur.....
                                                            73
             III - 1 - 2. Choix du matériau.....
                                                            74
             III - 1 - 3. Détermination de r_0, de la porosité et
                        de la position de l'interface.....
                                                            74
             III - 1 - 4. Choix des propriétés physiques.....
                                                            75
                        III - 1 - 4 - 1. Conductivité thermique
                                       du solide en vrac.....
                                                            75
                        III - 1 - 4 - 2. Conductivité thermique
                                       de l'alumine liquide...
                                                            77
                        III - 1 - 4 - 3. Autres propriétés
                                       physiques.....
                                                            78
             III -1 - 5. Choix de la section et courbes de
                        déplacement.....
                                                            78
             III - 1 - 6. Solution numérique.....
                                                            79
                        III - 1 - 6 - 1. Condition à la limite externe 79
                        III - 1 - 6 - 2. Calculs numériques.....
                                                            79
                        III - 1 - 6 - 3. Température avant le change-
                                       gement de place .....
                                                            80
```

	III - <u>1 -</u> 6 - 4. Mise au noint de la	
		c
	111 - 1 - 6 - 6))
		.
77	1 - 1 - 7. Retraction du repère 82	7
II	I - 1 - 8. Comparaison 83	S
II	I - 1 - 9. Recherche de la condition à la limite	
	interne	3
	III - 1 - 9 - 1. Déplacement de l'inter-	
	face83	3
	III - 1 - 9 - 2. Comparaison des résul-	
	tats expérimentaux et	
	calculés 84	4
	III - 1 - 9 - 3. Sources d'erreurs 84	4
	III - 1 - 9 - 4. Conclusions 86	6
III - 2. Pe	rformances thermiques du four rotatif 86	6
III - 3. Mo	difications des matériaux soumis au traitement 89	6
II	I - 3 - 1. Fusion d'oxydes réfractaires 89	6
	III - 3 - 1 - 1. Fusion simple 90	0
	III - 3 - 1 - 2. Fusion et coulée 91	-
	III - 3 - 1 - 3. Elaboration d'oxydes	
	mixtes	-
11	I - 3 - 2. Vaporisation d'oxydes réfractaires 93	3
II	I - 3 - 3. Conclusions	4
FIGURES	97	7
BIBLIOGRAPHIE		ى د
CONCLUSION		м М
	ANNEXES.	
I - Caractéristiq	ues techniques des redresseurs125	с Л
II - Explosions p	rovoquées lors de la coulée de matériaux fondus	
dans l'eau		9
III - Système de	télémesure à courte distance131	-
IV - Programme de V - Analvse snect	calcul - Listes des instructions FORTRAN 136 rochimique d'échantillone de Mao	1 0
	rounmique a comancilitudio de mgo	`

INTRODUCTION

- 1 -

L'intérêt soutenu de l'arc électrique dans ses applications comme source d'énergie pour les souffleries à haute température, les appareils de conversion directe d'énergie, les dispositifs d'essai sous chauffage aérodynamique, les moyens de propulsion a, pendant la dernière décade, donné un élan prodigieux aux études de plasma d'arcs dans beaucoup de disciplines scientifiques.

La physique théorique et appliquée s'intéresse à l'arc électrique dans la mesure où il lui sert à produire des plasmas dont les études de diagnostic par rapport à la diffusion, au taux de recombinaison, à l'écart de l'équilibre thermodynamique, aux spectres de radiation... etc sont d'un intérêt majeur. Ces études sont évidemment nécessaires à la compréhension de ce qu'on appelle le quatrième état de la matière.

L'ingénierie, quant à elle, se préoccupe des moyens d'application directe des plasmas produits par l'arc électrique : source première de propulsion spatiale ou appareils de forte enthalpie. Le moyen le plus primaire mais aussi le plus efficace pour transférer à un corps le contenu énergétique d'un arc électrique consiste à le mettre directement en contact avec cet arc. Le présent travail est donc consacré à un appareil destiné à tirer parti de cet avantage : le four rotatif électrique a électrodes gazeuses.

Dans une première partie, on s'attache à donner une description organique de ce type d'appareil et à exposer ses critères de fonctionnement.

La principale transformation que subit le corps étant la fusion, on cherche dans une seconde partie, une solution au problème de diffusivité avec changement de phase.

Par le biais de cette solution, on détermine finalement les facteurs technologiques qui caractérisent cet appareil : phénomènes d'échange de chaleur et caractéristiques des matériaux soumis au traitement thermique. I - DESCRIPTION DU FOUR ROTATIF ELECTRIQUE A ELECTRODES GAZEUSES ET CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEMENT.

2 -

L'accès aux hautes températures et à leur utilisation dans un but industriel a depuis longtemps été limité soit par le moyen d'obtenir un flux thermique important et de le transférer efficacement à un matériau, soit par la façon de contenir adéquatement le matériau soumis au traitement et de le maintenir à l'abri des pollutions par contact.

I - 1. Historique.

Pour maintenir et contenir un solide à son point de fusion en utilisant un moyen moins conventionnel que le four à sole fixe, ZOTOS (1) avait conçu un four rotatif de verrerie, chauffé au moyen d'une flamme chimique. En 1950, GROSSE (2) avait repris ce principe pour concevoir un récipient à haute température, afin d'éviter l'emploi du tungstène, de la thorine et du graphite. Ces matériaux réagissent chimiquement avec la substance à étudier et possèdent une faible tenue aux chocs thermiques. Le réacteur chimique qu'il avait construit consistait en un cylindre d'acier inoxydable garni de briques d'alumine et était chauffé par la chaleur dégagée par la réaction exothermique de l'aluminium avec l'oxygène (T≃3800K). La nécessité de coupler ce type de réacteur à une réaction exothermique ne rendant possible que l'étude de la réaction elle-même le conduisit à utiliser le générateur à plasma comme source de chaleur (3,4). Même pourvu d'un générateur à plasma dont la puissance variait de 8 à 17 kW et dont le débit gazeux (Hélium) était compris entre 15 et 35 litres mn⁻¹, cet appareil n'était qu'un outil pour l'étude de la distillation de l'aluminium et était de ce fait condamné à l'oubli.

L'idée de l'autocreuset rotatif fut ensuite reprise soit pour y focaliser l'image solaire (5) soit comme appareil de vaporisation d'oxydes réfractaires (6,7,8). Dans le premier cas, le faible rendement n'en faisait qu'un dispositif pour l'étude de la tenue des matériaux et dans l'autre cas, le faible flux de chaleur d'un générateur à plasma de 30 kW requiererait l'emploi d'un agent réducteur (le carbone) intimement mélangé à la charge afin d'obtenir un produit de vaporisation qu'on réoxydait pour constituer l'oxyde.

Né du principe de l'autocreuset rotatif et de l'utilisation du générateur à plasma fut construit un nouvel appareil thermique que l'on désigne sous le nom de "four rotatif à température élevée chauffé axialement par un plasma d'arcs transférés" (9,10). Selon les auteurs (10), l'appareil de fusion consistait essentiellement en un résistor gazeux formé par une colonne de plasma (source de chaleur) et une coquille cylindrique rotative de 12 litres (enceinte thermique). Le résistor gazeux de plasma était produit par deux générateurs à plasma de 10 kW disposés face à face aux extrémités de l'enceinte et entre lesquels on maintenait une différence de potentiel au moyen d'un redresseur. Grâce à la chaleur dégagée par ce résistor gazeux le matériau enfourné, un oxyde réfractaire, fondait et s'écoulait par une extrémité de l'enceinte lorsqu'on l'inclinait. Des puissances de l'ordre de 75 kW permettaient d'atteindre des rendements estimés significatifs (10) et les auteurs laissaient entrevoir qu'avec des fours de plus grandes dimensions, des rendements plus élevés pourraient être obtenus.

L'extrapolation d'un appareil de laboratoire à un de type industriel est une opération si délicate, parce qu'elle suppose une connaissance préalable des phénomènes, qu'elle peut se solder par un échec. C'est afin d'étudier les conséquences d'une extrapolation que fut construit un four rotatif de 58 litres par le C.E.A. et la société bruxelloise Electrotherm.

I - 2. Description.

Si on définit un four comme un appareil thermique où l'on produit de la chaleur à partir de tel type d'énergie et où a lieu la transmission de la chaleur au matériau soumis au traitement dans un but technologique (11), il importe de bien définir la destination technologique et thermotechnique de l'appareil. Ceci impose une description du four en tant que thermogénérateur, d'où une description de la source de chaleur et de l'enceinte thermique.

Bien qu'un schéma de principe du "four rotatif à plasma d'arcs superposés" ait déjà été esquissé précédemment (9,10), pour un appareil plus conséquent, de dimension quasi-industrielle, il importe d'en donner la description complète. En effet certains phénomènes jusqu'alors insoupçonnés sont apparus déterminants non seulement pour le fonctionnement général de l'appareil mais aussi pour son principe de fonctionnement. C'est pourquoi il est essentiel d'en donner la description détaillée en y dégageant, à la lumière de l'expérience, certains aspects fondamentaux.

Bien qu'il soit difficile de dissocier l'enceinte thermique où s'effectuent les transformations de la source de chaleur pour des raisons évidentes que nous évoquerons par la suite, nous les dissocions par souci de commodité.

I - 2 - 1. Enceinte thermique.

Comme illustré sur les figures I -1 et I - 2, l'enceinte thermique du four rotatif électrique à électrodes gazeuses est composée de deux parties distinctes : l'une fixe, l'autre rotative, formant une double enveloppe métallique refroidie par circulation d'eau.

I - 2 - 1 - 1. Partie fixe.

La partie fixe extérieure est une enveloppe métallique d'acier inoxydable de forme trapézoïdale composée d'un bassin inférieur (1), de deux portes latérales (8) et (10) pouvant pivoter sur les gonds des charnières fixées sur la cuve (1). Ce carter repose sur un socle métallique (46) (Fig. I-5) par l'intermédiaire de deux tourillons (47). Ces deux tourillons forment un axe transversal autour duquel bascule le carter au moyen d'un vérin hydraulique situé à l'opposé du pivot afin de permettre la coulée du matériau fondu.

Cette enveloppe est séparée en deux à sa partie supérieure, afin de permettre l'extraction aisée de la partie rotative. Sur les parties fixes (1) et amovibles (1) sont fixés les demi-berceaux (7) des chemins de roulement (6) de la partie rotative et les organes de refroidissement solidaires de leur partie respective. Ces organes de refroidissement sont constitués par 6 entretoises tubulaires (2) munis de gicleurs (20) et de tubes recourbés (14) pour le refroidissement respectif de la partie cylindrique (3) et les parties coniques (6) de l'autocreuset rotatif. Les tubes (14) furent supprimés et remplacés par des gicleurs du même type que (20) en raison de leur encombrement et de leur proximité du cylindre rotatif. En cas de frottement, ce qui était difficilement évitable, ces tuyaux et les entretoises tubulaires (2) sur lesquelles ils étaient fixés constituaient un chemin idéal au passage du courant et étaient la source d'arcs parasites destructifs. Des gicleurs assurent un refroidissement au moins sinon plus efficace que ces tuyaux et suppriment les risques précédemment mentionnés. Des tuyaux souples de caoutchouc raccordés aux entretoises (2) assurent l'alimentation en eau de refroidissement tandis que d'autres raccordés au fond de la cuve en (18) permettent son évacuation.

- 5 -

Sur les portes latérales (8) et (10) sont fixés les supports des générateurs à arc soufflé (5) et (12) munis de dispositifs assurant des déplacements horizontal et vertical des générateurs pour leur centrage par rapport à l'axe du four.

De côté sur le carter (1), une saillie contient un moteur hydraulique à vitesse variable (21). Un levier d'embrayage (22) fait glisser le pignon (13) sur la roue dentée (19) de la partie rotative pour assurer sa rotation.

I - 2 - 1 - 2. Partie rotative.

La partie rotative, constituant avec sa charge l'autocreuset, est l'enceinte thermique proprement dite. Elle se compose principalement d'une coquille cylindrique 3 d'acier inoxydable sur laquelle sont fixés les chemins de roulement 16 et la roue dentée 19 grâce auxquels la rotation est assurée. A chacune de ses extrémités, elle se termine par une partie tronconique 6 en cuivre reposant sur une entretoise isolante 7.

Dans l'élément tronconique vient s'emboîter un tore de cuivre 4 percé d'un orifice de 30 mm, désigné sous le nom de bec de coulée. Cette pièce vulnérable sur laquelle glisse le liquide en fusion au moment de la coulée et au centre de laquelle passe l'arc électrique est, par une légère conicité, maintenue en contact intime avec son support 6 afin d'être efficacement refroidie. Lorsqu'elle est trop érodée, elle peut être aisément remplacée.

L'assemblage mécanique de la coquille cylindrique (3), de l'entretoise (7) et du tronçon de cuivre (6) est assuré par des boulons chemisés par des douilles isolantes et recouverts de capuchons diélectriques afin de réaliser étanchéité et isolation électrique. En raison de la différence de potentiel élevée (840 volts) maintenue avant l'allumage de l'arc entre les deux extrémités de l'autocreuset et à la suite de nombreux accidents dont les conséquences ont

frisé la catastrophe, les parties originales du sous-ensemble tronçon (6) entretoise (7) et coquille cylindrique (3) ont dues être modifiées. En effet l'entretoise primitive en fibrociment, parce qu'elle se fissurait à cause de sa faible tenue mécanique et aussi qu'elle était perméable à l'eau et devenait de ce fait légèrement conductrice, a été la source de dérives importantes de courant qui ont endommagé l'autocreuset au point de le rendre inutilisable. Elle a été remplacée par une entretoise d'abord en celoron puis finalement en un matériau moins résistant thermiquement mais plus plastique, le nylon. Il en va de même du chemisage des boulons de serrage qui fut remplacé par une pièce plus massive après rectification de la coquille cylindrique d'acier inoxydable et du tronçon de cuivre. En effet le chemisage original était tel que s'il se fissurait, il mettait à nu des pièces métalliques séparées par une distance compatible avec l'amorçage d'un arc sous une tension à vide de 840 Volts. Bien que ces modifications aient été suffisantes à assurer la rigidité à l'assemblage de ces lourdes pièces et l'élasticité nécessaires afin qu'il n'y ait point rupture de l'isolant à la suite de contraintes mécaniques induites lors du montage ou thermiques lors du chauffage, une nouvelle modification fut pratiquée. La partie tronconique de cuivre fut sectionnée de façon à ce que le montage s'effectue métal contre métal. Ainsi lors de l'ouverture de la virole , la courronne restante de cuivre demeurait fixe avec son isolation électrique. De délicate qu'elle était, l'opération devenait ainsi aisée et rapide.

L'analyse des expériences effectuées sur le four rotatif et des accidents survenus quelquefois depuis sa mise en opération nous permet d'affirmer que l'isolation électrique de la virole est capitale. Il est évident qu'une mauvaise isolation électrique se traduit par une dérive de courant et l'amorçage d'arcs parasites destructifs. Plus encore, comme nous le verrons plus loin, l'isolation électrique de la partie rotative a un effet marqué sur la source de chaleur.

I - 2 - 1 - 3. Joint hydrodynamique.

La liaison de la virole et du carter trapézoïdal (1) s'effectue au niveau des portes latérales (8) et (10) par un joint hydrodynamique. Comme illustré sur la figure I-3, la partie fixe de ce déflecteur (40) est boulonnée au carter (8) tandis que la partie mobile (40) entraînée par le mouvement de la virole est solidaire de la pièce tronconique de cuivre (6). Par sa conception, ce type de "joint" évite que l'eau de refroidissement ne soit projetée à l'extérieur et supprime un joint frottant usable, non étanche et dissipateur d'énergie. Lors de la coulée d'oxydes réfractaires fondus, la présence d'eau peut être parfois génante mais s'il s'agit de métaux, elle a des effets catastrophiques (explosions) comme expliqué en Annexe |Explosions provoquées lors de la coulée de matériaux fondus dans l'eau|.

I - 2 - 1 - 4. Dispositifs d'étanchéité.

Afin d'assouplir et de généraliser l'emploi du four rotatif, des dispositifs d'étanchéité furent étudiés (12, 13, 14). Ces dispositifs furent conçus pour rendre le four rotatif apte à des opérations métallurgiques et par souci de contrôler l'atmosphère à l'intérieur de l'autocreuset. En effet, le montage initial n'a que peu de souplesse. Comme illustré à la figure I-1, les deux orifices de l'autocreuset laissent pénétrer les gaz chauds issus des générateurs à arc 5 et (12) mais entraînent aussi de l'air à leur périphérie et ne permettent pas par conséquent de contrôler l'atmosphère : réductrice ou rigoureusement neutre.

> I - 2 - 1 - 4 - 1. <u>Dispositif</u> amont.

Le dispositif d'étanchéité amont est illustré à la figure I-3. Il est composé d'un disque d'acier inoxydable (23) prolongé par un fourreau métallique d'acier inoxydable, support métallique du générateur à arc (5). Une double paroi (24) en inox et une spirale de guidage en cuivre (25) font en sorte que ce disque métallique et le fourreau du générateur à arc soient efficacement refroidis par de l'eau qui pénètre en (33) et ressort en (28). Il est fixé par des boulons (34) chemisés de douilles isolantes en celoron aux portes latérales du carter 8. Une couronne isolante de celoron (36) l'isole du carter mis à la terre. Sur sa face interne le plateau refroidi constitué par (23), (24) et (25) est isolé de la partie tronconique de cuivre (6) à sa partie froide par une bride en celoron (37) et à sa partie exposée au rayonnement par une plaque en micaver (39). Cette plaque isolante a aussi un autre rôle ; percée d'orifices elle permet de maintenir un rideau gazeux entre la partie mobile et la partie fixe évitant que de l'air ou de la vapeur d'eau qui auraient franchi (40) et (15) ne soient entraînés à l'inle joint hydrodynamique

térieur du creuset. Un gaz pressurisé dont la nature est fonction de la transformation effectuée dans la zone réactive est injecté en (27). Un surplus de gaz, mais à une pression inférieure à celle qui maintient le rideau gazeux peut être admis en (32). Un joint gonflable de forme circulaire (38) permet lorsque la virole est au repos et que l'autre extrémité du four possède un dispositif d'étanchéité d'effectuer un vide primaire tel que nous l'avons décrit ultérieurement (12, 13, 14).

Le support du générateur à arc (5) est garni d'un fourreau intercalaire en celoron (nylon) (30) qui l'isole de la partie métallique et lui permet de coulisser par frottement. L'avancement ou le recul du générateur (5) s'effectue par un écrou de commande en bronze (31) actionné par un volant (29).

> - 2 - 1 - 4 - 2. <u>Dispositif aval</u> <u>et chenal de</u>

<u>coulée</u>.

Le dispositif aval illustré à la figure I-4 est similaire au dispositif amont précédemment décrit. A ce dispositif est ajouté un chenal de coulée. Ce chenal est un tronc de cône de cuivre (42)chemisé refroidi par circulation d'eau. Il sert de support d'ancrage d'un ciment réfractaire (43) de même nature que la matériau à couler. Chauffé par le générateur aval (12), il évite que le matériau fondu ne fige lorsque le four est incliné pour la coulée et qu'il soit projeté latéralement dès qu'il franchit le bec de coulée. Une bride de stumatite (44) sert d'isolement entre le chenal de coulée (42) et la pièce tronconique rotative (6).

Le support du générateur aval (52) (Figure I-5) avec. son fourreau intercalaire est similaire à celui du dispositif amont sauf qu'il n'est point chemisé. Une manivelle fixée en (51) actionne un écrou de commande qui permet de régler la position du générateur dans un plan horizontal. Son inclinaison est assurée par un cable gainé 48 (49) relié à un boîtier démultiplié (53) fixé sur le socle (46). On peut ainsi aisément régler la position du générateur (12) dans les plans horizontal et vertical et déterminer pour une opération donnée son emplacement optimum.

I - 2 - 2. La source de chaleur.

I - 2 - 2 - 1. Généralités.

Pour fondre avec efficacité un matériau dans une enceinte

thermique, il faut disposer d'une source de chaleur dont non seulement la température moyenne est supérieure au point de fusion du matériau mais aussi dont le flux thermique est important. Avant l'avènement de techniques aboutissant à la construction d'appareils capables de produire des gaz ionisés à des températures comprises entre 8 000 et 50 000 K, il n'existait que les flammes chimiques, les brûleurs permettaient d'atteindre des températures de 2 900°C suffisantes à la fusion de corps mais par contre ne possédaient qu'un faible flux de chaleur, comme nous permet de le constater le tableau I-1.

Par contre le générateur à plasma (de type inductif ou à arc soufflé) où les densités d'énergie sont plus élevées donnent accès à des températures et à des flux de chaleur nettement supérieurs aux flammes chimiques, et plus encore les générateurs à plasma avec transfert d'arc.

TABLEAU I-1

Comparaison entre divers types de sources de chaleur (15)

TEMPERATURE MAXIMALE (°C)	FLUX DE CHALEUR	
	(BTU/in²/sec)	(kcal/cm ² /sec)
1800	1	0.04
1800	5	0.2
2900	5	0.2
2900	12	0.48
15000	42	1.68
30000	150	6.00
	TEMPERATURE MAXIMALE (°C) 1800 1800 2900 2900 15000 30000	TEMPERATURE MAXIMALE (°C) FLUX DE (°C) (BTU/in²/sec) 1800 1 1800 5 2900 5 2900 12 15000 42 30000 150

I - 2 - 2 - 2. Terminologie et définitions.

Avant de poursuivre notre étude, afin qu'il n'y ait point de confusion et aussi par souci de clarté, il convient de définir certains termes dont l'emploi sera fréquent par la suite.

I - 2 - 2 - 2 - 1. <u>Plasma</u>.

On entend par plasma, non seulement un gaz ionisé, pour reprendre la définition de Langmuir , mais plus généralement un milieu répondant aux conditions suivantes :

- la dimension spatiale où les particules qui le composent

sont confinées est grande devant la distance d'écran de Debye

- ce milieu contient, en nombre égal, des particules chargées positivement et négativement, l'ensemble étant neutre.

- formulé de façon plus élégante, on définit un plasma comme un ensemble de particules libres, chargées ou neutres, tel que la charge nette non compensée soit faible comparée aux charges de chaque signe.

> I - 2 - 2 - 2 - 2. <u>Générateur à</u> plasma.

Un générateur à plasma est un appareil au sens général capable de produire un gaz satisfaisant à la définition ci-dessus mentionnée.

 $I - 2 - 2 - 2 - 3. \frac{Générateur à}{arc soufflé.}$

Le générateur à arc soufflé est un appareil constitué de deux électrodes (par opposition au générateur de type inductif que nous ne décrirons pas ici) : une cathode et une anode entre lesquelles un gaz (Ar, He, N₂ ou H₂) lors de son passage s'ionise partiellement. On emploiera ce terme plutôt que celui de chalumeau qui décrit l'application du générateur à arc soufflé en soudure ou en découpage. On discrimine aussi le terme torche que l'on estime impropre.

Le générateur à arc soufflé, schématiquement représenté à la figure I-6 se compose essentiellement de deux électrodes refroidies par circulation d'eau et alimentées en courant continu. Entre la cathode c en tungtène thorié maintenue à un potentiel négatif et l'anode a en cuivre électrolytique reliée à la borne positive d'un générateur à courant continu G , un gaz ionisable g maintient un arc. A la sortie de l'anode jaillit un dard lumineux de dimension plus ou moins longue de gaz très chaud. C'est cet afflux gazeux S que nous désignons sous le nom d'arc soufflé.

Les paramètres d'opération d'un générateur à arc soufflé, parmi lesquels on distingue les paramètres structuraux et opérationnels (16) sont :

- la nature du gaz
- la puissance électrique
- le diamètre de l'anode

- la longueur du canal cylindrique
- le diamètre de la cathode
- la distance inter-électrodes
- la pression du gaz
- le mode de stabilisation de l'arc (tangentielle ou axiale)
- la géométrie de l'injection

- les matériaux dont sont composés l'anode et la cathode. L'étude de la plupart de ces paramètres a été faite par de nombreux auteurs, entre autres (17) qui ont eux-mêmes construit des générateurs à arc soufflé dont l'opération est sûre et stable. L'efficacité thermique globale de tels générateurs, fonction de la puissance aux bornes des électrodes et de la nature des gaz plasmagènes, est de l'ordre de 40 % pour l'argon, de 60 à 70 % pour l'azote, de 50% pour l'hélium et de 80 % pour l'hydrogène (15, 18, 19, 20). Si l'efficacité thermique, définie comme le rapport de la puissance nette transmise au la puissance électrique fournie semble relativement bonne, gaz à par contre le rendement thermique du générateur à arc demeure faible. On estime qu'en projection, où le matériau finement divisé est injecté dans le canal cylindrique au niveau de l'anode, seulement 5 % de l'énergie électrique totale est utilisée pour fondre le solide (21).

Comme les densités de courant autorisées à la cathode et à l'anode, fonctions du diamètre des électrodes, sont limitées et que le système le plus efficace de refroidissement par eau ne peut enlever qu'environ 10 kW cm⁻² (22) (pour une pièce de cuivre refroidie), il en résulte qu'en augmentant la puissance ne s'accroissent ni l'efficacité thermique ni le flux de chaleur. En effet, si on augmente le courant d'arc, la tension d'arc étant fixée par la nature du gaz et la distance inter-électrode, on doit nécessairement accroître les diamètres d'anode et de cathode ainsi que le débit gazeux (qui refroidit la cathode), sans pour autant élever l'enthalpie du gaz.

> I - 2 - 2 - 2 - 4. <u>Générateur à</u> <u>arc soufflé</u> <u>avec transfert</u> <u>d'arc.</u>

Par contre, le générateur à arc soufflé avec transfert d'arc permet de s'affranchir des limitations imposées par les pa-

ramètres opérationnels d'un générateur à arc soufflé et d'augmenter considérablement la puissance transmise au gaz, sa température moyenne, de même que le flux de chaleur. Conçu tout d'abord pour la soudure et le découpage par les fabricants de générateurs à arc soufflé, le principe du transfert d'arc est assez simple. Comme illustré à la figure I-7, il consiste à faire passer un courant de l'électrode interne d'un générateur à arc soufflé à une électrode externe constituée par la pièce à façonner ou par un bain métallique dans certains fours de métallurgie. Cette technique qui consiste à utiliser l'arc soufflé comme vecteur de courant en "superposant" une tension entre leurs électrodes dans une application spécifique a été diversifiée. Par couplage de deux ou trois générateurs à arc soufflé avec à une alimentation continue ou alternative (alternative triphasée dans le cas du couplage de trois générateurs) on obtient une source de chaleur exploitable. On dénombre divers dispositifs qui utilisent cette technique pour la fabrication de pigments d'oxyde de titane par oxydation du tétrachlorure, la réduction de TaCl₅ par l'hydrogène, l'affinage par refusion (23), le traitement thermique et la sphéroïdisation de réfractaires (24).

> I - 2 - 2 - 3. <u>Source_de_chaleur_pour_la_fusion</u> en_autocreuset_rotatif.

Dans le cas du four rotatif dont nous avons préalablement décrit l'enceinte thermique, la source de chaleur est constituée par deux générateurs à arc soufflé montés en opposition dont les anodes sont reliées à une alimentation continue comme illustré à la figure I-8.

I - 2 - 2 - 3 - 1. Principe.

Les deux générateurs à arc soufflé sont disposés de part et d'autre de la virole qui contient et maintient par centrifugation le matériau à fondre. Au centre de l'autocreuset ainsi constitué, on a préalablement eu soin de ménager une cavité cylindrique qui permet à l'écoulement gazeux de circuler sans entrave. Après quelques instants de fonctionnement des deux générateurs, la cavité centrale qui contient un mélange de gaz ionisés devient suffisamment conductrice pour laisser passer le courant. Le redresseur principal est alors enclenché et maintient une différence de potentiel entre les deux anodes des générateurs à arc qui deviennent l'anode et la cathode de l'arc principal. C'est cet arc qui constitue la source de chaleur de notre dispositif.

- 13 -

Comme ce montage (Fig. I-8) est différent de celui réalisé couramment en transfert d'arc dont le circuit électrique est schématisé à la figure I-9, nous avons choisi d'appeler notre dispositif, "four rotatif à arc électrique à électrodes gazeuses".

Lors du transfert d'arc conventionnel (Fig. I-9), les deux générateurs sont solidaires l'un de l'autre. Seule la cathode du générateur II participe à l'arc et son anode acquiert un potentiel flottant. Le courant circule depuis la cathode du générateur II jusqu'à l'anode du générateur I en passant par l'arc soufflé. Dans notre montage (Fig. I-8), les fonctionnements des générateurs I et II sont indépendants l'un de l'autre. Lors de l'enclenchement de l'arc principal, les 2 anodes sont cathodes et anode de ce nouvel arc comme dans un arc électrique classique et le courant se referme sur les deux anodes. Quoique moins conventionnel que le couplage cathodeanode en transfert d'arc, le montage anode-anode offre plus de souplesse et de sûreté. En cas de "micro-extinction de l'arc principal comme constatée expérimentalement, celui-ci s'"auto-allume", ce qui n'est probablement pas le cas en transfert d'arc conventionnel. En transfert d'arc conventionnel, si l'arc principal s'interrompt, un interrupteur doit être basculé en position F afin que le générateur II reprenne son fonctionnement puis de nouveau être remis en position O. Dans le montage anode-anode, l'interrupteur demeure en position F.

Un autre avantage incontestable du montage anode-anode réside dans la surface d'accrochage offerte. Le canal cylindrique de l'anode présente une grande surface d'accrochage et évite un point préférentiel d'accrochage où la densité de courant serait trop importante. Même lorsque l'arc principal est maintenu, la tache anodique est animée d'un mouvement de rotation. L'usure symétrique de l'anode en est la preuve la plus manifeste. Par contre, dans le montage anode-cathode, tout le courant est supporté par la cathode ; ce qui conduit selon toute vraisemblance à la formation d'une tache cathodique fixe importante. Ce dernier type de montage est limité à de faibles intensités. Pour s'en convaincre, rappelons que le refroidissement de la cathode ne se fait qu'indirectement par l'eau et qu'il ne s'effectue pratiquement que grâce à l'écoulement gazeux. I - 2 - 2 - 3 - 2.<u>Interférence et effet stabilisateur</u> <u>de la cavité cylindrique de l'autocreuset sur la source de chaleur.</u>

Il est bien connu en dynamique des fluides qu'un écoulement est perturbé par la conduite dans laquelle il s'écoule. Cet effet devient plus marqué lorsque la différence de température entre l'écoulement et la conduite est élevée. Dans le cas d'un écoulement gazeux ionisé constitué par l'arc soufflé guidé et confiné il est vrai par la cavité cylindrique, la perturbation est d'autant plus grande que l'écart de température entre le plasma et la paroi est important , qu'il ne s'agit pas d'une paroi lisse et que le plasma est sensible à la force centrifuge.

Si dans un premier temps, la cavité cylindrique ménagée au centre de la virole perturbe l'écoulement gazeux, dans un second temps, lors de l'amorçage de l'arc principal, il sert d'élément stabilisateur. Des essais très simples menés à l'air libre nous ont en effet montré :

1°)l'impossibilité d'obtenir un arc long,

2°)la répulsion mutuelle des deux arcs soufflés. Cette répulsion est telle que l'arc principal n'épouse pas une forme rectiligne ; il oscille sans cesse et subit d'importantes déviations. Ces déviations dans un four à sole fixe se traduisent par des pertes radiatives et convectives et conduisent à une érosion rapide des parois de l'enceinte.

D'autres essais dans une conduite fixe ont mis en évidence l'effet stabilisateur de la paroi. Plus le diamètre de la conduite est faible, plus l'arc principal est long et stable. On croit que de façon générale, on peut créer un arc long dans un petit tube grâce à l'effet stabilisateur de la paroi (25). Lorsque la conduite est de plus grand diamètre, un arc long est stabilisé par un écoulement tourbillonnaire autour de lui , induit par un système d'écrans (26), par un rotor muni d'une hélice (27), par un écoulement tangentiel de gaz (28), ou tout simplement par la rotation de l'enceinte cylindrique (25) comme dans notre cas. Le four Schönherr-Hessberger, qui a inspiré la conception du générateur à arc soufflé stabilisé (29), avait un arc d'une longueur de 8 mètres dissipant 500 kW et était stabilisé par un écoulement gazeux rotationnel.

I - 3. <u>Matériel utilisé et description de l'installation</u>. I - 3 - 1. <u>Générateurs à arc soufflé</u>.

Les générateurs à arc soufflé employés comme supports de l'arc électrique principal sont des générateurs de type courant PJ 139 D fabriquées par la Société Electrotherm. Ils sont constitués d'une cathode de tungstène thorié conique et d'une anode de cuivre dont le diamètre intérieur et la longueur du canal cylindrique sont fonctions de la nature du gaz employé, argon ou azote.

La distance inter électrode fonction elle aussi de la nature du gaz et par conséquent de l'anode est fixée à 3 mm pour l'argon et 5 mm pour l'azote. Elle ne peut être modifiée en cours de fonctionnement.

Comme ces générateurs à arc soufflé ne permettaient l'amorçage de l'arc principal qu'après des temps de préchauffage qui en certains cas représentaient les trois quarts de la durée d'une opération totale, ils furent légèrement modifiés. Modifier un générateur à plasma est une opération délicate et osée qui peut se solder facilement par un échec étant donné le nombre de paramètres structuraux et opérationnels et leur inter-relation (cf. 1-222-3). Après diverses tentatives, nos efforts se sont concentrés au niveau de l'injecteur de gaz. La pièce spiralée de plexiglas initiale fut remplacée par une pièce constituée de cannelures longitudinales et de chambres de stabilisation. Ce compromis réalisé sur la stabilité de l'arc soufflé nous permit par contre de rendre le temps de préchauffage imperceptible en certains cas.

Les deux générateurs à arc soufflé disposés aux extrémités de l'enceinte thermique sont prolongés par des câbles souples qui assurent à la fois leur alimentation en courant continu de même que le refroidissement de leurs électrodes. Ils sont alimentés en courant continu par deux redresseurs du type PLASMAPAK 25 de 25 kW dont les caractéristiques sont reproduites en annexes. L'amorçage de la décharge entre la cathode et l'anode se fait par une impulsion haute-fréquence. Une fois amorcé, l'arc s'entretient de lui-même. L'arc électrique principal entre les anodes des deux générateurs à arc soufflé est assuré par une batterie de six redresseurs du type TO600 fabriqués par la société Electrotherm dont les caractéristiques électriques sont en tout point semblables à celles des PLASMAPAK 25. Leur couplage en série tel qu'illustré à la figure I-10 permet d'obtenir une tension à vide de 840 Volts au moment de l'allumage. Des intensités variables jusqu'à 600 Ampères sont possibles.

I - 3 - 3. Circuits électriques et hydrauliques.

Un schéma des principaux branchements électriques est reproduit à la figure I-10 tandis qu'à la figure I-11 sont illustrés les circuits de refroidissement. Le circuit des générateurs à plasma, distinct de celui du four est parcouru par de l'eau désionisée (cycle fermé) afin d'éviter l'entartrage et une usure prématurée.

I - 4. Caractéristiques de fonctionnement.

I - 4 -1. Les générateurs à arc soufflé.

Il est inutile de discuter des caractéristiques électriques des générateurs à arc. D'une part, ceux dont nous disposions ne permettaient pas une étude de variation de paramètres et d'autre part, ils ne constituent pas le moyen de chauffe principal de notre dispositif. Les figures I-12 illustrent les caractéristiques les plus intéressantes de ces générateurs pour des débits de 20 et 30 litres mn^{-1}

> L'efficacité thermique, calculé à partir de la formule $\eta = \frac{UI - QS}{UI}$

où U : est la différence de potentiel,

I : désigne le courant.

QS : les pertes par refroidissement,

n : le rendement thermique.

varie entre 55 et 60 % pour l'azote et est compris entre 20 et 25% pour l'argon. Comme illustré sur la figure I-12 les pertes d'énergie par chute de tension entre le redresseur et le générateur à arc (dues à la longueur des cables) sont très importantes notamment pour l'argon. Fonction de l'intensité, ces pertes atteignent 6 kW à 600 Ampères alors qu'elles ne sont que de 2 kW à 325 A pour l'azote. Dans le meilleur des cas, la puissance nette transmise à l'argon n'excède pas 5 kW à 600 Ampères. Quoique dissipateurs d'énergies ces cables constituent une excellente résistance de stabilisation de sorte qu'il n'est point nécessaire d'insérer dans le circuit une résistance pour réduire les instabilités de fonctionnement dues aux variations de résistance d'arc.

I - 4 - 2. L'arc_principal.

La caractéristique tension-courant de l'arc principal est assez difficile à établir. D'une part à l'air libre, la caractéristique ne correspond pas à celle de l'arc au centre de la cavité centrale de l'autocreuset, d'autre part lorsque l'arc parcourt cette cavité centrale, elle est de caractère évolutif. L'échauffement progressif entraîne une baisse de résistivité et en conséquence une baisse de tension pour un même courant d'arc.

Cependant, comme dans le cas d'un écoulement gazeux longitudinal entre deux électrodes (30), il semble que ce type d'arc possède une caractéristique tension-courant pratiquement parallèle à l'axe courant pour une géométrie d'écoulement donnée en un temps donné.

L'arc électrique principal interfère sur le fonctionnement des deux générateurs à arc de façon sensible. Au-dessous de 200 Ampères, cette influence est à peine perceptible. Au delà de 250 A, cette interférence est plus marquée. Elle se traduit généralement par une baisse de tension du générateur qui sert de cathode et une augmentation de son intensité. L'autre générateur (anode) accuse une baisse d'intensité alors que sa tension demeure fixe. Si l'arc principal perturbe les caractéristiques de fonctionnement des générateurs, en revanche, une modification du fonctionnement des générateurs n'est pas décelable au niveau de l'arc principal.

En dépit des fluctuations de potentiel du générateur "cathode" et de l'arc principal, nous avons tenté d'établir le rendement thermique de la source de chaleur constituée par l'arc principal. En une période de temps suffisamment longue, pendant laquelle un régime permanent était atteint, un bilan énergétique a été dressé. Ce bilan est déduit des pertes par refroidissement au niveau des générateurs à arc et de la puissance électrique fournie. Fonction de la puissance totale fournie qui nous a semblé être le seul paramètre apte à une corrélation, l'efficacité thermique est illustrée à la figure I-13. L'efficacité n est de l'ordre de 70 %. On ne tient pas compte des pertes par radiation et par convection, pertes qu'il nous est impossible d'estimer. Afin de visualiser d'où proviennent en grande partie ces pertes et de bien faire sentir l'avantage du procédé, nous reproduisons ci-dessous les données d'une opération à une puissance de 120 kW.

	Puissance	Pertes estimées	Pertes estimées
	(_k w)	sans arc principal	avec arc principal
		(kW)	(kW)
Générateur "cathode" fonctionnant à N ₂	14,65	6,17 (1)	+ 3,54 (3) = 9,71
Générateur "anode" fonctionnant à Ar	16,5	12,55 ②	+ 6,69 (4) = 19,24
Arc Principal	87		

L'arc principal entraînerait des pertes (3) + (4) = 10,23 kw tandis que l'opération isolée des générateurs (1) + (2) = 19,72 kw. Donc au niveau des générateurs, les pertes sont de 19,7 kW pour 31,2 kW fournis, tandis que pour 87 kW, les pertes n'augmentent que de 10,23 kW. Il est aisé de constater qu'en grande partie ces pertes proviennent du générateur qui sert d'anode à l'arc principal.

I - 4 - 3. Isolation électrique.

Précédemment, en I - 2 - 1 - 2, nous avons insisté sur l'importance de l'isolation électrique. Une mauvaise isolation est la cause au cours du fonctionnement de dérives de courant et d'arcs parasites destructifs non décelables au niveau des appareils de mesure. L'analyse des expériences effectuées sur le four rotatif, des accidents survenus et des difficultés d'amorçage de l'arc principal nous permet de constater que dans tous les cas lorsque l'arc principal refusait de s'allumer au moment de l'enclenchement du redresseur, on observait tôt ou tard des arcs parasites. On est dès lors conduit à penser qu'un défaut d'isolement fait barrage, et que la pièce tronconique de cuivre constitue un écran devant l'arc principal. Ceci nous permet d'en déduire un critère sûr : lorsque l'arc principal ne s'amorce pas lors de l'enclenchement du redresseur, il y a défaut d'isolement.

I - 4 - 4. Vitesse de rotation de la partie mobile.

Pour que la charge contenue dans la virole forme un autocreuset c'est à dire un cylindre creux, de faibles vitesses sont largement suffisantes pour maintenir le solide pulvérulent. Mais dès que ce solide est soumis à un flux thermique et fond pour former une couche liquide, de plus grandes vitesses de rotation sont nécessaires pour maintenir le film. WHITE (31) et WHITE et HIGGINS (32) ont déjà étudié la vitesse critique de recouvrement (critical rimming speed) pour qu'un liquide (Hg) non seulement recouvre la paroi d'un cylindre mais ait la même vitesse angulaire que ce dernier. Dans le dispositif que nous venons de décrire, une telle vitesse a son importance : une vitesse insuffisante se traduit par un dégagement incontrôlé de matériau liquide. La formulation qu'ils déduisent de leur étude est :

 $V = 9.1 \ (\delta g)^{1/2} \ (R/\delta)^{0.2} \ \left[\frac{\mu}{\rho \, \delta^{3/2} \, g^{1/2}}\right]^{-0.026}$

valable pour μ/ρ < 10

où V : vitesse de rotation (critical rimming speed) |=| cm/sec

R : rayon du cylindre |=| cm

- δ : épaisseur de la couche liquide |=| cm
- μ : viscosité |=| poise
- ρ: masse spécifique |=| g/cm³
- g : accélération gravitationnelle |=| cm s⁻²

On possède malheureusement peu de données sur les masses spécifiques et les viscosités des oxydes refractaires fondus. A titre d'exemple, pour Al_2O_3 dont la viscosité est estimée à 0.4 poise (33) et la masse spécifique à 3.056 g cm⁻³ (34) à son point de fusion, et en exprimant la vitesse Ω en tours mn⁻¹ unité plus pratique, on obtient finalement :

$\Omega = 3138.6 R^{-0.8} \delta^{0.339}$

Comme on peut le constater sur la figure I-14 où est exprimée la vitesse de rotation en fonction du rayon pour diverses épaisseurs de couche, plus le rayon est petit, plus grandes doivent être les vitesses. De même plus la couche liquide est épaisse, plus les vitesses doivent être élevées.

Du fait de telles vitesses critiques constituent des

valeurs limites pour maintenir tout un film de liquide instantanément présent à l'intérieur d'un cylindre. Lorsqu'un solide fond à l'intérieur d'une cavité cylindrique il n'est pas nécessaire d'atteindre la vitesse critique de recouvrement : le liquide est en effet supporté par le solide et de petites quantités de liquide approchent constamment cette condition jusqu'à ce que tout le solide soit fondu et recouvre l'intérieur du cylindre. Mais, elles peuvent être d'une très grande utilité, comme observé expérimentalement, lorsqu'un solide est soumis à un important flux de chaleur et qu'il fond rapidement.

I - 5. Résumé :

Le four rotatif à arc électrique à électrodes gazeuses, par sa conception, est un dispositif où toute la chaleur obtenue par une décharge entre deux électrodes est transmise directement au matériau qui subit la transformation.

Lors de la décharge entre les électrodes apparaît une phase gazeuse à l'état ionisé : les flux d'électrons attirés vers l'anode et de particules positives vers la cathode en présence d'un courant de convection déterminent la géométrie de la décharge et provoquent des chocs multiples entre les particules dont l'énergie cinétique se transforme en chaleur. La transformation d'énergie s'effectue d'après le schéma suivant :

énergie électrique → énergie cinétique des particules chargées → chaleur

L'efficacité de cette conversion, c'est à dire l'efficacité thermique, fonction de la puissance transmise, est élevée. Par opposition aux fours à sole fixe où le flux de chaleur est directement orienté, dans le four rotatif, parce que vôute et matériau soumis au traitement se confondent, le flux de chaleur est uniformément réparti.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) ZOTOS G.A., J. Soc. Glass. Technol., <u>16</u>, 284 (1932)
- (2) JUDGE J.F., Missiles and rockets, 37, nov. 19 (1962)
- (3) ANONYME, "Liquid container holds hot metals", Chemical and Engineering News, <u>40</u> (40), oct. 29 (1962)
- (4) GROSSE A.V., Mc GONIGAL P.J., MURPHY W.J. et C.S. STOKES Materials Research and Standards, 173, avril (1965)
- (5) FOEX M. et R. DELMAS, C.R. Paris, <u>265</u>, Série C, 9 (1967)
- (6) SELTON B. et J.A. SHERWOOD, Journal of Materials Science, <u>4</u>,
 302 (1969).
- (7) SAYCE I.G. et B. SELTON, "Preparation of ultrafine refractory powders using the liquid-wall furnace, 5th Symposium on Special Ceramics, Stoke-on-Trent, 14-16 Juillet 1970.
- (8) EVEREST D.A., SAYCE I.G et B. SELTON, Journal of Materials Science 6, 218 (1971)
- (9) FOEX M., YEROUCHALMI D. et R. DELMAS, C.R. Paris, 270, Série C, 1082 (1970)
- (10) FOEX M., YEROUCHALMI D. et R. DELMAS, "High Temperature rotary furnace heated along central axis by plasma transferred arc", 5th Symposium on Special Ceramics, Stoke-on-Trent, 14-16 juillet 1970
- (11) GLINKOV M.A., "Fondements de la théorie générale du fonctionnement des Fours", Masson, Paris, 1971.
- (12) AUBRETON J., DALLAIRE S. et D. YEROUCHALMI, "Le four à plasma d'arc adapté à la fusion des métaux", Colloque du Comité français d'Electrothermie, Versailles, 2-3 Mai 1974.
- (13) YEROUCHALMI D. et S. DALLAIRE, "Refractory oxides fused or vaporized in a plasma furnace, Part II", 6th Symposium on Special Ceramics, Stoke-on-Trent, 9-11 Juillet 1974

Paulo, **M** de arco refractarios São YEROUCHALMI, "Adaptacão de metalurgia, plasma de metais e ligas Ħ amialmente por electrotermicas na J., DALLAIRE S. et D. fusão aquecido Tecnicas para a giratorio, transferidos SIMPOSIO AUBRETON formo (14)

J.A., "Techniques for Producing Plasma Jets" Labora Dynamics Thermal Gases, Ionized of tory experiences with flow 17-19 mars 1975 BROWNING (15)

1

- MATTING A, DELVENTHAL B., Metalloberfläche, 20, 424 (1966) ¢-• Corporation. (16)
- plas ð Ъ des Université propriétés thermodynamiques Thèse, arc", , cis générateur P., "Etude des produits par un Poitiers, 1968 FAUCHAIS pas (11)
- Plasma SHEPARD, "METCO Spray Handhook", Flame Process, METCO, Inc., Westbury, New York, 1965 A. P. INGHAM H.S. et (18)
- Technik, Die Ψ., ROGGENBUCK R., von ARDENNE M., POCHERT 420 (1962) 11, (1)
- (1968) 388 Sehweisstechnik, 13, Н., HANTZSCHE (20)
- au 117 présentée Group, the Refractory Composites Working PRE "Plasma Jet Operations" Paper Mass., 1964 0 f IX° Meeting Worehester, UNGER R., (21)
- Supplement, J., Research Welding PFENDER, щ. ECKERT E.R.G. et 1-10, oct. 1967. (22)
- I. d'exploitation juillet 1972 plasma. Données Applications". Bull. Electrotherm N° 129, **/**77 "Fours Н. R. Р., SCHOUMAKER (23)
- DUMARGUE Ρ. et (1), 11 (1974) Μ. M., DAGUENET temp. et Refract. FOEX с**.**, WALLBONA Rev. int. Htes BONET C., (24)
- 6) 40 YEH HSU-CHIEH et YANG WEN-SEI, Journal of Applied Physics, (1969)3684 (2.2)

22 -

- (26) BOROVIK E.S., MITIN R.V. et Yu. R. KNYAZEZ, Sov. Phys. Tech. Phys. <u>6</u>, 968 (1962)
- (27) MITIN R.V., KNYAZEZ Yw. R. et V.L. PETRENKO, Sov. Phys. Tech. Phys. 9, 267 (1964)
- (28) KNYAZEZ Yu. R., MITIN R.V., PETRENKO V.I. et E.S. BOROVIK, Sov. Phys. Tech. Phys. 9, 948 (1965).
- (29) GROSS B., GRYCZ B. et K. MIKLOSSY, "Plasma Technology", Iliffe Books, London, 1968.
- (30) YAS'KO O.I., KRAUCHENKO S.K. et V.E. SKIVA, I.E.E. Int. Gas Discharge Conf. London, 16 (1974)
- (31) WHITE R.E., Tappi, <u>39</u>, 228 (1956)
- (32) WHITE R.E. et T.W. HIGGINS, Tappi, 41, 71 (1958)
- (33) KOZABEVITCH P., Rev. int. Htes temp. et Refract 3, 243 (1966)
- (34) SHPIL'RAIN E.E., YAKIMOVICH K.A. et A.F. TSITSARKIN,

High Temperature - High Pressure, 5, 191 (1973).



۵

Θ

Y)

0

Ð

Ò

0

Ð

 \mathbf{O}

S S S Fig. I-1 – Four rotatif à arc électrique à électrodes gazeuses.

Fig. I-2

(805) uur

- 24 -



Fig. I-3 - Dispositif amont.



Sans Licite



Figure I-5 - Socle du four et support du générateur aval

NOMENCLATURE DES FIGURES I-1 à I-5.

1	Carter trapézoidal
2	Entretoise tubulaire
3	Cylindre d'acier inoxydable
4	Bec de coulée en cuivre
5	Générateur à plasma
6	Pièce tronconique de cuivre
7	Entretoise isolante
8	Porte latérale
10	Porte latérale
11	Couvercle du carter
12	Générateur à plasma
13	Engrenage du moteur hydraulique
14	Tubulure de refroidissement
15	Joint hydrodynamique
16	Chemin de roulement
17	Berceaux de chemin de roulement
18	Evacuation d'eau de refroidissement
19	Roue dentée d'entraînement du cylindre.
20	Gicleurs
21	Moteur hydraulique
22	Levier d'embrayage
23	Disque d'acier inoxydable
24	Double paroi du disque
25	Spirale de guidage
26	Entrée d'air comprimé.
27	Admission de gaz.
28	Evacuation d'eau de refroidissement
29	Volant
30	Fourreau intercalaire en nylon.
31	Ecrou de commande.
32	Entrée de gaz



- 28

29

34 Boulon

35 Chemisage de boulon de fixation

36 Entretoise isolante en nylon

37 Plaquette isolante en nylon.

38 Joint gonflable

39 Plaquette en micaver

40 Joint hydrodynamique

42 Cône de cuivre

43 Ciment réfractaire

44 Bride isolante en stumatite

45 Gorge de joint

46 Socle

47 Tourillons

48 Gaine

49 Câble

51 Manivelle

52 Support de générateur à plasma

53 Boîtier démultiplié



- (a) anode de Cu
- © cathode
- e eau
- 9 gaz
- s arc soufflé
- G générateur de courant continu










Figure I-9 - Couplage de deux générateurs en transfert d'arc conventionnel.





Figure I-8 - Arc électrique entre deux électrodes gazeuses.

- 31



32 -

-



Figure I-11 - Circuits de refroidissement

-



Figure I-12.

805

]



Figure I-13 - Rendement thermique en fonction de la puissance totale

- 35 -



Figure I-14 - Vitesse de rotation en fonction du rayon pour diverses épaisseurs de la couche liquide.





CHAPITRE II

NOTATION UTILISEE DANS CE CHAPITRE

а	:	longueur caractéristique
В	:	facteur caractéristique du matériau tel que défini en (II.4.2)
С	:	chaleur spécifique
D	:	diamètre
E	:	énergie
g	:	accélération gravitationnelle
h	:	coefficient de transfert
Ħ	:	coefficient de transfert réduit tel qu'exprimé en (II.5)
k	:	conductivité thermique
K	:	rapport des conductivités défini en (II.4.2)
L	:	chaleur latente de fusion
Pr	:	nombre de Prandtl
Q,	Q :	flux de chaleur, flux de chaleur réduit défini en (II.7.6)
q	:	coordonnée du point contenant le front de fusion
r',	r :	coordonnée radiale, coordonnée radiale réduite définie en (II.3.9)
ro	,r _e	: rayons interne et externe
Δr	•	espacement radial
Re	:	nombre de Reynold
t,	ī :	temps, temps réduit défini en (II.4.)
Т	:	température
U	:	température définie en (II.2.7)
x	:	coordonnée spatiale

diffusivité thermique α : : coefficient de dilatation β : épaisseur δ : erreur absolue ζ : rendement η : température réduite définie en (II.3.1) θ μ : viscosité ε : position de l'interface ξ : distance de l'interface au point q ρ : masse volumique

Indices :

1 : liquide

s : solide

F_m : au point de fusion

n : coordonnée radiale $(n = 1, 2, 3, \dots, N)$

j : indice de temps (j = 0, 1, 2,)

o : de référence

1 : à la surface interne

∞ : condition ambiante

II - PHENOMENES DE TRANSFERT DE CHALEUR ETUDE DE LA DIFFUSIVITE AVEC CHANGEMENT DE PHASE.

II - 1. Introduction.

Le rendement thermique, c'est à dire le taux de conversion de l'énergie électrique en chaleur, quoique élevé en certains cas, ne doit pas se confondre avec la capacité de production d'un ensemble. Il ne sert qu'à déterminer les "facteurs énergétiques" (1) d'un four. De fait, un four est décrit essentiellement par l'équation :

$\frac{dE}{dt}$ n =	d _{QI} dt	(2.1)

avec E : énergie transformée en chaleur

- QT : chaleur concentrée dans le thermogénérateur emportée dans les produits qui sortent
- n : coefficient qui tient compte des pertes non récupérables.

Un four se définit donc tout d'abord par des facteurs technologiques. Outre les caractéristiques des matériaux soumis au traitement thermique, ces facteurs technologiques constituent les phénomènes qui ont lieu dans le four (en particulier la température et la vitesse d'échauffement de l'ensemble, la nature de l'atmosphère, la puissance de production... (1)). Ainsi les phénomènes déterminants dans un four sont des phénomènes d'échange de chaleur. Le critère essentiel est dans la façon dont s'effectue le transfert de chaleur et il consiste à évaluer les facteurs limitatifs.

II - 2. <u>Principales déterminations de "h", coefficient de</u> transfert.

Si l'on schématise la cavité cylindrique à l'intérieur de laquelle passe l'arc principal par une enveloppe cylindrique dans laquelle circule un écoulement gazeux très chaud, une des tâches importantes consiste à évaluer le coefficient de transfert superficiel "h" entre cet écoulement et la paroi.

> II - 2 - 1. <u>Corrélations à basses températures</u>. A basses températures, il existe certaines corrélations

basées sur l'analyse dimensionnelle par lesquelles on peut déterminées le coefficient de transfert (convection forcée) pour un écoulement dans une conduite cylindrique. Les plus connues de ces corrélations, celles de SEDER et TATE (2), COLBURN (3), GRAETZ (4) et LEVEQUE (5) expriment le coefficient de transfert en fonction des nombres de Reynolds et de Prandtl à un exposant quelconque. Ce type de relation peut s'écrire sous la forme

Nu = f (Reⁿ, Pr^m)
ou Nu =
$$\frac{h}{k}$$

avec D : diamètre de la conduite

k : conductivité thermique du milieu.

C'est au moyen de cette corrélation semi-empirique, car on détermine expérimentalement la forme de dépendance ainsi que les exposants "n" et "m", que la plupart des chercheurs évaluent le transfert de chaleur en convection. Tous ces modes de détermination basés en partie sur l'analyse dimensionnelle ne sont valables que sous certaines conditions et pour des écoulements connus, c'est à dire dont on connait les propriétés (nature du fluide, propriétés physiques et vitesse). Elles ne sont pas extrapolables au domaine des hautes températures.

> II - 2 - 2. Etude du transfert de chaleur à hautes températures.

Parallèlement à l'étude de structures de vol pour la rentrée atmosphérique, à celle de l'utilisation directe de l'énergie pour élever l'enthalpie d'un gaz (plasma) et à celle de la conversion de la chaleur en électricité (MHD), quelques études de transfert de chaleur à hautes températures ont été effectuées (6 à 11). Tous ces travaux ont pour objet l'interaction d'un arc électrique avec un courant gazeux s'écoulant dans une conduite refroidie et la détermination du coefficient de transfert local et du facteur de friction soit dans la zone d'entrée ou d'accrochage de l'arc (7 à 10) soit dans celle qui suit l'accrochage de l'arc (6,11).Ces travaux sont donc limités à un écoulement gazeux unidirectionnel, à un système dont la température de paroi est constante, ou dont le flux de chaleur à la paroi est constant, et supposent que le règime permanent est atteint.

II - 2 - 3. Conclusions.

Toutes les corrélations et les études ci-dessus mentionnées ne sont évidemment pas applicables au type d'arc électrique qui est maintenu dans le four rotatif. Parce que la température de paroi interne varie constamment, il s'agit d'un système hors d'équilibre thermique. Qui plus est, on ne saurait confondre deux écoulements gazeux à contre courant avec un écoulement unidirectionnel. De fait, de quel type est l'arc électrique maintenu dans le four rotatif ? Est-il parallèle à la direction de l'écoulement gazeux ou perpendiculaire ou s'agit-il d'un processus combiné ?

Plus qu'un simple écoulement gazeux, il est bien connu qu'un arc électrique est en réalité un espace de courant entre une cathode et une anode. La partie centrale de cet arc, appelée "colonne positive", plus petite au niveau des électrodes s'élargit progressivement. Dans cette colonne positive (plasma) se produisent les mécanismes peuvent être résumés comme suit :

- a) dissociation et ionisation des particules neutres
- b) accélération de ces particules chargées
- c) diffusion et recombinaison des ions et des électrons
- d) rayonnement résultant des mécanismes ci-dessus mentionnés
- e) échange d'énergie entre les particules
- f) conduction
- g) convection thermique.

Compte tenu des mécanismes ci-dessus mentionnés, un tel arc peut posséder des températures élevées.OZISIK (12) souligne que dans ces cas on ne peut traiter des mécanismes de transfert de façon dissociéc.

Par ailleurs , pour des raisons expérimentales, le four rotatif constitue un espace inaccessible à des moyens de mesure. En conséquence, on ne peut déterminer les grandeurs physiques qui serviraient à caractériser le type de transfert de chaleur. On ne peut donc pas caractériser de façon directe les facteurs technologiques de fonctionnement du four. En supposant, a priori, qu'on puisse suivre l'évolution du corps soumis au traitement thermique, on ne pourait les déterminer que de façon indirecte.

II - 3. Problème inverse.

Lorsqu'il s'agit d'évaluer la température transitoire à la surface d'un corps ou le flux de chaleur transitoire à partir de l'histoire d'une mesure à l'intérieur du corps, on désigne ce type de problème sous le nom de problème inverse. Par comparaison avec les autres problèmes de diffusivité thermique en régime transitoire, les conditions aux limites ne sont pas données. En pratique, la méthode directe est reliée aux problèmes de conception tandis que la méthode inverse s' occupe de l'analyse de résultats expérimentaux.

BURGGRAF (13) a trouvé une solution exacte au problème inverse dans le cas d'une plaque. Sa solution ne peut s'appliquer que pour des plaques minces où $\delta^2 \ll \alpha t$, des matériaux à diffusivité thermique (a) élevée, des propriétés constantes et nepermet pas de calculer les changements rapides de flux thermique à la surface. STOLZ (14) propose une solution qui a le grand inconvénient d'être numériquement instable. Toujours dans le cas d'une plaque, FRANK (15) et DAVIES (16) livrent une formule analytique exprimée par un polynome de nième degré qui ne peut rendre compte des discontinuités de flux de chaleur. BECK (17) a dérivé une solution basée sur la méthode d'estimation non linéaire pour tenir compte de l'amortissement et du retard de la réponse interne par rapport à la surface. Fort séduisante, il est vrai, sa méthode requiert cependant des coefficients de sensibilité aussi grands que possible et par conséquent se limite à des mesures qui ont un faible retard. Ceci se réduit pour des matériaux de faible diffusivité à faire des mesures au voisinage de la surface. Par un calcul simple, onmontre que ces mesures doivent être effectuées à quelques millimètres tout au plus de la surface.

Dans le cas du four rotatif, la méthode inverse se heurte à deux difficultés technologiques : la nécessité de posséder un matériel n'ayant que de faibles temps de réponse et celle de fixer les capteurs au voisinage de la surface interne.Compte tenu de ces difficultés, elle n'aurait permis que d'approximer le flux de chaleur qu'au moment de l'enchenchement de l'arc principal, c'est à dire pendant une période de temps de l'ordre de la minute.

De façon générale, la méthode inverse se limite aux systèmes physiques dont l'analyse est facilement "linéarisable". Elle ne peut être dérivée dans le cas où il y a destruction de la surface, absorption de chaleur par fusion ou vaporisation.

Le problème de la recherche des facteurs déterminants se complique singulièrement lorsque le milieu qui nous y donnerait accès subit un changement de phase. Il n'existe alors aucune méthode qui permet de retrouver directement le flux transmis et la température régnant dans l'enceinte. Nous sommes donc limités à une étude comparative : comparer l'analyse d'un phénomène à une étude expérimentale et de là en tirer les facteurs limitatifs.

II - 4. Etude de la diffusivité thermique avec changement de phase.

II - 4 - 1. Description du système physique étudié.

Le système physique étudié peut être décrit de la façon suivante :

Un gaz très chaud traverse un cylindre solide creux animé de rotation. A la surface interne de ce cylindre, ce gaz très chaud cède une certaine quantité de son énergie au solide (conditions aux limites du 1°, 2°, 3° et 4° type) qui, se comportant comme tout corps réel, diffuse la chaleur. Si le flux à la paroi interne est suffisamment puissant, le solide fond. Fonction des conditions aux limites à la surface externe, du flux superficiel, des caractéristiques phy siques du matériau, la fusion progresse ou s'arrête.

Il s'agit donc de déterminer le champ de températures dans un corps qui, soumis à un flux de chaleur, s'échauffe progressivement et subit un changement de phase. Il s'agit non seulement de déterminer ce champ de températures avant, pendant ou après le changement de phase mais aussi la vitesse de propagation de l'interface qui sépare les phases. En effet, lorsqu'un matériau subit un changement de phase tel que la fusion (ou la solidification), le transfert thermique est fortement altéré. Comme la transition se produit localement, l'énergie absorbée (ou cédée) affecte directement la distribution de température à travers le matériau. La distribution de température, à partir de laquelle sont évalués les taux de transfert de chaleur est transitoire par nature et est fonction de la géométrie du corps et des conditions aux limites.

II - 4 - 2. Problème de diffusivité avec changement de phase.

Les problèmes de conduction de chaleur avec changement de phase sont complexes parce que l'interface entre les phases se déplace au fur et à mesure que la chaleur est absorbée (fusion) ou libérée (solidification) à l'interface. Comme l'interface est mobile, que sa position n'est pas connue a priori et que les propriétés des deux phases sont différentes, le problème devient d'une difficulté considérable (18). De tels problèmes sont non linéaires, comme nous le verrons, de sorte qu'on ne peut pas trouver des solutions particulières et les superposer. Ces problèmes sont différents de ceux de conduction pure parce que s'ajoute une nouvelle condition aux limites : l'interface. En ce sens, ils nécessitent une méthode de résolution spéciale.

La figure II-1 illustre l'interface entre les phases liquide et solide pour un problème à une dimension dans lequel un solide initialement à une température plus basse que le point de fusion, et contenu dans la région $\times \geq 0$ fond grâce à la chaleur appliquée à $\times = 0$. Comme la chaleur latente de fusion est absorbée par le solide, il se change en liquide et l'interface liquide-solide se déplace dans la direction x.

Soit X (t), la position de l'interface liquide-solide à tout instant "t" mesurée à partir de l'origine × = o. Les indices "s" et "l", désignent le solide et le liquide,

- ρ : masse volumique
- C : chaleur spécifique
- α : diffusivité
- k : conductivité
- T : température
- T_m : température du point de fusion
- L : chaleur latente de fusion

Si la surface de séparation entre le solide et le liquide est à X(t), il doit y avoir continuité de température à l'interface

 $T_{s} = T_{1} = T_{m} a \times = \chi (t)$ (2.2) tandis que les régions liquide et solide satisfont à l'équation classique de Fourier)

$$\frac{\partial^2 T_1^2}{\partial x^2} = \frac{I}{\alpha_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} \quad a \times < X \quad (t)$$

$$\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} = \frac{I}{\alpha_s} \frac{\partial T_s}{\partial t} \quad a \times > X \quad (t)$$
(2.3)
(2.4)

Une autre condition à l'interface est obtenue en y évaluant le bilan d'énergie. Quand la surface de séparation se déplace de dx, Lo dn est absorbée par unité de surface et doit être enlevée par conduction. Ce qui requiert

$$k_{1} \frac{\partial T_{1}}{\partial \times} - k_{s} \frac{\partial T_{s}}{\partial \times} = L\rho \frac{d\chi}{dt}$$
(2.5)

$$\rho \hat{u} \rho_{s} = \rho_{1} = \rho$$

L'équation (2.5) peut être mise sous une autre forme puisqu'il y a continuité à l'interface. En différenciant et en considérant que T_m est constant on obtient :

soit

$$\frac{\partial T_s}{\partial x} dx + \frac{\partial T_s}{\partial t} dt = 0 = \frac{\partial T_1}{\partial t} dx + \frac{\partial T_1}{\partial t} dt \qquad (2.6)$$

$$\frac{d X(t)}{dt} = -\frac{\partial T_s/\partial t}{\partial T_s/\partial x} = -\frac{\partial T_1/\partial t}{\partial T_1/\partial x}$$
(2.7)

On remarque ainsi aisément que le problème n'est pas linéaire. A ces équations, on doit ajouter celles qui expriment les conditions aux limites des régions solide et liquide.

II - 4 - 3. Les solutions proposées à ce problème.

A ces problèmes de diffusivité avec changement de phase (fusion ou solidification), il n'existe pas de solution analytique exacte sauf celle de NEWMANN et sa généralisation par CARSLAW ET JAEGER (18). Il s'agit d'une solution particulière à un problème précis : la région × > o est initialement liquide à température constante et la surface × = o est maintenue à zéro pour t > o.

Comme les problèmes de fusion et de solidification sont d'une grande importance en métallurgie, un nombre considérable de solutions particulières sont proposées dans la littérature. On ne saurait donner ici une bibliographie exhaustive de tous ces travaux. Si on désire se familiariser avec ces solutions, on peut consulter l'article de MUEHLBAUER et SUNDERLAND (19) pour les publications faites avant 1965 et les ouvrages de IRVINE et HARTNETT (20) pour celles écrites après cette date. Toutes ces solutions peuvent se classer en 5 catégories selon la méthode de solution employée que nous décrivons succinctement.

II - 4 - 3 - 1. La méthode variationnelle. Appliquée à l'origine par BIOT (21) à des procédés dissipateurs et plus tard au déplacement d'un interface (22), la méthode variationnelle est basée sur le deuxième principe de la thermodynamique selon lequel un système physique qui subit une transformation à tendance à se déplacer vers l'état le plus probable, celui de plus grande entropie. Au moyen de cette méthode on développe des équations différentielles qui permettent de relater l'évolution d'un système thermodynamique subissant des transformations irréversibles.

> II - 4 - 3 - 2. La méthode des transformées.

Largement utilisée en thermique, cette méthode consiste

à trouver les valeurs propres d'un système d'équations qu'on a préalablement rendues homogènes au moyen d'un changement de variable adéquat.

> II - 4 - 3 - 3. La_methode_du_bilan_de chaleur.

Développée à l'origine par GREEN (23) et de façon plus simple par GOODMAN (24), la méthode du bilan de chaleur a l'avantage de changer l'équation d'énergie exprimée par une équation aux différentielles partielles en une équation différentielle ordinaire. Cette méthode qui dépend de la définition d'une couche thermique "ô" analogue à la couche limite hydrodynamique permet d'obtenir des solutions approchées.

> II - 4 - 3 - 4. Les méthodes "pseudoanalytiques".

Dans cette catégorie que nous appelons "pseudo-analytique" car il ne s'agit pas de véritables méthodes analytiques, se rangent toutes les solutions qu'on dit "analytiques". Souvent par analogie avec la solution de NEWMANN, après avoir exprimé arbitrairement le déplacement de l'interface par une équation de la forme X (t) = $f[(\alpha t)^{1/2}]$, on recherche un polynome en T qui satisfait à cette équation et aux conditions aux limites ou inversement, après avoir formulé la distribution de température par une équation arbitraire on recherche la solution X(t) qui satisfait à cette équation et aux conditions aux limites.

II - 4 - 3 - 5. Les méthodes numériques.

Par méthodes numériques, il convient d'entendre ici méthodes de solution des équations différentielles par approximation des différentielles partielles. L'approximation de la solution des équations différentielles n'est pas considérée ici comme méthode numérique mais sert à évaluer numériquement les solutions trouvées au moyen des méthodes dont nous avons parlé plus haut. Avec le développement de l'ordinateur et la diminution des temps de calculs, les méthodes numériques connaissent un essor particulier.

II - 4 - 3 - 6. <u>Critique de ces méthodes</u>. La plupart de ces méthodes de solution souffrent de défauts qui rendent leur utilisation très restrictive. Les méthodes "pseudoanalytiques" supposent a priori une loi de déplacement de l'interface ou un profil de température ; elles ne peuvent s'utiliser, lorsqu'un phénomène est simple et bien connu, qu'en guise de formules abrégées. La méthode du bilan de chaleur est une méthode approximative très utile dans certains cas : lorsque le gradient de température dans le solide ou dans le liquide peut être négligé. La méthode variationnelle et la méthode de transformées d'intégrale, si on accepte le fait qu'on doive trouver une nouvelle solution pour tout changement de conditions aux limites ou de conditions initiales, ne se prêtent que difficilement à une évaluation numérique. Si leur évaluation numérique est possible, elle ne se fait qu'au prix de simplifications justifiables seulement dans des cas simples. Seules les méthodes numériques nous semblent appropriées à ce type de problème. Ceci ne signifie pas, comme nous le verrons pas la suite, que l'utilisation de ces méthodes soit irréprochable; elle n'est que plus souple.

II - 4 - 4. Examen des méthodes numériques.

Malgré l'intérêt et l'importance que revêtent les problèmes de changement de phase : ablation des "radomes" sous chauffage aéro dynamique, distribution de température dans un lingot coulé, gel et dégel du sol, conservation des aliments, et en dépit des capacités des ordinateurs modernes, il n'existe que très peu de solutions numériques pour des systèmes finis où l'on considère que le corps à l'étude est à une température initiale différente de sont point de fusion. Les seuls travaux intéressants sont ceux de MURRAY et LANDIS (25) qui étudient la solidification d'un corps uni dimensionnel, de SPRINGER et OLSON (26) qui examinent la solidification d'un corps cylindrique et de LAZARIDIS (27) qui décrit la solidification d'une plaque bidimensionnelle.

II - 5. Première solution proposée.

Avant d'examiner la fusion d'un cylindre troué tel que décrit en 2.41 et illustré à la figure II-2, il semblait souhaitable d'utiliser un modèle simple de référence qui permettrait de fixer l'ordre de grandeur des paramètres. Dans ce but, nous avons utilisé la 1° méthode de MURRAY et LANDIS (25) pour traiter le déplacement de l'interface.

II - 5 - 1. Hypothèses.

On suppose, dans l'approximation que nous faisons ici, que la fusion telle qu'illustrée à la figure II-2 est symmétrique en zet que le corps est unidimensionnel. On considère qu'il n'y a que 2 seules phases en présence l'une de l'autre, qu'elles sont homogènes et que les températures en tous points satisfont à l'équation de conduction de chaleur de FOURIER :

$$\rho C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \left[k(x,t,T) \ \nabla T \right]$$
(2.8)
c'est à dire que les effets de convection naturelle peuvent être
négligés.BOGER et WESTWATER (28) ont vérifié expérimentalement que
dans certains cas, pour un nombre de RAYLEIGH,

$$Ra = \frac{a^{3}\beta\Delta T\rho_{1}^{2}C_{1}}{\mu_{1}k_{1}}$$
(2.9)

supérieur à 1700, négliger la convection pouvait introduire des erreurs appréciables. Pour l'eau on peut démontrer que pour un nombre de RAYLEIGH de 10⁷, il y a en incluant dans les calculs la convection naturelle, 400% de plus de glace fondue que s'il y avait conduction. Pour d'autres corps, le problème est plus délicat. En effet, bien souvent on ne possède pas les données suffisantes à son évaluation.

II - 5 - 2. Description des équations.

Comme déjà mentionné en 2.435, on approxime les différentielles partielles par des différences finies qui nous permettront de déterminer une solution particulière. Pour évaluer numériquement les équations différentielles, on fixe un réseau sur le corps à l'étude. Contrairement au schéma classique, l'espacement entre mailles est ici variable. La région liquide comme on peut le remarquer sur la figure II-3 (× < ε) est divisée en P espacements égaux d'épaisseur $\Delta \times_1 = \varepsilon/P$, dont la dimension augmente au fur et à mesure que le solide fond. De même, la région solide (× > ε) est divisée en N-P espacements qui rétrécissent en fonction du temps.

La dérivée de la température en fonction du temps est donnée en tout point par :

$$\frac{d\theta}{dt}\Big|_{n} = \frac{\partial\theta}{\partial\times}\Big|_{n} \frac{d\times}{dt} + \frac{\partial\theta}{\partialt}\Big|_{n}$$
(2.10)

tandis que le mouvement de chaque point est relié au déplacement de l'interface par :

$$\frac{d\times/dt}{\times}\Big|_{n} = \frac{d\varepsilon/dt}{\varepsilon}$$
(2.11)

Les températures des régions liquides et solide satisfont à l'équation de FOURIER

$$\frac{3\theta}{3t} = \alpha_1 \frac{3^2 \theta_1}{3x^4}$$
(2.12)
et $\frac{3\theta}{3t} = \alpha_s \frac{3^2 \theta_s}{3x^4}$ (2.13)
alors que le mouvement de l'interface est relié aux gradients par :

$$\frac{dc}{dt} = \frac{1}{\rho L} \left[k_1 \frac{3\theta_1}{3x} \Big|_{x=c} - k_s \frac{3\theta s}{3x} \Big|_{x=c} \right]$$
(2.14)
où $\rho_s = \rho_1 = \rho$, et où θ est évalué par rapport au point
de fusion, $\theta = T - T_F$.
En combinant 2.10, 2.11 et 2.12, on obtient

$$\frac{d\theta}{dt} \Big|_n = \frac{X_R}{c} \frac{3\theta n}{3x} \frac{dc}{dt} + \alpha_1 \frac{3^2 \theta n}{3x^2}$$
(2.15)
pour la région liquide, c'est à dire pour les points
n = 1, 2 ... (P-1). L'équation correspondante pour la région solide
est ainsi :

$$\frac{d\theta}{dt} \Big|_n = \frac{(E-X_R)}{\theta K} \frac{3\theta n}{dt} \frac{dc}{dt} + \alpha_8 \frac{3^2 \theta n}{3x^2}$$
(2.16)
pour les points n = P + 1, P + 2 ..., N-1
Si l'on écrit ces équations sous la forme de différences finies
en utilisant une approximation en 3 points, on trouve :

$$\frac{d\theta_R}{dt} = \frac{P}{c} \frac{(\theta_{R+1} - \theta_{R-1})}{2} \frac{dc}{dt} + \alpha_8 (N-P)^2 \frac{(\theta_{R-1} - 2\theta_R + \theta_{R+1})}{(E-c)^2 n^4 \theta_{R+1})} (2.17)$$
valable pour n = 1,2... (P - 1)

$$\frac{d\theta_R}{dt} = \frac{(N-P)}{\rho_L} \frac{(\theta_{R+1} - \theta_{R-1})}{2} \frac{dc}{2t} + \alpha_8 (N-P)^2 \frac{(\theta_{R-1} - 2\theta_R + \theta_{R+1})}{(E-c)^2 n^4 \theta_{R+1})} (2.19)$$
De plus, si on exprime les conditions aux limites sous forme de flux,
on obtient 2 autres équations.

$$\frac{d\theta_R}{dt} = \frac{2\alpha_R}{\Delta x_S} \left[\frac{\theta_{N-1} - \theta_R}{\Delta x_S} + \frac{Q_R(t)}{k_S} \right] (2.21)$$
Jusqu'ici nous avons admis que les masses volumiques des phases
solide et liquide étaient identiques. Si elles sont différentes, il
se produit alors un mouvement de liquide. Selon HEITZ et WESTWATER
(29), la vitesse de ce mouvement serait :

$$v_L = \frac{(\rho_1 - \rho_S)}{\rho_1} \frac{dt}{dt}$$
(2.22)

où v désigne la vitesse. Dans ce cas, les équations 2.13 et 2.14 demeurent inchangées ; seule l'équation 2.12 devient

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} + \frac{\partial \theta_1}{\partial x} \frac{(\rho_1 - \rho_s)}{\rho_1} \frac{d\varepsilon}{dt} = \alpha_1 \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x^2}$$
(2.23)

La solution numérique requiert évidemment que les dérivées par rapport au temps soient sous forme de différences. Ainsi

$$\frac{d\theta_n}{dt} = \frac{\theta_n^{j+1} - \theta_n^j}{\Delta t}$$

et $\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\varepsilon^{j+1} - \varepsilon^j}{\Delta t}$

II - 5 - 3. Conclusion.

Pour que la solution converge, un espacement initial Δx_s de 0.005 mètre a été choisi. Les calculs ont été exécutés avec un espacement de temps Δt six fois plus faible que le critère de stabilité le requiert,

critère de stabilité, $\Delta t_{max} = \frac{\alpha \Delta t}{2 \Delta x^2}$

 $\Delta t = (1/6)\Delta t_{max}$. Malheureusement pour des matériaux de faible diffusivité, le temps de calcul d'une telle solution est prohibitif : le temps machine est approximativement égal au temps réel du problème. Le modèle a donc été abandonné. Car, si on augmente la valeur de Δt , on doit accroître l'écartement Δx_s et en augmentant l'espacement entre noeuds, fatalement la solution risque de ne plus converger.

En coordonnées réelles, la solution numérique d'un problème où les valeurs de diffusivité sont faibles, est difficile à obtenir. Comme le soulignent EYRES et al. (30) qui furent les pionniers de l'utilisation de méthodes numériques pour la solution des problèmes de transfert de chaleur, il y a toujours avantage à effectuer des changements de variables ou à utiliser des variables réduites chaque fois que c'est possible.

II - 6 - 1. Exposé du problème.

On examine dans ce qui suit la fusion dans la direction r d'un matériau solide contenu entre 2 longs cylindres concentriques de rayon interne r_0 et de rayon externe r_e comme conséquence de la chaleur fournie à la surface interne tel qu'illustré à la figure II-2. Comme précédemment (en 2.5.1.) on suppose que la convection naturelle est négligeable et que la conduction est le seul mécanisme de transfert, que la fusion est symmétrique en z, donc que le milieu satisfait à l'équation :

$$C(T) \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \left[k (r, T, t) \nabla T \right]$$
(2.24)

Si la dépendance de la conductivité en fonction des variables r et t n'est que très peu connu, en retour, on ne peut négliger sa variation avec la température surtout lorsque cette dernière est élevée. L'équation (2.24) s'écrit donc

C (T)
$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla [k \nabla T]$$
 (2.25)
C (T) $\rho \frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T + \frac{dk}{d\theta} (\nabla T)^2$ (2.26)

Souvent, même en admettant la variation de la conductivité, on suppose que le second terme de (2.26) est plus petit que le premier et on le néglige bien qu'il n'ait pas été évalué. Cette simplifica.. tion heureuse n'est que grossière car elle peut conduire à de larges erreurs, par exemple lors de la trempe. Pour éviter l'approximation, il existe une façon plus élégante de procéder. Il suffit de définir une conductivité de référence k_0 et la fonction de la température U :

$$U = \int_{0}^{T} (k/k_{0}) dT$$
 (2.27)

Alors

ou

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{k}{\bar{k}_0} \frac{\partial T}{\partial t} \qquad (2.28a)$$

$$\nabla U = \frac{k}{\bar{k}_0} \nabla T \qquad (2.28b)$$

et l'équation (2.25) devient

 $\frac{\partial U}{\partial t} = \alpha \nabla^2 U (2.29) \text{ où } \alpha \text{ est } 1a \text{ diffusivité considérée comme fonction de U. Bien que le résultat soit de la même forme qu'en négligeant le 2° terme de droite de (2.26), il convient de noter que c'est seulement U qui satisfait à l'équation de diffusivité. En coordonnées cylindriques (2.29) peut s'écrire$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \alpha (U) \left[\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} \right] \qquad (2.80)$$

Si on définit une température réduite θ telle que

$$\theta = \frac{T - T_F}{T_F} \quad (2.31)$$

qui satisfait à (2.27), alors l'équation de diffusivité devient :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^{\mathbf{p}}} = \alpha_{\mathbf{p}} \left(\theta_{\mathbf{p}}\right) \left[\frac{\partial^{2} \theta}{\partial r^{2} \mathbf{p}} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r^{\mathbf{p}}}\right]_{\mathbf{p}}$$

(2.32)

pour la p^{ième} phase (p = 1, 2, 3...p)

Dans cette dernière équation, la masse volumique ρ est considérée uniforme et constante dans tout le matériau mais la diffusivité α est fonction de la température.

A la surface où se produit le changement de phase, la chaleur latente est absorbéeou cédée. La j^{ième} surface (j=1,2...(p-1)) doit donc satisfaire à

 $\frac{\rho_L}{T_F} \frac{\partial \varepsilon_j}{\partial t} = \left[\left(k_s \frac{\partial \theta_s}{\partial r} - k_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial r} \right) \varepsilon_j \right]_{j=1,2...(p-1)}$ (2.33) où ε_j est la coordonnée d'un point situé sur la jième surface et L la chaleur latente qui a une valeur négative en fusion et positive en solidification.

Les équations requises pour la solution du problème sont maintenant posées. Il suffit de résoudre simultanément ces équations avec celles qui expriment les conditions initiales et aux limites :

à	t = 0	$(\theta_s)r = f_1$	(r,o)	(2.34)	
à	t>tf	$(\theta_1)r = f_2$	(r,t)	(2.35a)	
	-	$(\theta_{s})r = f_{3}$	(r,t)	(2.35b)	
à	t≥o	$(\theta_{\infty})r = f_{4}$	(r,t) ₁ à r	$= r_0$	(2.36)
	ou	$(\nabla \theta_{\infty}) r = f_5$	(r,t) ^r	= r _e	(2.37)
et	t	$h_r = f_5 (r)$	t)	(2.38)	

II - 6 - 2. <u>Transformation en variables réduites</u>. Comme nous l'avons vu, pour résoudre un tel problème, il est souhaitable de transformer les variables réelles en variables réduites. On définit donc une coordonnée radiale r tel que :

$$\bar{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0}{\mathbf{r}_0} \tag{2.39}$$

et une coordonnée de temps \overline{t}

$$\overline{t} = \left(\frac{T_{F} k_{F}}{\rho L r_{o}^{2}}\right) t \qquad (2.40)$$

De (2.39) on en tire que la coordonnée d'un point situé sur la surface de séparation des phases, ε_i est exprimée par :

$$\bar{\varepsilon}_{j} = \frac{(\varepsilon_{j} - r_{0})}{r_{0}} \qquad (2.41)$$

En substituant ces nouvelles variables adimensionnelles

dans les équations 2.32 et 2.33, on obtient deux paramètres où sont exprimées les propriétés des matériaux

$$B = \frac{k}{k_{F}CT_{F}} \text{ et } K = \frac{k_{1}}{k_{s}} \qquad (2.42)$$
et les équations 2.32 et 2.33 sont maintenant
$$\frac{\partial \theta}{\partial \overline{t}P} = B_{p} \left(\theta_{p}\right) \left[\frac{\partial^{2}\theta_{p}}{\partial \overline{r}^{2}P} + \frac{1}{1+\overline{r}} \frac{\partial \theta}{\partial \overline{r}P}\right]_{p=1,2...p} \qquad (2.43)$$

$$\frac{d\overline{\epsilon}_{1}}{d\overline{t}} = \left[\left(\frac{\partial \theta_{s}}{\partial \overline{r}} - K \frac{\partial \theta}{\partial \overline{r}}\right)_{\overline{\epsilon}_{1}}\right]_{j=1,2...(p-1)} \qquad (2.44)$$
et les conditions initiales et aux limites
$$a \ \overline{t} = o \quad (\theta_{s})_{\overline{r}} = f_{1} \quad (\overline{r}, o) \qquad (2.45)$$

$$a \ \overline{t} \ge \overline{\tau}_{f} \quad (\theta_{1})_{\overline{r}} = f_{2} \quad (\overline{r}, t)$$

$$(\theta_{s})_{\overline{r}} = f_{3} \quad (\overline{r}, \overline{t})$$

$$a \ t \ge o \quad (\theta_{\infty})_{\overline{r}} = f_{4} \quad (\overline{r}, \overline{t}) \qquad (2.48)$$
et $\overline{H}_{\overline{r}} = f_{r} \quad (\overline{r}, \overline{t}) \qquad (2.49)$

où $\bar{H}_{\bar{r}}$ est le coefficient réduit de transfert défini par :

 $\overline{H} = \frac{h r_0}{k_F}$ II - 6 - 3. Solutions des équations différentielles.

Comme la température est la principale inconnue et qu'une fois celle-ci déterminée le mouvement de l'interface peut être facilement calculé, il convient de l'évaluer soigneusement. Pour résoudre numériquement le système d'équations différentielles on doit d'approximer par des différences finies. On place donc un réseau sur la figure II-2. Sur ce réseau, considéré fixe, tel qu'illustré à la figure II-4, les cotes des points sont :

 $\bar{r} = (n-1) \Delta \bar{r} \quad n=1,2...N$

(2.51)

où $\Delta \overline{r}$ désigne l'espacement entre 2 points du réseau.

La façon de repérer et d'évaluer les températures par rapport à la surface de fusion est la même que celle de FOSTER (31), MURRAY et LANDIS (25), SPRINGER et OLSON (26) et LAZARIDIS (27). Comme l'interface solide-liquide ne coîncide pas nécessairement avec un point du réseau, sa position est :

 $\bar{\epsilon} = (q-1) \ \Delta \bar{r} + \xi$ (2.52) où q désigne la coordonnée du point du réseau le plus près de l'interface solide-liquide et ξ la distance de l'interface au point q tel que :

- 0.5 $\Delta \bar{r} \leq \xi \leq 0.5 \Delta \bar{r}$ le temps, divisé en petits intervalles, est exprimé de façon explicite par :

 $\bar{t} = j \cdot \Delta \bar{t}$ j=0,1,2.... (2.53) et les dérivés par rapport au temps de θ et $\bar{\epsilon}$ sont :

$$\frac{\partial \theta_{n}}{\partial t} = \frac{\theta_{n}^{j+1} - \theta_{n}^{j}}{\Delta t} \qquad j = 0, 1, 2, 3... \qquad (2.54)$$

$$\frac{\partial \overline{\epsilon}_{n}}{\partial t} = \frac{\varepsilon_{n}^{j+1} - \varepsilon_{n}^{j}}{\Delta t} \qquad n = 0, 1, 2, 3... \qquad (2.55)$$

$$II - 6 - 3 - 1. \underline{Regions_liquide_et_sol}$$

loin_de_l'interface.

i₫e

L'évaluation des dérivées des températures dans la direction radiale ne présente pas de problème pour les régions liquide et solide loin de l'interface. Elle se fait par l'approximation conventionnelle en 3 points.

θθ θ ^j	θj		valable pour
$\frac{1}{\partial r} = \frac{n+1}{2 \Delta r}$	<u>n</u> (2.56)		n ≠ 1, N, q, q + 1.
			Les 3 points doivent
$\partial^2 \theta = \theta^{j}_{n+1}$	$-2 \theta_{n}^{j} + \theta_{n-1}^{j}$		être dans la même
<u>ər²</u> (,	$(\Delta r)^2$	(2.57)	phase.

II - 6 - 3 - 2. <u>Région près de l'interface</u>.

Il est évident que l'évaluation des dérivées en 3 points ne peut être valable pour les points q, q+1 et q-1 en raison de la discontinuité des gradients de température au front de fusion. Pour évaluer les dérivées en ces points, on se sert du développement de Taylor d'une fonction sous la forme d'une série de dérivées. Nous illustrerons la méthode pour le point q+1 ; elle s'applique de façon similaire pour l'évaluation des dérivées aux autres points du réseau. II - 6 - 3 - 2 - 1. <u>Point q+1</u>

Soit le point q+1, tel qu'illustré à la figure II-5. Il se trouve à la distance (1- ξ) $\Delta \bar{r}$ de l'interface liquide-solide. La température de l'interface liquide-solide, notée $\theta_{\rm F}$, est la température de fusion.

L'évaluation des dérivées premières et secondes au point q+1 est faite par un développement en série des températures de l'interface liquide-solide et du point q+2.

Le développement de θ_F en puissances de - (1- ξ) $\Delta \bar{r}$ par rapport au point q+1 donne :

$$\theta_{\mathbf{F}} = \theta_{\mathbf{q}+1} - (1 - \xi) \cdot \Delta \bar{\mathbf{r}} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{\mathbf{r}}} \Big|_{\mathbf{q}+1} + \frac{(1-\xi)^2 (\Delta \bar{\mathbf{r}})^2}{2!} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{\mathbf{r}}^2} \Big|_{\mathbf{q}+1} + O (\Delta \bar{\mathbf{r}})^3 \qquad (2.58)$$

55

avec une erreur de troncature de $(\Delta \bar{r})^3$, et le développement de θ_{q+2} en puissances de $\Delta \bar{r}$ par rapport au point q+1,

$$\theta_{q+2} = \theta_{q+1} + \Delta \bar{r} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{r}} \Big|_{q+1} + \frac{(\Delta \bar{r})^2}{2!} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{r}^2} \Big|_{q+1} + O(\Delta \bar{r})^3 \quad (2.59)$$

En éliminant $\frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{\mathbf{r}}^2}\Big|_{q+1}$ entre ces deux dernières équations, puisque $\theta_{\bar{\mathbf{r}}}$ est la température de fusion, c'est à dire O, on obtient le développement suivant pour la dérivée première.

$$\frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{r}}\Big|_{q+1} = \frac{1}{\Delta \mathbf{r}} \left[\frac{\xi}{1-\xi} \theta_{q+1} + \frac{1-\xi}{2-\xi} \theta_{q+2} \right] \text{ pour } q \leq N-2 \quad (2.60)$$

De la manière, en éliminant $\frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{r}}\Big|_{q+1}$ entre 2.58 et 2.59, on trouve l'expression de la dérivée seconde :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \mathbf{r}^2}\Big|_{\mathbf{q}+1} = \frac{2}{(\Delta \mathbf{r})^2} \left[\frac{1}{2-\xi} \theta_{\mathbf{q}+2} - \frac{1}{1-\xi} \theta_{\mathbf{q}+1} \right] \text{ pour } \mathbf{q} \le N-2 \quad (2.61)$$

En procédant de façon identique, on détermine les dérivées première et seconde au point q-1

$$\frac{\partial \theta}{\partial \overline{\mathbf{r}}}\Big|_{q=1} = \frac{1}{\Delta \overline{\mathbf{r}}} \left[\frac{\xi}{1+\xi} \theta_{q=1} - \frac{1+\xi}{2+\xi} \theta_{q=2} \right] \qquad (2.62) \quad \text{valables pour}$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \overline{\mathbf{r}}^2} = \frac{2}{(\Delta \overline{\mathbf{r}})^2} \left[\frac{1}{2+\xi} \theta_{q=2} - \frac{1}{1+\xi} \theta_{q=1} \right] \qquad (2.63) \quad q \ge 2$$

II - 6 - 3 - 2 - 3. Point q

II - 6 - 3 - 2 - 2. Point q + 1

Si on ne désire pas suivre l'évolution de la température, les équations ci-dessus sont suffisantes pour évaluer le déplacement de l'interface. Mais souvent, il est intéressant et même capital de visualiser la diffusion de la chaleur dans un matériau. Les dérivées première et seconde au point q sont obtenues en utilisant la formule d'interpolation de LAGRANGE BEREZIN et ZHIDKOV (31) donnent une liste des résultats qu'ils obtiennent ainsi en interpolant à l'aide de trois ou six points.

Lorsque le point q se trouve entre l'interface et le rayon interne r_0 , on exprime les dérivées en fonction des points situés à gauche de q :

et

$$\frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{\bar{r}}}\Big|_{\mathbf{q}} = \frac{1}{2 \Delta \mathbf{\bar{r}}} \begin{bmatrix} \theta_{\mathbf{q}-2} - 4 & \theta_{\mathbf{q}-1} + 3 & \theta_{\mathbf{q}} \end{bmatrix}$$
(2.64)
et
$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \mathbf{r}^2} = \frac{1}{(\Delta \mathbf{\bar{r}})^2} \begin{bmatrix} \theta_{\mathbf{q}-2} - 2 & \theta_{\mathbf{q}-1} + \theta_{\mathbf{q}} \end{bmatrix}$$
(2.65)

valables lorsque 2 \leq q \leq N-1.

Quand le point q est situé entre le rayon externe et le front de fusion, ces dérivées s'expriment par rapport aux points qui sont à sa droite :

$$\frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{r}}\Big|_{\mathbf{q}} = \frac{1}{2 \ \Delta \mathbf{\bar{r}}} \left[-3 \ \theta_{\mathbf{q}} + 4 \ \theta_{\mathbf{q}+1} - \theta_{\mathbf{q}+2} \right] \quad (2.66)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \mathbf{\bar{r}}^2} = \frac{1}{(\Delta \mathbf{\bar{r}})^2} \left[\theta_{\mathbf{q}} - 2 \ \theta_{\mathbf{q}+1} + \theta_{\mathbf{q}+2} \right] \quad (2.67)$$

et

valables dans le domaine 2 \leq q \leq N-2.

Les équations 2.64 et 2.65 n'ont aucune signification quand la température θ_{q-2} est inconnue, c'est à dire quand q = 1,2. On pose dans ce cas :

et

$$\frac{\partial \theta}{\partial \overline{\mathbf{r}}} \Big|_{\xi > 0} \simeq - \frac{\theta 1}{\varepsilon}$$
(2.68)
$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \overline{\mathbf{r}}^2} \Big|_{\xi > 0} \simeq 0$$
(2.69)

On peut obtenir la température au point q d'une autre façon : par une interpolation de Lagrange par rapport aux points q-1 et q-2, lorsque ξ est positif,

$$\theta_{\mathbf{q}} \Big|_{\boldsymbol{\xi} > \mathbf{0}} = \theta_{\mathbf{q}-1} \cdot \frac{2\boldsymbol{\xi}}{1+\boldsymbol{\xi}} - \theta_{\mathbf{q}-2} \frac{\boldsymbol{\xi}}{2+\boldsymbol{\xi}}$$
(2.70)

et lorsque ξ est négatif,

$$\theta_{\mathbf{q}} | \boldsymbol{\xi} < \mathbf{0} = \theta_{\mathbf{q}+2} \cdot \frac{\boldsymbol{\xi}}{2-\boldsymbol{\xi}} - \theta_{\mathbf{q}+1} \cdot \frac{2\boldsymbol{\xi}}{1-\boldsymbol{\xi}} \quad (2.71)$$

Ces formules ne peuvent être appliquées que pour des températures connues. Lorsque le front de fusion est près du rayon interne r_o (dans la région $\Delta \bar{r} \leq \bar{\epsilon} \leq 1.5 \ \Delta \bar{r}$), la température au point q = 2 se détermine par simple interpolation linéaire par rapport au point $\theta_{\bar{\epsilon}}$ et θ_1 ,

$$\theta_{q} \begin{vmatrix} q=2 &= \theta_{1} & \frac{\xi}{1+\xi} \\ \xi > 0 & \end{array}$$
(2.72)

II - 6 - 3 - 3. <u>Mouvement_de_l'interface</u>. Les dérivés premières qui servent à évaluer le déplacement de l'interface sont aussi obtenues par développement en série de Taylor des températures situées à gauche ou à droite du front de fusion selon qu'il s'agit du gradient dans la phase liquide ou dans la phase solide.

> $\frac{\partial \theta_{\overline{e}}}{\partial r} \Big|_{1iquide} = \frac{1}{\Delta r} \left[\begin{array}{c} \theta_{q-2} & \cdot \frac{1+\xi}{2+\xi} - \theta_{q-1} & \frac{2+\xi}{1+\xi} \end{array} \right]$ (2.73) $\frac{\partial \theta_{\overline{e}}}{\partial r} \Big|_{solide} = \frac{1}{\Delta r} \left[\begin{array}{c} \theta_{q+1} & \cdot & \frac{2-\xi}{1-\xi} - \theta_{q+2} & \frac{1-\xi}{2-\xi} \end{array} \right]$ (2.74)

La première de ces équations (2.73) n'est évidemment pas valable près du rayon interne, c'est à dire quand q \leq 2, dans ce cas on utilise l'équation (2.68)

$$\frac{\partial \theta \bar{\epsilon}}{\partial \bar{r}} \bigg|_{1 \text{ iquide }} = -\frac{\theta_1}{\bar{\epsilon}} \qquad (2.75)$$

II - 6 - 3 - 3 - 1. <u>Conditions</u> aux limites.

Toutes les équations nécessaires à la solution du problème sont maintenant posées. Il ne reste plus qu'à fixer les conditions aux limites. Lorsque le coefficient de transfert est infini, la température du premier noeud est égale à la température ambiante θ_{∞} .

Cependant, en pratique, le coefficient de transfert a une valeur finie. L'analyse est alors plus difficile. L'interpolation par rapport aux points situés à gauche ou à droite perd en précision. Dans ce cas, on étend artificiellement le matériau au delà de la frontière et l'approximation se fait par rapport au point central qui,lui,repose sur la frontière (25, 26, 30).

En considérant que le flux de chaleur Q(t) est positif dans la direction r, que la valeur de la conductivité dépend de la phase et en introduisant un flux de chaleur réduit \overline{Q} (26) tel que :

$$\bar{Q}(\bar{t}) = \frac{Q(t)}{2\pi k T_F 1}$$
 (2.76)

on obtient toujours par développement en série de Taylor

$$\frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{r}}\Big|_{1} = -\bar{Q}_{1} \qquad (2.75)$$
où
$$\bar{Q}_{1} = \bar{H} \left(\theta_{\infty} - \theta_{1}\right) \qquad (2.76)$$
et
$$\frac{\partial^{2} \theta}{\partial \bar{\mathbf{r}}^{2}}\Big|_{1} = \frac{2}{\left(\Delta \bar{\mathbf{r}}\right)^{2}} \left[\frac{\theta_{2} - \theta_{1}}{\Delta \bar{\mathbf{r}}} + \bar{Q}_{1}\right] \qquad (2.77)$$

- 57 -

Lorsque les points 1 et 2 ne sont pas dans la même phase, la dernière équation n'a plus de signification. Près du rayon interne r_o elle est remplacée par :

 $\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \overline{r}^2} \bigg|_{\substack{\mathbf{r} = \mathbf{r} \\ \mathbf{q} \leq 2^{\mathbf{0}}}} = \frac{2}{\varepsilon} \left[-\frac{\theta_1}{\overline{\varepsilon}} + \overline{Q}_1 \right]$ (2-78)

II - 6 - 4. Considérations sur la solution numérique des équations

L'approximation des équations différentielles au moyen de différences finies n'est pas exempte d'erreurs. Elle introduit deux types d'erreurs dont l'un est inhérent à la méthode elle-même et l'autre aux calculs numériques proprement dits.

En effet, conséquemment au développement en série il y a troncature des termes de rang plus élevés. Cette erreur de troncature est de $(\Delta \overline{r})^2$ et $(\Delta \overline{r})$ respectivement pour les dérivées premières et secondes exposées ci-dessus. Pour atténuer les effets de cette erreur, il suffirait logiquement de rendre $(\Delta \overline{r})$ aussi faible que possible; alors la solution convergerait plus rapidement.

Cependant, en pratique, en diminuant l'espacement entre mailles du réseau, on augmente le nombre de noeuds et ainsi le nombre de noeuds et ainsi le nombre de calculs. Or chaque étape de calcul introduit une erreur d'arrondi parce que les calculs ne se font qu'avec un nombre fini de décimales. C'est pourquoi la diminution de l'espacement entre mailles n'augmente pas nécessairement la précision des calculs. L'accroissement du nombre de décimales n'élude pas la difficulté. Il semble qu'en procédant avec un nombre intermédiaire de décimales, les effets d'arrondi s'annulent au lieu d'avoir un effet cumulatif [32].

L'introduction d'erreurs à quelque étape de calcul que ce soit a une influence considérable sur le comportement de la solution numérique et est parfois telle qu'aucune solution ne peut être obtenue. Désignons par ζ la valeur maximale de l'erreur absolue commise à chaque point du réseau et f^{*} la solution numérique des équations différentielles. Si f est la solution des équations différentielles en supposant qu'il n'y a aucune erreur, alors f^* - f est l'écart qui existe dû aux erreurs. La solution des équations est dite "stable" si f^{*} - f tend vers zéro lorsque ζ tend vers zéro et ne s'accroit pas de façon exponentielle lorsque l'espacement entre mailles tend vers zéro.

Si, dans quelques cas assez simples, on démontre mathématiquement que la solution d'un problème de changement de phase est unique [33,34,35], on ne possède pas de preuve généralisée de l'unicité de la solution surtout lorsque les conditions aux limites ne sont pas linéaires. On considère donc [26] que s'il existe une solution et qu'elle est convergente et stable, elle est aussi unique.

Il n'existe pas de critère de convergence et de stabilité d'une équation différentielle non linéaire. Pour divers types d'approximations RICHTMEYER [36] donne les conditions pour lesquelles la solution est stable, mais les équations différentielles décrites précédemment ne se ramènent pas à ces cas simples. HILDEBRAND [37] et KELLER [38] soulignent toutefois que si une solution numérique est stable, elle est aussi convergente. La réciproque n'est pas vraie.

Sous quelles conditions la solution est-elle stable ? Pour le type de schéma de différences finies employé, et en supposant que les conditions aux limites soient uniformes et que le matériau soit homogène, la solution serait stable si l'inégalité suivante était vérifiée

$$\Delta \overline{t} \leq \frac{(\Delta \overline{r})^2}{{}^B_s}_{2 \{ \underset{K B_1}{\overset{B_s}{B_1} } \}}$$
(2.79)

Cependant, comme nous le verrons, ce simple critère n'est pas suffisamment restrictif pour assurer la stabilité de la solution dans tous les cas.

Quand les théories mathématiques n'existent pas, affirme RICHIMEYER [34], nous devons avoir recours à un mélange d'intuition et de clairvoyance expérimentale. Grâce à cette méthode, on peut donc évaluer la température à des endroits précis au sein du matériau et la position de l'interface liquide-solide en tout temps.

Pour ces évaluations, il faut cependant connaître : 1) les propriétés physiques du matériau soumis au flux thermique

- a) chaleur latente de fusion (L)
- b) conductivité thermique (k) des phases liquide et solide.
 Si la conductivité thermique varie en fonction de la température, on redéfinit une température modifiée par l'équation
 2.27 et on choisit comme conductivité de référence sa valeur au point de fusion.
- c) chaleur spécifique des phases liquide et solide (C)
- d) masse volumique (ρ)
- 2) la géométrie du corps :
 - a) le rayon interne r
 - b) le rayon externe r_{ext}
- 3) la condition initiale et les conditions aux limites : coefficient de transfert (h), la température de film du milieu T_{∞} , la température à la limite externe (T_{ext}), par exemple.
- 4) l'espacement entre nœuds $\Delta \overline{r}$, l'incrément de temps $\Delta \overline{t}$ et la température de surfusion, qu'on fixe au début du problème.

II.7. Etude expérimentale

Comme toute étude de diffusivité se ramène en fait à évaluer des températures, la partie expérimentale de notre étude consiste donc à déterminer la température atteinte en divers endroits et l'épaisseur de la zone fondue en fonction des paramètres qui permettent de les obtenir.

II.7.1. <u>Mesure de la température à l'intérieur d'un</u> cylindre rotatif

Il existe peu de dispositif pour capter et transmettre une indication de température à l'intérieur d'une partie rotative. Lorsque l'extrêmité de la partie rotative est accessible, les balais frottantssont une solution technologique pour fixer les limites d'utilisation d'un appareil. Cependant, ils posent un problème de thermométrie assez complexe. En effet, pour convertir un signal rotatif en un signal stationnaire, il faut satisfaire à certains critères dont les plus importants sont [39]: - la résistance entre la partie frottante et la partie fixe doit être supérieure à 1 M Ω,

- la tension générée par les surfaces frottantes doit être d'égale amplitude à celle du signal.

Quand on ne peut avoir accès à l'extrêmité de la partie rotative, on peut penser à une autre solution : celle des collecteurs tournants. Or leur installation est hasardeuse et leur alignement est très difficile à maintenir car la pièce peut se dilater à la suite d'une élévation de température. De plus la nature des contacts des collecteurs introduit un tel bruit dans la mesure que dans tous les cas le rapport bruit-signal est élevé [39]. Sur des pièces importantes, l'utilisation de collecteurs de grands diamètres qui sont soumis à de grandes vitesses linéaires est pratiquement impossible sans compter que leur durée de vie est souvent trop courte pour permettre un temps d'essai convenable.

Dans le cas du four rotatif dont la partie mobile baigne dans l'eau, seule la télémesure par ondes radio peut être retenue comme solution acceptable. Le matériel utilisé, commercialisé par ACUREX, satisfait aux exigences imposées. De faible encombrement (circuits imprimés noyés dans une résine), il peut être fixé sur la surface de la virole et éviter les rampes d'arrosage. Avec une précision de ± 2 %, un rapport bruit-signal faible, il peut efficacement fonctionner sous une température ambiante variant entre 0 °C et 150 °C. De plus, ses composants demeurent inaltérables jusqu'à des accélérations de 30 000 g [40].

II.7.2. Mesure de la température par télémètrie

Le principe de la méthode de télémesure à courte distance qui réunit à la fois les avantages de la fréquence modulée (FM) et de l'amplitude modulée (AM) est illustrée à la figure II-6.

Dans ce système, le pont de mesure est alimenté par un régulateur de tension continue auquel est adjoint un dispositif suiveur de température (le bain à température constante de référence des systèmes classiques de mesure). La sortie du pont est découpée en une onde carrée de 200 H_Z par un transistor à effet de champ (FET) commandé par un oscillateur à sous-porteuse. L'écrêteur (FET) est un modulateur AM qui n'a pratiquement pas de dérive de zéro. Sa sortie est une onde carrée telle que schématisée à la figure II-6 dont l'amplitude est exactement celle du signal continu du pont de mesure. Ce signal continu ainsi converti en un signal alternatif est amplifié. Il module par la suite un oscillateur haute fréquence HF. L'onde porteuse de 100 MHz de l'oscillateur HF est amplifiée et émise par l'antenne vers le récepteur. Il s'agit ici de la modulation "FM directe" bien connue des radio-auditeurs. A la réception le signal alternatif est reconverti en celui continu de départ. L'avantage incontestable de la modulation AM/FM est de réduire le niveau de bruit d'un facteur 3, de supprimer un amplificateur à tension continue source de dérive de zéro sur la modulation FM/FM [40].

Les divers éléments du système de télémesure, leurs caractéristiques propres et leur branchement sont explicités dans l'annexe III.

L'étalonnage s'est effectué comme mentionné dans l'annexe III. Il convient de mentionner ici que la gamme 0-45 mV est la plus précise et que l'erreur commise est inférieure à 1 %, inévaluable à l'enregistrement.

II.7.3. Montage des thermocouples

Les thermocouples utilisés sont de type courant, commercialisés par la Société SODERN. Ils sont regroupés au tableau II.1 avec leurs caractéristiques propres.

Ces thermocouples ont été montés en fonction de l'espace accessible conformément au croquis reproduit à la figure II-7. Ils pénétraient dans le boîtier où était regroupé l'électronique et la partie cylindrique de métal des passages étanches de type Thermolok qui, en plus de maintenir les jauges, assuraient l'étanchéité. Leur *arrimage* était complété par ceinturage au moyen de fils métalliques. Parmi tous ces capteurs, seuls ceux du premier type ont pu être utilisés efficacement. Ceux des 2°, 3° et 4° catégorie se brisaient en cours d'expérience. Si leur gaine est telle qu'ils puissent subir une température plus élevée que ceux du premier type, A la fois pour des raisons de sécurité et par souci de précision, les capteurs de température ont été logés dans le matériau à des distances radiales telles qu'ils ne puissent être détruits par fusion. Compte tenu de la durée des essais, cette distance pourrait être comprise entre 75 et 85 mm. prise par rapport à l'axe. En effet plus le capteur est long, plus il risque, sous l'effet de contraintes, de subir une flèche et s'il fond, à la fin de l'expérience, il n'est pas possible de vérifier la position qu'il occupait. D'autre part, un thermocouple qui fond laisse soit une paire de fils ouverte, soit une paire de fils reliés à la masse par la gaine. Dans le premier cas, il risque d'y avoir interaction entre canaux [40]; dans la seconde alternative, la mesure est tellement perturbée qu'on n'obtient plus d'enregistrement.

Afin d'obtenir un montage acceptable, divers difficultés technologiques ont dû être résolues. Parmi ces difficultés, la plus importante est le mode de raccordement des capteurs au module MULTIPLEX. En effet, à cause de leur encombrement et des problèmes d'étanchéité qui leur sont associés, les microfiches couramment employées pour raccorder un capteur à son système de mesure, ne pouvaient être utilisées. Nous avons choisi de faire un compromis sur la précision en effectuant le raccord au moyen de fils de cuivre soudés aux bornes du thermocouple et aux broches du modèle MULTIPLEX. Les problèmes de fragilité et d'isolement au niveau de l'extrêmité du capteur ont été résolus en noyant les jonctions dans une résine. Malgré la difficulté d'effectuer la soudure proprement, ce type de jonction nous a semblé satisfaisant. La création de ces nouvelles soudures pourrait a priori perturber la mesure en créant des fem parasites. Toutefois. puisque ces soudures et le système de mesure sont contenus à l'intérieur du même boîtier, nous pouvons considérer qu'ils sont à la même température. L'erreur ainsi introduite est insignifiante pendant la durée des mesures effectuées d'autant que s'il existe un gradient thermique, il est radial.



Type de	UTILISATION		OBSERVATIONS	
thermocouple	en service continu	en service exceptionnel		
2 A B I Ni-Cr/ _{Ni} allié	0-1 000 °C	1 000-1 200 °C	gamme de fem : 0 - 45 mV	
2 Rd Rn Platine rhodié 30 % Platine rhodié 6 %	→ 1 600 °C	1 750 °C	gamme de fem : 0 - 15 mV rupture de la gaine	
2 P Rc Platine rhodié 10 % Platine pur	→ 1 400 °C	1 700 °C	gamme de fem : 0 - 20 mV rupture de la gaine	
2 W5 W6 Tungstène rhénium 5 % Tungstène rhénium 26 %	1 800 °C		gamme de fem : 0 - 45 mV gaine fragile	

Tableau II-1 - Thermocouples utilisés

- 64

t
II.7.4. Déroulement des essais

Tous les essais se sont déroulés de façon à assurer le maximum de reproductibilité. Ainsi ils devaient satisfaire à certains critères :

- a) comme nous nous intéressions à l'arc principal et non au fonctionnement isolé des générateurs à plasma, l'arc principal devait jaillir entre les 2 électrodes aussitôt que les générateurs étaient en opération. Lorsque la période de temps écoulé depuis la mise en route des générateurs excédait 2 minutes, l'essai était interrompu et rejeté.
- b) De même, lorsque le matériau fondu n'était pas apparemment entraîné à la même vitesse de rotation que l'autocreuset ou qu'il était éjecté, l'essai était rejeté et considéré comme nul.
- c) Pour toute défaillance du système de mesure par télémétrie ou tout comportement anormal, l'essai était interrompu et non valable (par exemple : réception accidentelle d'un message radio sur la même fréquence que la porteuse du système de mesure, modification de l'impédance entre les antennes émettrice et réceptrice consécutive à une mauvaise évacuation de l'eau de refroidissement du four, interaction de l'arc principal sur l'émission ou la réception du signal).

L'essai était normalement précédé d'une période préparatoire : garnissage du cylindre et vérification des circuits et d'une période postérieure. Celle qui suivait l'essai proprement dit peut être décrite succinctement comme suit :

- refroidissement de la charge pendant 20 heures,
- démontage et extraction de la zone fondue. C'est pendant cette opération qu'était vérifié l'emplacement des capteurs et leur état et s'il convenait de les écarter lors du dépouillement,
- tronçonnage à la scie diamantée et relevé des cotes utiles à l'évaluation de la zone fondue,
- dépouillement des enregistrements de température. Cette étape fut assez fastidieuse. En vue d'obtenir plus de souplesse, c'està-dire utiliser des thermocouples divers, nous avions choisi des gammes de force électromotrice plutôt qu'une échelle de température, de sorte que chaque signal a dû être dépouillé séparément, compensé et reconverti en indication de température.

BIBLIOGRAPHIE

[1]	GLINKOV, M.A., "Fondements de la théorie générale du fonc-
	tionnement des lours, Masson, Paris, 1911
[2]	SIEDER E.N. et G.E. TATE, Ind. Eng. Chem., <u>28</u> , 1429 (1936)
[3]	COLBURN A.P., Trans. A.I.Ch.E., <u>29</u> , 174 (1933)
C 4 J	GRAETZ L., Ann. d. Physik, <u>25</u> , 337-357 (1885)
[5]	LEVEQUE J., Ann. mines, <u>13</u> , 201 (1928)
[6]	HUNN B.D., Technical Report SU 247-15, Stanford University, oct. 1969
[7]	HUNN B.D., Technical Report SU 247-16, Stanford University, juin 1971
[8]	SKIFSTAD J.G., Technical Report ARL 64-112, Aerospace Research Laboratories, juillet 1964
[9]	WATSON V.R. et E.B. PEGOT, Technical Report NASA TN D-4042, Washington, juin 1967
[10]	WORSOE-SCHMIDT P.M., Technical Report SU 247-8, Stanford University, nov. 1964
[1]]	SCHMIDT P.S., Technical Report SU 247-14, Stanford University, Sept. 1968
[12]	OZISIK M.N., "Radiative Transfer", John Wiley, New York, 1973
[13]	BURGGRAF O.R., J. Heat Transfer, $\underline{86C}$, 373 (1964)
6143	STOLZ G. Jr., J.Heat Transfer, <u>82C</u> , 20 (1960)
[15]	FRANK I., J.Heat Transfer, <u>85C</u> , 378 (1963)
[16]	DAVIES J.M., J.Heat Transfer, <u>88C</u> , 154 (1966)
[17]	BECK J.V., Int.J.Heat Transfer, <u>13</u> , 703 (1970)
[18]	CARSLAW H.S. et J.C. JAEGER, "Conduction of Heat in Solids",
	Clavendon Press, Oxford (1959)
[19]	MUEHLBAUER J.C. et J.E. SUNDERLAND, Appl.Mech.Rewiews, <u>18</u> (12),
5007	
L201	Academic Proce New York 1065 \$ 107)

- [21] BIOT M.A., Physical Rewiew, <u>97</u>, 1463 (1955)
- [22] BIOT M.A. et H. DAUGHADAY, J. of Aerospace Sciences, <u>29</u>, 227 (1962)
- [23] GREEN J.W., J. of Research of National Bureau of Standards, <u>51</u>, 127 (1953)
- [24] GOODMAN T.R., Trans. ASME, <u>80</u>, 335 (1958)
- [25] MURRAY W.D. et F. LANDIS, Trans.ASME, <u>81C</u>, 106 (1959)
- [26] SRINGER G.S. et D.R. OLSON, ASME Paper 62-WA-246
- [27] LAZARIDIS A., Int.J.Heat Mass Transfer, 13, 1459 (1970)
- [28] BOGER D.V. et J.W. WESTWATER, ASME Paper 66-WA/HT-31
- [29] HEITZ W.L. et J.W. WESTWATER, Int.J.Heat Mass Transfer, <u>13</u>, 1371 (1970)
- [30] EYRES N.R. et al. Phil.Trans.Roy.Soc. A240, 1 (1948)
- [31] BEREZIN I.S. et N.P. ZHIDKOV, "Computing Methods", Addicon Wesley, Reading, 1965 (p.210 à 275)
- [32] VASILEV F.P. et A.B. USPENSKII, Soviet Math.-Doklady, <u>4</u>, 1475 (1963)
- [33] BOLEY B.A., Quaterly of Applied Mathematics, 21(1), 1, 1963
- [34] BOLEY B.A., Int.J.Engng. Sci. <u>6</u>, 89, 1968
- [35] BOLEY B.A., Quaterly of Applied Mathematics, 27(4), 481, 1970
- [36] RICHTMEYER R.D., "Difference methods for initial value problems" Interscience, New York, 1957
- [37] HILDEBRAND F.B., "Methods of Applied Mathematics", Prentice-Hall, New York, 1952
- [38] KELLER H.B., "The numerical solution of parabolic partial differential equations" in : "Mathematical Solution for digital computers", Ralston A. et H.S. Wilf, eds., John Wiley, 1960
- [39] STANFORTH C.M., "Temperature measurement of rotating parts" in :"Temperature - Its measurement and control in science and industry", Reinhold Publishing Corporation, New York, Vol.3, 741-750 (1961)
- [40] ADLER A.J., Experimental Mechanics, 378, avril 1971







(BUS)

Fig. II-2

- 68 -



N=6

Fig. II-3.





Fig. II-4





Fig. II-5



Figure 11-6.

aus pus

----71 -



Figure II-7.

ET EFFICACITE CONDITIONS AUX LIMITES ROTATIF RECHERCHE DES DU FOUR 1 III

III.1. Transfert de chaleur

impé de façon rigoureuse faut <u>;</u>] de phase, expérimentalement quelques conditions avec changement de diffusivité étudier 5 satisfaire Pour un problème rativement

- •• reproductible caractère constante ou de variation connue, chaleur soit de la source de de puissance due faut i l ອ
- fixe, que le corps étudié soit d'une géométrie connue et Ā
- changement autres phénomènes susceptibles d'altérer ou de modifier écartés soient que le et que que les propriétés de ce corps soient connues, fixe température à une le problème étudié. ait lieu de phase tous les ົບ

avec précision le rayon interne, il faut disposer de pièces monolithiques au change ment des conditions aux limites de l'arc lui-même (augmentation par elle aussi de Ci-L'exŝ np de n'a pu être comme variation et connaître dans le cas du four rotatif, tous les critères pas réelles façon générale une chute tel que schématisé précédemment sont inconnues son volume) gazeux. sont indissociables à 150 kg. D'autre part, n'est temps. Cette variation est liée rotation influe dimensions déterminé. Pour ർ la puissance de l'appareil ces paramètres l'accroissement du rayon hydraulique de l'écoulement : pour un arc d'intensité constante, il y température de la paroi qui limite les de ces phénomènes sont violés. D'une part que la vitesse externe est qui relie tous de l'arc entraîne de supérieure 3.1, seul le diamètre fonction du et que tous de réfractaire de masse exprimée d'autant plus exacte figure or loi pansion radiale dessus énumérés cylindre troué à la en de la []] La tension régulable l'arc •• illustré tension. exemple priori sur sa

III.1.2. Choix du matériau

Parmi tous les oxydes réfractaires disponibles, notre choix s'est porté sur l'alumine, Al_2O_3 . Possédant une faible tension de vapeur à haute température et une température de dissociation élevée, 4 000 K [1,2], l'alumine ne s'évapore que peu ou pas au four rotatif. Ayant une température fixe de fusion, 2054 °C [3], elle confine l'étude à celle d'un seul changement de phase, celui d'un solide en un liquide à une température fixe. L'alumine utilisée est une alumine impure distribuée par PROST, dont les caractéristiques sont regroupées sur le tableau suivant.

Analyse chimique $A1_{2}0_{3}$ 98.0 - 98.5 g 0,05 - 0,15 % Si0, 0,05 - 0,15 % Fe_2O_3 1,4 - 1,6 % CaO 0,03 -0,10 % Divers $3 \text{ kcal m}^{-1} \text{ hre}^{-1} \text{ °C}^{-1}$ Conductivité thermique à 1000°C Constituant de base Alumine tubulaire Dimension maximale 3 mm des grains

Tableau III.1 - Caractéristiques de l'alumine utilisée

III.1.3. Détermination du rayon interne initial, de la porosité de la charge en rotation et de la position de l'interface

Comme la charge de l'autocreuset est constituée d'un <u>matériau</u> <u>en vrac</u> maintenue dans la géométrie du cylindre troué par la force centrifuge, deux inconnues doivent donc être déterminées : la porosité du mélange en rotation et le rayon interne initial r_o. Au repos, la recherche des valeurs de ces deux inconnues est évidemment vaine; leur choix ne peut être fait qu'une fois l'essai terminé en fonction des cotes. Le relevé du rayon interne final ne soulève aucune difficulté; quant à celui de la position de l'interface, c'est un peu moins évident. Nous l'avons repéré et choisi comme étant celui de la zone d'impuretés de la figure 3-23. Au-delà de cette couronne jaunâtre, on aperçoit des granulés d'alumine non fondus noyés dans un solide fondu, indiquant selon toute vraisemblance une pénétration du liquide dans le corps poreux.

Fonction de la position de l'interface et du rayon interne final, il s'agit donc de rechercher pour tous les essais qui ne présentent pas d'anomalies (c'est-à-dire pas de glissement de la couche liquide) quels sont le rayon initial r_0 et le rapport de masses volumiques tels que r_0 soit toujours supérieur à r_{four} , où r_{four} désigne le rayon de l'orifice par lequel passe l'arc. Le résultat de ce bilan de matière donne comme valeur du rapport de masses volumiques 0.62 d'où une porosité de l'ordre de 38 %. Les rayons internes initiaux des essais retenus sont regroupés sur le tableau III-2.

III.1.4. Choix des propriétés physiques

III.1.4.1. Conductivité thermique du solide en vrac

On connaît assez bien la conductivité de matériaux solides non poreux et sa variation avec la température. Cependant, quand il s'agit de matériaux poreux, les mesures expérimentales et les modèles connus que discute abondamment KINGERY [4] ne coïncident pas toujours. A plus forte raison, il est très difficile d'obtenir des valeurs de conductivité effective de matériaux en vrac.

De tels matériaux *poreux* sont en réalité des systèmes à trois phases, composés de particules solides, de liquide et de gaz de sorte que la détermination d'une conductivité effective est très complexe. Les modèles que proposent CING et VACHON [5] et TANAYEVA [6] pour calculer une telle conductivité sont séduisants mais nécessitent malheureusement un nombre important de mesures expérimentales fort délicates.

N° de	Puissance	Puissance	Puissance	Temps	Rayon	Ē	ī × 10
l'expérience	totale	enlevée	nette		initial		
•	fournie		apparente	(Min.)	R _O (m)		
	kW ou kJ/sec	kW ou kJ/ _{sec}	kw ou kJ/sec		à		
					Z = 300 cm.		
2	78.5	23.9	54.6	25.7	0.036	1.06	3.45
3	19.2	25.0	54.2	21.4	0.033	0.89	3.42
9	75.6	23.1	52.5	30.6	0.029	1.47	6.33
4	85.7	26.4	59.3	20.2	0.029	1.21	4.18
5	84.8	26.2	58.6	15.3	0.027	1.20	3.65
7	86.2	25.5	60.7	30.0	0.024	2.00	9.07
6	100.0	28.0	72.0	7.0	0.037	0.49	0.89
8	99.0	26.7	72.3	18.4	0.030	1.37	3.56
11	98.2	28.8	69.4	20.1	0.0385	1.01	2.36
56	98.2	27.7	70.5	10.4	0.042	0.50	1.03
57	93.6	28.8	64.8	14.1	0.020	2.00	6.14
12	101.1	29.7	71.4	12.9	0.037	0.78	1.64
13	103.2	30.9	72.1	20.1	0.035	1.16	2.86
51	100.2	27.4	72.8	22.0	0.031	1.34	3.99
61	103.8	23.3	80.5	16.5	0.016	3.00	11.23
10	115.0	29.0	86.0	7.0	0.032	0.61	1.19
52	111.9	32.2	79.7	19.6	0.037	1.03	2.49
62	117.3	33.8	83.5	16.0	0.027	1.17	3.82
53	136.6	31.8	104.8	12.2	0.042	0.67	1.19
54	128.0	31.8	96.2	19.0	0.035	1.11	2.70
55	135.3	37.2	98.1	17.8	0.024	1.75	5.38
63	134.5	36.4	98.1	15.3	0.017	2.24	9.22

TABLEAU III-2 Résumé des essais acceptables.

7.6

•••••

En s'éloignant un peu d'un système réel, c'est-à-dire en négligeant par exemple la vapeur d'eau, on peut déterminer la conductivité effective (KE) d'un milieu poreux biphasique composé d'un seul corps solide et d'un seul fluide qui remplit les pores. La conductivité équivalente (KE) d'un tel matériau dépend de la conductivité thermique du solide (KS), de celle du fluide (KF), des fractions volumiques des composants, de la dimension, la forme et l'orientation des particules et de leur contact entre elles. CHAUDHARY et BHANDARI [7] ont construit un modèle qui tient compte de tous ces facteurs, modèle qu'ils ont vérifié et qui leur a permis de construire un diagramme plus récemment [8]. C'est à l'aide de ce diagramme que nous déterminons la conductivité thermique effective de l'alumine en vrac.

Si la conductivité thermique de l'alumine solide est de 3 kcal m⁻¹ h⁻¹ °C⁻¹ (tableau III-1) à 1000 °C, celle de l'air est de 5.7 x 10^{-5} cal s $^{-1}$ cm⁻¹ °C⁻¹ et la porosité de 38 % ontrouvre 8 x 10^{-4} cal s⁻¹ cm⁻¹ °C⁻¹. Comme il s'agit d'une valeur moyenne, nous considérons que la conductivité thermique est constante dans la phase solide.

III.1.4.2. Conductivité thermique de l'alumine liquide

On connaît bien la conductivité thermique des liquides à bas point de fusion (substances organiques, sels, métaux...). Comme les méthodes de mesure de la conductivité thermique sont limitées par les points de fusion, on ignore quelle est la conductivité des réfractaires à l'état liquide. Même à hautes températures, on peut calculer la conductivité des métaux par la loi de WIEDEMANN-FRANZ-LORENTZ et on sait que pour la plupart des métaux (sauf Na et K) la conductivité thermique s'accroît depuis le point de fusion pour atteindre une valeur maximale et s'abaisser jusqu'au point critique [9].

Malheureusement, tel n'est pas le cas pour les oxydes réfractaires comme l'alumine. On suppose donc que la conductivité thermique de l'alumine s'accroît en fonction de la température et on choisit la valeur de 0.006 kJ m⁻¹ s⁻¹K⁻¹ à 2000 k soit la valeur proposée dans Thermophysical properties of Latter [10].

-- 78 --

III.1.4.3. <u>Autres_propriétés_physiques</u>.

Bien qu'il ne s'agisse que d'une alumine à 98 %, on considère ici que ses propriétés sont celles d'une alumine pure.On a retenu la valeur de la chaleur latente de fusion donnée par FOMICHEV, BONDARENKO et KANDYBA (3) qui est de 118.4 ± 2.4 kJ mole⁻¹. La chaleur spécifique de l'alumine solide a été fixée à 1.27 kJ kg⁻¹ K⁻¹ valeur donnée par SHOMATE et NAYLOR (11) à 1300 K et celle de l'alumine liquide à 1.34 kJ kg-1 K-1. On a choisi comme valeur de la masse volumique du solide 3 510 kg m⁻³ et du liquide à son point de fusion 3 056 kg m⁻³ (12).

III.1.5. Choix de la section et courbes de déplacement d'interface

Comme illustrée à la figure 3-2, la distribution de température n'est pas uniforme suivant l'axe horizontal et conséquemment le déplacement de l'interface liquide-solide n'est pas symétrique par rapport à l'axe z. Comme nous avons choisi précédemment de limiter notre étude à une section, il importe de choisir la plus représentative. Après examen des carottes, il apparaît que la section située à 300 mm du générateur azote représente une valeur moyenne sur l'ensemble du four. Certes le déplacement de l'interface y est moins important qu'à la section située à 175 mm mais il est supérieur à celle située à 375 mm.

Les résultats des mesures sont transformés en variables réduites conformément aux équations 2.40 et 2.41 où la position de l'interface est exprimée par rapport au rayon initial et le temps en fonction d'un temps réduit \overline{t} . Pour les essais jugés acceptables et regroupés au tableau III-2, les figures 3.3 à 3.7 montrent le déplacement de l'interface $\overline{\epsilon}$ en fonction du temps \overline{t} pour diverses puissances totales fournies. En vertu du caractère adimensionnel des équations, ces figures devraient être exactes. Cependant, comme nous le verrons, elles ne sont qu'une approximation puisque le rayon interne augmente et que la température θ_{∞} est fonction du rayon interne.

De l'examen de ces courbes il ressort que si le déplacement de l'interface est moins important pour des puissances inférieures à 100 KW, en retour il ne semble pas plus élevé pour des puissances supérieures à 100 KW. A première vue, la puissance de 100 kW est un optimum. En effet l'efficacité exprimée sous la forme de l'aire de la couronne fondue (S) est plus élevée pour les puissances de l'ordre de 100 kW que pour des puissances supérieures (Figure 3.8). Cette conclusion importante sur laquelle nous reviendrons nous sert pour le moment de critère de discrimination : seuls les essais dont la puissance est de 100 kW sont examinés. D'ailleurs, ce sont les seuls essais où les rayons internes initiaux ne sont pas trop différents d'un essai à l'autre (tableau III-2).

III.1.6. Solution numérique III.1.6.1. Condition à la limite externe

La recherche d'une solution numérique au problème de diffusivité avec changement de phase et l'évaluation de la condition à la limite interne requièrent la connaissance de la condition à la limite externe, c'est-à-dire à $r = r_0$. Pour un matériau à faible diffusivité comme un réfractaire et lorsquer << r_e , on peut faire l'hypothèse que la température àr = r_e est constante et égale à sa valeur initiale. Cette condition à la limite externe s'est vérifiée expérimentalement pour la durée des essais.

III.1.6.2. Calculs numériques

La détermination de la solution numérique du problème de diffusivité s'est effectuée à l'aide de l'ordinateur IBM 360/91 de la CISI du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

L'organigramme général du programme de calcul est représenté à la figure 3.9 tandis qu'en annexe on peut retrouver les instructions du programme écrites en FORTRAN.

Pour plus de souplesse les conditions aux limites et la position initiale de l'interface $\overline{\epsilon}_0$ sont calculées dans 2 sousprogrammes. Ainsi lorsqu'on désire changer les conditions aux limites, on peut le faire aisément sans modifier le programme principal.

L'espacement entre mailles du réseau $\Delta \overline{r}$ a été fixé à 0.25 intervalle suffisamment faible pour assurer la convergence de la solution et suffisamment grand pour ne point augmenter le temps de calcul. L'incrément de temps $\Delta \overline{t}$ est de 0.0005, valeur dix fois inférieure au critère de stabilité défini par l'équation 2.79.

III.1.6.3. Température avant le changement de phase

Avant le changement de phase, le problème de diffusivité est résolu aussi de façon numérique par l'équation 2.43.

III.1.6.4. Mise au point de la solution

Le programme de calcul a été mis au point pour une condition à la limite interne très simple : en supposant que la température de surface soit maintenue constante ou encore que le flux superficiel soit constant. Ce sont des conditions qui, en fait, ne correspondent à aucun cas réel. La solution numérique dans ces cas ne présente aucune particularité sauf qu'on ne note aucune instabilité.

Cependant lorsqu'on exprime la condition à la limite interne par des équations du type 2.49 et 2.76 qui correspondent à des cas pratiques, on constate que le simple critère de stabilité défini en 2.79 n'est pas suffisamment restrictif. En effet au début de la fusion (2° ou 3° intervalles de temps après l'apparition de $\overline{\epsilon}_{0}$) l'épaisseur $\overline{\epsilon}_{0}$ engendre une trop grande discontinuité des dérivées première et seconde de 2.43, que sa valeur soit faible ou importante. Il en résulte une mauvaise évaluation de la température au premier noeud. En augmentant la valeur de la surfusion fixée à $\theta = 0.01$ la difficulté n'en est pas moins éludée et le choix de $\overline{\epsilon}_{0}$ est aussi aléatoire. De l'examen des équations 2.43, 2.75 et 2.78, il est apparu que la solution est stable si l'épaisseur de départ satisfait à l'inégalité suivante :

 $\overline{\varepsilon}_{0}^{2} + 2 \overline{\varepsilon}_{0} \ge - 2 \theta_{1} / \overline{Q}_{1}$

III.1.6.5. Premiers résultats

Lors de la recherche de la condition à la limite interne, les valeurs choisies doivent satisfaire à certaines constatations :

- a) la température à la périphérie de l'arc n'est pas infinie.
 La température à la surface interne est inférieure à la température de dissociation,
- b) le flux de chaleur à la surface est tel que la fusion se produit dès les premières minutes de l'ignition de l'arc. Les dégorgements accidentels le prouvent,
- c) en coulée continue, c'est-à-dire lorsque la couche liquide est enlevée dès sa formation et qu'ainsi le rayon interne s'accroît, la progression du front de fusion diminue,
- d) le coefficient de transfert superficiel "h" est très faible pour les gaz. Il est de l'ordre de 3 à 20 kcal $m^{-2} h^{-1} c^{-1}$ en convection libre et de 10 à 100 en convection forcée [13].

Divers types de solutions possibles ont donc été examinés en considérant que le coefficient de transfert peut être compris entre 0.02 et 0.06 kJ s⁻¹ m⁻² K⁻¹ et que la température de film T_{∞} se situe entre 6 000 et ¹⁷ 000 K. Tout d'abord on a supposé la température T_{∞} constante. Mais comme les résultats obtenus sont aberrants par rapport aux observations, on a par la suite supposé que la température T_{∞} décroissait de façon parabolique avec l'augmentation du rayon interne.

A la figure 3.10 est illustrée la position de l'interface $\overline{\epsilon}$ en fonction du temps \overline{t} pour diverses valeurs du coefficient de transfert. La température T_{∞} initialement de 12 700 décroît de façon parabolique et le rayon interne initial est de 31 mm.

Sur cette figure, on peut noter que :

- a) la vitesse du front de fusion très rapide au début de la fusion décroît pour atteindre une valeur pratiquement constante,
- b) le début de la fusion est fonction du flux de chaleur à la paroi.

On peut donc par un choix judicieux des conditions à la limite interne (Θ_{∞} et h) faire coïncider un profil expérimental avec un profil calculé. Cependant il faut noter ici qu'il s'agit d'une approximation valable seulement au début de la fusion. L'erreur augmente au fur et à mesure que la couche liquide s'épaissit. Les profils de températures calculés et expérimentaux sont tellement différents qu'ils n'ont pas pu être illustrés. En effet la méthode de résolution des équations différentielles dont nous avons parlé ne permet pas de rendre compte de la diminution de volume causée par la transformation d'un matériau pulvérulent en une couche liquide plus dense. Pour suivre de façon continue la surface de séparation des phases, il faut que le repère (réseau) soit mobile. La réduction des variables réelles requiert quant à elle un point fixe, le rayon interne r_0 . Face à cette double nécessité, la solution aboutit à une impasse : on ne peut rendre compte de la rétraction du rayon interne et ainsi le flux de chaleur est surestimé.

III.1.7. Rétraction du repère

Cependant lorsque le matériau est de faible diffusivité et que l'influence de la condition à la limite externe est faible et si - et seulement si - cette condition est du premier type on peut faire une approximation qui tient compte de l'augmentation du rayon interne.

On considère donc dans ce qui suit que l'espacement $\Delta \overline{r}$ reste constant, que les variables réduites sont reliées au rayon interne qui, lui, devient le rayon initial mais que le nombre de mailles du réseau diminue consécutivement à la diminution de volume. Comme le nombre de mailles, n, est une variable entière, le rayon externe doit se rétracter ou se contracter selon le besoin.

Toutes les équations précédemment décrites restent inchangées. Après la fusion d'une quantité $\Delta \overline{\epsilon}$, le rayon interne se déplace et devient à l'étape de temps suivant le premier nœud du réseau comme auparavant, seule sa position a changé, mais elle demeure liée au rayon interne initial r_o. Il en est de même pour les autres points. Les températures à ces nouvelles cotes sont alors interpolées par rapport à celles qui étaient greffées sur le repère précédent.

Comme les nouvelles températures sont interpolées par rapport aux précédentes, l'approximation est d'autant plus juste que le déplacement de l'interface est faible à chaque incrément de temps $\Delta \overline{t}$ et que l'influence de la condition à la limite est faible.

III.1.8. Comparaison des résultats obtenus avec les repères fixe et mobile

Il est évident que les résultats obtenus en négligeant la diminution de volume sont différents de ceux calculés avec un repère mobile. Dans le cas du repère fixe, la résistance au transfert de chaleur causée par la couche liquide s'accroît dès que progresse l'interface. Ceci est particulièrement patent à la figure 3.11 où est illustrée la différence entre les deux méthodes. Pour des mêmes conditions à la limite interne ($H = 0.04 \text{ kJ s}^{-1}$ $m^{-2} \text{ K}^{-1}$, $T_{\infty} = 12\ 000 \text{ K}$), le déplacement de l'interface liquide-solide est supérieur s'il y a variation de volume.

III.1.9. Recherche de la condition à la limite interne

Lors de la recherche de la condition à la limite interne et de l'évaluation du transfert de chaleur on dispose de deux moyens de vérification : la courbe de déplacement de l'interface et la fonction de distribution de la température.

III.1.9.1. Déplacement du front de fusion

Les figures 3.12 et 3.13 montrent le déplacement du front de fusion sous diverses conditions parmi les plus intéressantes pour le cas qui nous préoccupe. Pour une même température initiale $T_{\infty} = 14500$ décroissant de façon parabolique, la figure 3.12 illustre l'influence du coefficient de transfert sur le déplacement de l'interface. Par contre à la figure 3.13 sont regroupées les courbes de position du front de fusion en fonction du temps \overline{t} pour divers coefficients de transfert et diverses températures initiales T_{∞} . On peut remarquer ici que la même courbe est obtenue pour diverses paires h et T_{∞} (par exemple, courbes c et d de la figure 3.13).

Maintenant, si on suppose que la température T_{∞} reste constante et égale à sa valeur initiale, on obtient d'autres types de courbes. La position occupée par le front de fusion est illustrée à la figure 3.14 pour un même coefficient de transfert et diverses températures T_{∞} .

III.1.9.2. Comparaison des résultats expérimentaux et calculés

Parmi tous les calculs effectués, seuls ceux dont nous parlerons ci-dessous peuvent être retenus. Si nous comparons la courbe de déplacement d'interface (celle à 100 kW) avec les courbes calculées on constate que :

- a) la courbe calculée qui épouse le mieux les points expérimentaux est celle obtenue pour une température $T_{\infty} = 9\,000\,K$ constante et un coefficient de transfert de 0.04 kJ $s^{-1}m^{-2}$ K^{-1} tel qu'illustré à la figure 3.15. Toutefois, le profil de température calculé ne s'apparente pas avec celui observé.
- b) Si la courbe calculée avec une température T∞ = 12,000 décroissante et un coefficient de 0.04 kJ s⁻¹ m⁻² K⁻¹ s'éloigne quelque peu des points expérimentaux (figure 3.16), le profil de température a la même allure que celui observé (figure 3.17).
- c) Sur la même figure 3.16, on remarque l'influence du rayon initial r_0 sur le déplacement de l'interface. La courbe obtenue avec un rayon initial $r_0 = 31$ mm est légèrement supérieure à celle calculée avec un rayon de 36 mm. Cependant le profil de température diffère du profil observé (figure 3.18).

III.1.9.3. Sources d'erreurs

Si les résultats calculés ne coîncident pas exactement avec les observations, c'est dû à diverses erreurs.

Outre les erreurs de troncature consécutives au développement en série, il en existe d'autres qui découlent de la méthode employée. La première qui entache les résultats consiste dans l'évaluation de l'épaisseur fondue $\overline{\epsilon}$ de départ. En effet lorsque l'épaisseur $\overline{\epsilon}$ = o, les expressions 2.68, 2.75 et 2.78 tendent vers l'infini. Pour les calculs, on suppose donc que la solution numérique du changement de phase commence lorsqu'il y a une mince couche déjà fondue. La surfusion est alors évaluée avec les propriétés du matériau solide. Comme cette couche est faible et que le flux de chaleur est important, l'erreur commise est de l'ordre du pour cent. De même, on commet une erreur lors de l'évaluation des premières dérivées. Au début de la fusion et avant que l'interface n'atteigne le noeud 3 du réseau, les gradients thermiques nécessaires au calcul du déplacement de l'interface sont alors évalués par une approximation en 2 points au lieu de 3. On ne peut malheureusement donner l'ordre de grandeur de ce type d'erreur mais on sait que le déplacement de l'interface est surestimé par rapport à ce qu'il devrait être. L'écart entre la courbe calculée et les observations lui serait attribuable dès les premiers instants du changement de phase.

De plus, il convient de signaler que les hypothèses faites au début de ce chapitre ne sont que des approximations, notamment celles concernant la porosité moyenne du milieu et ainsi celle du rayon initial r_o. La porosité estimée ne constitue qu'une valeur moyenne sur l'ensemble de la section. En réalité,il existe un "gradient de porosité" d porosité/dr parallèle au rayon : le matériau au voisinage de l'axe du cylindre est moins dense que celui plaqué contre la paroi externe. Comme la cohésion entre particules solides, résultat de la force centrifuge, décroît de l'extérieur vers l'intérieur, il en résulte non seulement un accroissement de la porosité mais aussi une diminution de la conductivité équivalente du solide de l'extérieur vers l'intérieur. Nous croyons que c'est la principale source d'erreur.

Comme autres sources d'erreurs, on notera celles dues : a) au déplacement possible de la couche liquide suivant l'axe z,

b) à l'évaluation de la conductivité équivalente du solide. On y a en effet négligé l'humidité relative du matériau. Or il apparaît que la présence d'eau et sa migration vers la surface externe affecte le transfert thermique. On observe à la figure 3.2 qu'au voisinage de Θ = - 0.84 (T = 100 °C) les profils de température ont un palier qui correspond à l'évaporation isotherme de l'eau. Cette eau augmente la valeur de la conductivité équivalente du solide et atténuerait fainsi le déplacement du front de fusion. c) modification du coefficient de transfert provoqué par l'évaporation d'impuretés.

III.1.9.4. Conclusions sur le transfert de chaleur

Compte tenu des erreurs ci-dessus, il semble donc que le couple h = 0.04 kJ s⁻¹ m⁻² K⁻¹ - T ∞ = 12 000 K décroissant de façon parabolique avec l'augmentation du rayon interne représente assez bien la condition à la limite interne pour l'optimum de 100 kW. Du moins en acceptant certains standards, tout se déroule à la limite interne comme si le flux de chaleur obéissait à une fonction analogue.

Dans de telles conditions, pour un rayon initial r_0 de 31 mm, les figures 3.19 à 3.22 illustrent :

- 1) l'évolution de la température θ en fonction du temps de 7,75mm en 7,75mm à partir de la surface interne,
- 2) la position de l'interface liquide-solide et du rayon interne,
- 3) la variation du flux \overline{Q}_1 et de la température Θ_{∞} ,
- 4) le profil de température à l'intérieur de la section à la fin d'un essai de 30 minutes.

Ces courbes appellent toutefois quelques commentaires :

- a) on ne doit pas confondre les pics de la figure 3.19 avec une instabilité de la solution numérique. Ils mettent en relief la réponse du système physique et son retard aux variations.
- b) La figure 3.22 vérifie bien que l'hypothèse d'une température externe T_{ext} = Cte est valable.
- c) La température de surface maximale atteinte pendant un essai dont la durée est de 30 minutes, pour l'alumine, est de 2978 K, soit 650 °C au-dessus du point de fusion.

III.2.1. Performances thermiques du four rotatif

Bien que l'étude ci-dessus n'ait eu pour objet qu'une section déterminée, elle permet cependant de tirer certaines conclusions générales sur les performances du four rotatif.

La diffusivité de la chaleur et le déplacement d'interface sont fonctions non seulement de la nature du matériau mais aussi des conditions aux limites qui caractérisent la température T_{∞} et la nature des gaz (dans notre cas, mélange N₂-Ar).

La couche fondue et ainsi l'efficacité (kwh/Kg) sont plus élevées au début de la fusion qu'en fin d'essai parce que la couche liquide offre une résistance au transfert qui s'accroît au fur et à mesure que l'interface progresse.

Par un bilan thermique global (tableau III-3) pour une puissance totale de 100 kW, on montre que si <u>l'énergie transmise</u> <u>représente 30 % de l'énergie totale</u>, 80 % de l'énergie transmise apporte la chaleur latente nécessaire à la fusion à t = 3.5 min. tandis qu'à t = 29.8 min. seulement 25 % de l'énergie transmise est utilisé pour la fusion ; le reste est dissipé par conduction dans le liquide et dans le solide.

Tableau III-3 - Bilan thermique global pour une puissance totale de 100 kW.

TEMPS (min)	E totale kj	E refroid. kJ	E fournie kJ	E perdue kJ	E transm. kj	E conduct. kJ	E fusion kJ
3.5	1 489	447	1 042	512	530	82	430
6.9	1 489	447	1042	514	528	325	189
8.9	1 489	447	1 0 4 2	517	525	347	170
16.4	1 4 8 9	447	1042	526	516	353	163
29.8	1 489	447	1042	538	504	374	130

L'efficacité est de plus fonction de l'augmentation du rayon interne et à la diminution de la température T∞ qui lui est liée. Au tableau III-4, on donne une idée de l'efficacité obtenue lorsque la couche liquide est enlevée dès sa formation. L'influence précise des paramètres n'a pu être mise en évidence, car lors de la coulée l'arc est étranglé au niveau du bec de coulée de sorte que la tension d'arc varie de façon plus ou moins aléatoire.

Intensité d'arc (Ampère)	Durée de l'essai (minute)	Masse coulée (kg).	Efficacité (kW -kwh kg ⁻¹)
250	8	4. 24	3,38
300	7.5	5. 78	2.76
300	9	5.26	2.69
300	12	5.10	3.78
400	7.4	5.80	2.90
400	10	6-20	3.84

Tableau III-4 - Efficacité lorsque la couche liquide est enlevée dès sa formation

De plus il convient de mentionner que si le rendement thermique est généralement de l'ordre de 70 %, il n'en est pas de même de l'efficacité. On remarque à la figure 3.8 que l'efficacité est de toute évidence supérieure pour une puissance totale de 100 kW. Sur la même figure on voit aussi que les meilleures efficacités sont obtenues pour des intensités d'arc de l'ordre de 250 à 300 Ampères. Ceci signifie non seulement que la puissance de 100 kW représente un optimum pour ce type de four (longueur = 0.5 m) mais encore qu'une intensité de 300 A constitue une limite supérieure au-delà de laquelle l'efficacité chute brusquement.

Les conclusions sont dès lors évidentes : pour augmenter la capacité de production, on aura donc intérêt, soit à augmenter le champ électrique entre électrodes (dans le cas étudié, le champ électrique était de 4 Volts cm⁻¹) en utilisant un autre mélange gazeux, soit à allonger l'enceinte. A titre d'exemple, un four de 2 mètres dissipant 240 kW dans l'arc principal, fonctionnerait sous 300 Ampères et 800 Volts.

III.2.2. Mécanismes de transfert

Les mécanismes par lesquels l'énergie de l'arc principal est transférée au matériau sont très complexes comme nous l'avons déjà vu. De toute évidence ils ne font pas intervenir la dissipation par conduction électrique (effet Joule) à travers la couche liquide. Des essais de fusion de MgO, Al_2O_3 , SiO_2 , ZrO_2 n'indiquent pas de variation appréciable de la différence de potentiel aux bornes de l'arc, alors que les conductivités électriques de ces oxydes sont différentes comme le montre le tableau ci-dessous.

Oxyde	Temp ér ature (°C)	Conductivité électrique (ohm-l cm-l)
Mg O	2 800	35
Zr 0 ₂	2 600	15
A1203	2 050	15
Si O ₂	2 700	10-4

Tableau III-5 - Conductivité électrique d'oxydes liquides [14,15]

La tension aux bornes de l'arc est la même ($^{\text{R}}$ 200 volts) lorsque fondent un oxyde conducteur (MgO , ZrO_2) et un oxyde non conducteur (SiO₂).

III.3. Modifications des matériaux soumis au traitement thermique

L'avantage du four rotatif est de répartir uniformément le flux de chaleur et ainsi de tendre à une utilisation plus rationnelle de l'énergie. Exposé au flux thermique, le matériau subit des transformations : fusion et vaporisation qu'il convient d'examiner.

III.3.1. Fusion d'oxydes réfractaires

L'une des principales transformations effectuées au four rotatif est la fusion d'oxydes réfractaires : fusion simple, fusion et coulée et élaboration d'oxydes mixtes : $Zr \ O_2$ stabilisée, spinelle (Al₂O₃-Mg O).

III.3.1.1. Fusion simple

Parallèlement à l'étude du transfert de chaleur, le principal matériau examiné en fusion simple a été Al₂O₃. L'examen du produit fondu puis solidifié en autocreuset nous révèle certains aspects des mécanismes de fusion et de solidification qui sont propres au four rotatif. Une coupe perpendiculaire à l'axe z laisse apparaître 4 zones :

a) Zone superficielle morcelée

La première zone que l'on observe est une zone irrégulière qui correspond à la surface interne exposée au flux de chaleur. L'irrégularité de la surface est provoquée par une solidification très rapide (trempe) suivie en certains cas d'une refusion partielle. Ce type de morphologie ne s'observe que lorsqu'est maintenue une circulation gazeuse froide à l'intérieur de la cavité, indiquant bien qu'il s'agit d'une trempe.

La microscopie à balayage montre en effet (figure 3.23a) un empilement dans l'espace de petits cubes d'alumine α . Cette structure cristalline, en tout point semblable à celle obtenue lors de la croissance de cristaux à partir d'un liquide, est de nature dendritique. Comme la solidification est très rapide, la croissance des cristaux est contrôlée par le flux de chaleur. Le soluté rejeté hors des dendrites n'a pas le temps de diffuser dans les canaux inter-dendritiques ; il se fixe sur les arêtes dont certaines ont jusqu'à 3 mm en surface (Figure 3.23b).

b) Zone intermédiaire

Après cette zone superficielle suit une seconde zone dont est constituée la majorité de la couche liquide (figure 3.23c). Plus opaque que la précédente, elle se termine par une zone jaunâtre.

c) Zone à concentration d'impuretés

A l'endroit où nous avons fixé l'interface de fusion apparaît une bande jaunâtre. C'est dans cette partie que se constitue une solution riche en impuretés. Comme l'ont montré les analyses il s'agit d'une zone où se concentre surtout le Ca, dont la teneur est supérieure à 5 %. Selon toute vraisemblance ce type de segrégation se produit au cours de la fusion et non lors de la solidification.

d) Ecorce du creuset

Finalement le creuset se termine à sa partie externe par une zone contenant des grains non fondus noyés dans de l'alumine déjà fondue indiquant une pénétration du liquide dans le solide poreux au moment de la fusion. La partie solidifiée de la couche fondue contient des grains (figure 3.23d) de dimension plus importante qu'en b) illustrant une vitesse de solidification moins rapide.

Au cours de la fusion, les principales impuretés migrent à l'interface liquide-solide et se déplacent avec lui vers la surface externe tandis que d'autres plus volatiles s'évaporent à la surface exposée au flux thermique. Pour l'alumine, l'analyse R-X indique que les produits évaporés sont surtout constitués de NaF.

La solidification, quant à elle, est plus rapide que la fusion mais procède aussi de la surface interne vers l'extérieur.

III.3.1.2. Fusion et coulée

Au cours des essais de fusion de réfractaire suivie de leur coulée, l'attention s'est portée principalement sur l'examen des modifications chimiques. Il importait en effet de vérifier les effets non polluants du four rotatif. Les analyses de deux types de magnésie sont reproduites en Annexe V. On vérifie aisément que la fusion au four rotatif n'apporte pas de pollution sensible. L'augmentation de la teneur en Ca d'un échantillon est due à l'alcanité du liquide de trempe. Il en est ainsi de l'alumine fondue et coulée de la même façon.

III.3.1.3. Elaboration d'oxydes mixtes

Deux types d'oxydes mixtes ont été élaborés au four rotatif: l'un à faible concentration de l'élément le moins fusible, l'autre à forte concentration (zircone stabilisée à la chaux, spinelle Mg Al₂ O_4). a) Spinelle Mg Al₂ O₄

Un mélange d'alumine et de magnésie dans un rapport tel que la magnésie soit en excès (50-50% en poids) a été fondu et coulé. L'analyse R-X indique que le produit coulé se compose de 2 phases tel que prévu : une phase spinelle Mg Al₂ O₄ (rapport stoechiométrique 1=1) dans de la magnésie. Les deux oxydes ont été fondus dans la même proportion qu'ils constituaient le mélange comme l'atteste l'analyse quantitative ci-dessous.

Tableau III.6 - Analyse d'un mélange fondu contenant 50 % Al₂O₃, 50 % Mg O

and the second	
Oxyde	8
A1 ₂ 0 ₃	49.28
Mg O	49.95
Ca O	0.60
Fe ₂ 03	0.026
Si O ₂	0.134
Na ₂ O	trace

b) Zircone stabilisée

Les premières tentatives de stabilisation de la zircone par la mise en solution de quantités suffisantes d'oxydes de métaux bivalents (en l'occurence Ca) se sont soldées par des échecs. L'analyse R-X ne mettait pas en évidence la structure cubique de type fluorine que possède la zircone stabilisée. Ces échecs sont attribuables à un mauvais mélange qu'aggrave la rotation du creuset. Les poudres de Ca O plus fines que celles de ZrO₂ vont migrer vers la surface externe.

D'autres essais ont été entrepris en soignant le mélange 5 15% de la charge était de l'oxyde de calcium. Les trois échantillons prélevés à divers temps lors de la coulée ainsi qu'un prélèvement à la surface du creuset sont de structure cubique. Le paramètre cristallin est toutefois plus grand que celui de la maille normale de la zircone stabilisée : il est de 5.09 Å comparativement à 5.07 Å.

III.3.2. Vaporisation d'oxydes réfractaires

Lorsqu'ils sont soumis à des flux thermiques importants, certains oxydes, parce qu'ils ont des tensions de vapeur élevées à haute température, se vaporisent. Au four rotatif, c'est notamment le cas pour Si O_2 et Mg O. Leur taux de vaporisation est élevé bien qu'on ne puisse pas donner de résultats quantitatifs vu le manque d'un dispositif de collection adéquat.

a) Si 0_2

Précédemment [16], lors de l'étude d'une méthode de purification de la silice par vaporisation, nous avions mis en relief que la silice se vaporise en se dissociant en monoxyde de silicium et en oxygène. Comme à 3 100 K la pression partielle de SiO est de 0.4 atm à pression atmosphérique et de 0.45 atm. sous vide, son taux d'évaporation est très élevé au four rotatif dont l'intérieur est constamment purgé de ses gaz.

L'analyse des dépôts recueillis sur les générateurs à arc et sur les parties froides du four indique qu'ils sont constitués de 90 % de silice vitreuse alors que le produit de départ titrait 99 % de Si O_2 sous la forme α - quartz.

b) Mg O

La magnésie qui elle aussi possède une tension de vapeur élevée se vaporise de façon appréciable. L'analyse des produits recueillis est reproduite en annexe V en regard des produits de départ et des produits fondus.

De façon générale, les produits vaporisés sont plus purs que les réactifs de départ sauf en ce qui concerne les impuretés alcalines (K, Na). Les impuretés de Cr et de Cu proviennent des supports sur lesquels la poudre est recueillie.

L'analyse physique indique que les produits vaporisés se sont condensés à partir de la phase vapeur. Si l'analyse de l'échantillon MK 5 indiquait qu'il contenait surtout des sphères de 0.1 pm [17], en retour celle de MM 3 indique qu'il est surtout constitué de cristaux cubiques. Il s'agit d'une poudre bien cristallisée (figure 3.24a) composée de monocristaux de taille variant entre 100 Å et 1 μ (figures 3.24 b et c). La surface spécifique du prélèvement n'est cependant que de 20 m² g⁻¹.

La faible surface spécifique et les grosses sphères de l'échantillon de MgO de même que la faible teneur en silice vitreuse des produits de vaporisation du sable de quartz sont attribuables aux impuretés mais aussi à l'absence d'un dispositif de trempe et de dilution des gaz chauds.

III.3.3. Conclusion.

De ces tentatives de fusion et d'élaboration d'oxydes mixtes se dégagent les principaux avantages du four rotatif à arc électrique :

1) La fusion d'oxydes réfractaires ne requiert pas l'addition de "fondants" et le produit obtenu n'est pas pollué.

2) L'élaboration d'oxydes mixtes est possible et réalisable dans la mesure où les réactifs sont mélangés adéquatement. Son avantage principal sur le four conventionnel à arc électrique réside dans la possibilité de couler le produit obtenu et d'obtenir ainsi des pièces monolithiques.

Par contre la consommation d'énergie y est plus élevée qu'au four à arc électrique à sole fixe. On indique (18) pour la fusion à l'arc de la magnésie et de l'alumine des efficacités de 50 et 64% respectivement. L'efficacité plus faible du four rotatif est attribuable aux raisons invoquées en 3.21.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] YEH HSU-CHIEN et YANG WEN-JEI, Journal of Applied Physics, 40 (9)
- [2] BREWER L. et A.W. SEARCY, J. Am. Chem. Soc., 73, 5308 (1951)
- [3] FOMICHEV E.N., BONDARENKO V.P. et V.V. KANDYBA High Temperature, High Pressures, <u>5</u>, 1 (1973)
- [4] KINGERY W.D., "The thermal conductivity of ceramic dielectries" in :Progress in Ceramic Science, vol. 2, J.E. BURKE, ed., Pergamon Press, London, 1962.
- [5] CHING S.C. et R.I. VACHON, Int. J. Heat Mass Transfer, <u>13</u>, 537 (1970)
- [6] TANAYEVA S.A., Heat Transfer Soviet Research, $\underline{6}$ (2), 107, (1974)
- [7] CHAUDHARY D.R. et R.C. BHANDARI, Indian J. pure appl. Phys., 6, 274 (1968)
- [8] LAL CHAURASIA P.B., CHAUDHARY D.R. et R.C. BHANDARI, Indian J. pure appl. Phys., 12, 663 (1974)
- [9] GROSSE A.V., Rev. Hautes températures et Refract., 3, 115 (1966)
- [10] "Thermophysical properties of Matter Thermal conductivity -Nonmetallic Solids", vol. 3, Y.S. TOULOUKIAN et C.Y. HO, eds.
- [11] SHOMATE C.H. et B.F. NAYLOR, J. Am. Chem. Soc., <u>67</u> (1), 72 (1945)
- [12] SHPIL'RAIN E.E., YAKIMOVICH K.A. et A.F. TSITSARKIN, High Temperature - High Pressures, <u>5</u>, 191 (1973)
- [13] GRÖBER H., ERK S. et U. GRIGULL, Wärmeübertragung, Springer, Berlin, 1955, 3^e ed. p.158
- [14] Van ARKEL A.E., FLOOD E.A. et N.F.H. BRIGHT, Canad. J. Chem., <u>31</u>, 1009 (1963)

[15] PANISH M.B., J. Phys. Chem., <u>63</u>, 1337 (1959)

- 95 -

- [16] DALLAIRE S., Rapport DCEN-S/ATS/74-463, avril 1974
- [17] YEROUCHALMI D. et S. DALLAIRE, "Refractory oxides fused or vaporized in a plasma furnace", Part II, 6ème Symposium on Special Ceramics, Stoke-on-Trent, 9-11 juillet 1974
- 18 WHITTEMORE O.J. Jr., American Ceramic Society Bulletin 53 (5), 456 (1974)



Fig. III-1 - Variation de la puissance en fonction du temps.

-







- 99 -



Fig. III-4 et 5 - Déplacement de l'interface pour une puissance totale fournie de 80 et de 110 kw.

100 -


- 101 -

(BUS) Unit



- 102 -



- 103 -

als .



Fig. III-9 - Organigramme des calculs numériques.



- 105 -



106

.



- 107 -



Fig. III-13 - Déplacement de l'interface pour divers coefficients de transfert et diverses températures initiales T_∞.

801



Fig. III-14 - Déplacement de l'interface pour diverses températures T_{∞} constantes.

109



- 110 -



- 111 -



(Rc = 0.031 m)



expérimentalement avec un profil calculé

 $(E_o = 0.036 m)$

- 113 -





- 115 -



- 116 -



- 117 -



1 ZONE DE SURFACE

2 ZONE INTERMEDIAIRE

3 IMPURETES

4 ECORCE

Fig. III-23 - Vue schématique de la couche fondue.





Fig. 3.23 a) - Zone superficielle correspondant à 1





Fig. 3.23 b) impuretés fixées sur les arêtes



Fig. 3.23 C) Zone intermédiaire correspondant à 2





Fig. 3.23 d) - Ecorce



Fig. 3.24 a) - Diffraction-X de MgO vaporisée (MM3)





Fig. 3.24 b) · Micrographie électronique de Mg0 vaporisée (MM3).



Fig. 3.24 C - Micrographie électronique de Mgo vaporisée (MM3).



CONCLUSIONS

Le présent travail est consacré à la définition du four rotatif électrique à électrodes gazeuses ainsi qu'à sa régulation. En décrivant l'appareil, c'est-à-dire en séparant l'enceinte thermique de la source de chaleur, on se rend bien vite compte que le four rotatif forme une entité dont les éléments sont indissociables à cause de leur interaction réciproque.

Il nous a permis de mettre au point une méthode de calcul pour résoudre les problèmes de diffusivité avec changement de phase dans la géométrie du cylindre troué. Cette méthode de calcul (temps de calcul de l'ordre de 20 secondes) suit de façon continue le déplacement de l'interface et l'évolution de la température au sein du matériau lorsque sont connues les conditions aux limites et les caractéristiques physiques du matériau. En bonne approximation, lorsque le matériau est de faible diffusivité et que la condition à la limite externe est du premier type, elle peut évaluer la progression de l'interface pour un matériau pulvérulent dont le volume change au cours de la fusion.

De concert avec les résultats expérimentaux, cette technique de calcul permet de fixer l'ordre de grandeur du flux thermique transmis. En englobant tous les mécanismes complexes de transfert propres à l'arc électrique et <u>qu'il reste encore à examiner</u>, tout se déroule comme si la surface interne est exposée à une température T_w de 12 000 K sous un coefficient de transfert de 0.04 kJ s⁻¹ m^{-2} K⁻¹ (pour un rayon interne de 31 mm).

De plus, pour ce type d'appareil dans les conditions d'essais, on fixe à 100 kW la puissance totale optimale. Sous une intensité d'arc optimale de 300 Ampères (i.e pour une puissance d'arc de 60 kW) et en négligeant la variation du flux en fonction du temps, environ 30 % de l'énergie totale est transmise. Sur un appareil de 2 mètres (ici 0.5 m) où la puissance d'arc serait de 240 kW et où l'influence des générateurs à plasma serait négligeable, l'énergie transmise atteindrait ∿ 50 % de l'énergie fournie.

Enfin on termine la définition de l'appareil en examinant les caractéristiques des matériaux soumis au traitement et en indiquant que si certaines synthèses sont difficiles de mise en œuvre dans des procédés classiques, elles sont réalisables au four rotatif électrique mais en prenant certaines précautions.

ANNEXE I

<u>Caractéristiques techniques des redresseurs PLASMA PAK 25</u> et TO 600

- courant secondaire maximum : 320 A ou 600 A
- tension secondaire à vide : 140 V ou 70 V
- puissance maximale absorbée au primaire : 40 kVA
- raccordement au réseau triphasé : 220 V - 105 A/phase 380 V - 65 A/phase

- secteur de marche : 100 % à 300 A ou 600 A

- cosinus $\varphi = 0,75$

- rendement = 0,80

ANNEXE II

Explosions provoquées lors de la coulée de matériaux fondus dans l'eau

Lorsqu'un métal, un alliage ou un oxyde réfractaire fondu est en présence d'eau, il se produit un tel degré de surchauffe que toutes les conditions nécessaires à la nucléation homogène se retrouvent. Les explosions conséquentes à la nucléation à partir d'un matériau fondu ont un caractère tellement violent qu'il convient de prendre les mesures adéquates pour les éviter lors de la conception d'un appareil.

De nombreux chercheurs, notamment en génie chimique - parce que les phénomènes d'ébullition et de nucléation sont plus fréquents dans cette discipline - ont développé des modèles tant théoriques qu'empiriques afin de prédire le degré minimal de surchauffe pour amener un liquide à l'ébullition. Les dégâts provoqués par un degré de surchauffe trop élevé ou par la cavitation (la formation de bulles de vapeur dues à une baisse de pression est un phénomène identique à l'ébullition) dans l'industrie chimique ont été si onéreux qu'on a dû accorder beaucoup de soins à élucider ce phénomène qu'on croyait aléatoire. En effet, des réservoirs de dissolution se sont arrachés de leur fondation à la suite de violents tremblements ; des conduites, des vannes et des réservoirs ont éclaté.

Sous certaines conditions, la formation de vapeur à effet explosif peut se produire lors de la trempe dans l'eau de matériaux fondus ou lors de leur renversement accidentel.

Le degré minimal de surchauffe auquel on peut soumettre un liquide sans qu'il y ait nucléation peut être déterminé à partir de l'équation de Laplace-Kelvin. Cette équation relie la pression de vapeur d'une bulle en équilibre avec son rayon :

 $\frac{\rho^{L} - \rho^{V}}{\rho^{L}} (P_{\infty} - P_{L}) = \frac{2\sigma}{r_{e}}$ (1)

- 126 -

Par contre l'équation de Clausius-Clapeyron exprime la variation de la pression de vapeur avec la température

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta H_{trans}}{T \Delta V} = \frac{\Delta H_{vap}}{T (v^{V} - v^{L})} = \frac{\Delta H_{vap} \rho^{V} \rho^{L}}{T (\rho^{L} - \rho^{V})}$$
(2)

En intégrant cette dernière équation entre les limites P^L à T sat et T^L à P_{∞} , on obtient :

$$P_{\infty} - P_{L} = \frac{\Delta H_{vap} \rho^{V} \rho^{L}}{\rho^{L} - \rho^{V}} Ln \frac{T_{L}}{T_{sat}}$$
(3)

Si on considère que la vapeur est un gaz incompressible et que l'on substitue cette dernière équation dans (1), on trouve :

$$\frac{2\sigma}{r_{e}} = \Delta H_{vap} \rho^{V} Ln \frac{T_{L}}{T_{sat}}$$
(4)

Si on développe en série le terme logarithmique, on peut écrire :

$$\frac{2\sigma}{r_e} = \frac{\Delta H_{vap} \rho^V}{T_{sat}} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{T_L - T_{sat}}{T_{sat}} \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{T_L - T_{sat}}{T_{sat}} \right)^2 - \dots \right]$$
(5)

En considérant que

$$\frac{T_L - T_{sat}}{T_{sat}} << 1$$

et en négligeant les termes d'ordre supérieur, on obtient finalement :

$$T_{L} - T_{sat} = \frac{2 \sigma T_{sat}}{\rho^{V} \Delta H_{vap} r_{e}}$$
(6)

Cette équation exprime la limite de surchauffe, c'est à dire, la température maximale au-dessus de la température de saturation à laquelle on peut soumettre un liquide sans qu'il y ait nucléation. Elle est valable pour un système dont la température est uniforme. Pour l'eau, les mesures de Kenrick et al. [1] donnent pour T_L , 543 K tandis que Cole [2] par calcul fournit 539 K. Cette température est nettement inférieure à la température de fusion de la plupart des métaux et de tous les réfractaires.

Beaucoup d'explosions ont été constatées en métallurgie [3,4,5] lors du renversement accidentel des métaux fondus dans l'eau et dans l'industrie nucléaire [6,7,8] lors de l'interaction de l'eau (utilisée comme modérateur ou comme refroidissement) avec la gaine du combustible qui fondait. On ne peut expliquer de telles explosions sans mettre en relief l'énergie qui se dégage que si la génération de vapeur est un résultat de la nucléation homogène, c'est-à-dire que le dégagement se produit en une fraction de seconde.

Les expériences de Skrivov et Pavlov [9,10] sur l'étude de la fréquence de nucléation au moyen du chauffage par pulsation illustrent très bien la nature explosive de la nucléation et sa rapidité. Au moyen du flux de chaleur de 10^6 K s⁻¹ pulsé à des périodes comprises entre 20 et 850 µs , ils ont observé des explosions et ont obtenu des fréquences de nucléation de $10^{19.5}$ cm⁻³ s⁻¹.

Comme explication physique du phénomène, Brauer et al. [11] qui ont étudié la trempe d'un métal liquide, proposent un mécanisme d'encapsulation. La goutte de métal liquide entre en contact avec le liquide de trempe et à la suite du refroidissement initial rapide, il se forme une mince couche qui ne renferme pas seulement le métal liquide mais aussi le liquide de trempe. Comme il existe de nombreux sites de nucléation naturels à l'interface liquide-liquide entre le métal fondu et liquide emprisonné, ce dernier est si rapidement chauffé qu'il atteint la limite de surchauffe. Une vaporisation explosive se produit en une fraction de microseconde détruisant la couche et dispersant les gouttelettes de métal dans le bain de trempe. Ces dernières se fragmentent à leur tour selon le même mécanisme et amplifient l'onde de choc.

Le travail de pression-volume consécutif à l'expansion rapide de la vapeur - lorsqu'on sait que 1700 volumes de vapeur sont produits pour chaque volume d'eau vaporisée à 373 K - est si considérable que l'on imagine sans peine la violence de l'explosion.

SYMBOLES

r	:	rayon
ρ	:	masse spécifique
Ρ	:	pression
σ	:	tension superficielle
Т	:	température
ΔH	:	enthalpie
υ	:	volume
ΔV	:	différence de volume
L	:	liquide
V	:	vapeur
sat:		saturation

∞ : à l'interface

R E F E R E N C E S

[1]	KENRICK F.B, GILBERT C.S. et WISMER K.L. J. Phys. Chem. <u>28</u> , 1297 (1924)
[2]	COLE R., "Boiling Nucleation" in : <u>Advances in Heat Transfer</u> vol. 10, J.P. Harnett et T.F. Jc. Irvise Eds., Academic Press,
[3]	N-1, 1974 FERRON J.R., Ph.D Thesis, Univ. de Wisconsin, Madison, 1958
C 4 3	ROSENTAL E.O., Akad. Nauk. USSR Energ. Inst. (1955)
[5]	SUNKOORI N.R. et R. KAPARTHI, Chem. Eng. Sci., <u>12</u> , 166 (1960)
[6]	DIETRICH J.R., U.S. At. Energy Comm. Rep. ANL-5323 (1957)
[7]	MILLER R.W., SOLA A. et R.K. Mc CARDELL, U.S. At. Energy Comm. Rep. IDO-16883 (1964)
[8]	GENERAL ELECTRIC Co., U.S. At. Energy Comm. Rep. IDO-19311 (1960)
[9]	SKRIVOV V.P. et P.A. PAVLOV, Teplofiz. Vys. Temp. <u>8</u> , 833 (1970) [High Temp. (USSR) <u>8</u> , 782 (1970)]
[10]] PAVLOV P.A. et V.P. SKRIVOV, Teplofiz. Vys. Temp. <u>8</u> , 579 (1970) [High Temp. (USSR) <u>8</u> , 540 (1970)]
[1]] BRAUER F.E., GREEN N.W. et R.B. MESLER, Nucl. Sci. Eng. <u>31</u> , 551 (1968)

ANNEXE III

Système de télémesure à courte distance

Le système de télémesure à courte distance dont le principe a été énoncé en 2.711 se compose des éléments suivants :

- 131 -

A) EMETTEUR (Modèle 140S) dont les caractéristiques sont :

- temps de réponse : 0.02 sec
- modulation AM/FM
- gammes de mesure choisies : 0-45 mV, 0-20 mV, 15-15 mV
- alimentation : pile au mercure de 2.7 volts
- fréquence porteuse : 88-108 MHz, dérive < 0.4 MHz au-dessus de la température ambiante
- accélération maximale : 15 000 g
- réglage de la fréquence : 95.0 à 102.0 MHz
- domaine de température de fonctionnement : 0 à 150 °C

B) MODULE MULTIPLEX (Modèle 221T)

Le module multiplex est un interrupteur à dix positions commandé à distance. Il a pour tâche de sélectionner séquentiellement les neuf thermocouples dont les signaux seront transmis par l'émetteur. La dixième position est une clé de 700 Hz qui indique que le prochain signal émis sera celui du thermocouple N° 1. Il contient le mécanisme de compensation et de remise à zéro.

Le taux de balayage est fixé par une résistance externe et peut varier entre 1 et 30 cycles par minute. Fonction du type d'enregistrement dont nous disposions, il fut fixé à 1 cycle par 36.72 s .

La figure 1 illustre les branchements entre les divers éléments du système électronique miniaturisé tandis que les figures 2 et 3 montrent le mode de fixation et l'encombrement occupé par les pièces. C) RECEPTEUR (Modèle 140S), monovoie fidèle pour une température ambiante comprise entre 0 et 50 °C, d'une puissance de 75 Watts.

D) ENREGISTREUR (SEFRAM SERVORAC BPD) couplé au récepteur dont le temps de réponse est de 0.4 s . pour un déplacement de pleine échelle (250 mm)

E) ANTENNE RECEPTRICE reliée au récepteur par un câble coaxial de 75 Ω .

La calibration du système a été effectuée à l'aide d'un Etalon Continu, modèle 5500 SERCEL dont la précision est de 5.10^{-5} de la valeur affichée et dont la résolution est de 100 KV pour une échelle 0-11 volts et de 10 μ V pour 0-2 volts.

Aux figures 4 et 5 sont illustrées la variation de la fréquence en fonction de la température de même que la précision en fonction de la température ambiante pour les diverses échelles disponibles (0-45 mV, 15-45 mV, 0-20 mV).

- 132 -



Figure 1 - Système de télémesure à courte distance.





Figure 2 - Boîtier électronique



Figure 3 - Fixation et vue d'ensemble



-

Fig. 4 - Variation de la fréquence en fonction de la température.



Fig. 5 - Précision des diverses gammes en fonction de la température.

ANNEXE IV

PROGRAMME DE CALCUL

INSTRUCTIONS FORTRAN

.
TEMPA(150), TEMPE(150), TEMPD(150), TEMPE(150), TEMPF(150), ******************* CTL, CTS=CHADIENTS DE TEMPERATURE DANS LE LIQUIDE ET LE SCLIDE SOLICE C CMMUN BL, BS, RAKLKS, DRBAR, RU, CCNDS, TF, T DEP, DD TAUB, CONCL, RI, CRBAR=ESPACEMENT ENTRE MAILLES, DDTAUB=INCREMENT DE TEMPS NOTE; TOUTES LES GRANDEURS PHYSIQUES SONT EXPRIMEES CANS D1,D2T=DERIVEE PREMIERE ET SECONDE DE LA TEMPERATURE PAR FUS ION CONDL, CONDS=CCNDUCTIVITE THEPMIQUE DU LIGUIDE ET DU E H, HBAK=CGEF. DE TRANSFERT, CGEF. DE TRANSFERT REDUIT CPL, CPS=CHALELR, SPECIFIQLE CU LIQUIDE ET CU SOLIDE RHOL, RHOS=MASSE VOLUNIQUE OU LIQUIDE ET CU SCLIDE CHAL=CHALEUR LATENTE SIGNIFICATION DES CONSTANTES ET DES VARIABLES EBARA, EBARN=PESITION DE L'INTERFACE AU TEMPS J-I GEUMETRIE CYLINDPIQUE A)LA POSITION CE L'INTERFACE LIQUIDE-SOLIDE RU, RI=RAYGNS INTERNE ET EXTERNE DU CYLINCRE IA, IA=TEMPERATURE RECUITE AU TEMPS J-1 ET J C)L'EVCLUTION DES CONDITIONS AUX LIMITES DIMENSION SLIG(15C), TEMPS(15C), FL(150) IDEP=TEMPERATURE INITIALE DU SOLIDE IINFI-TEMPERATURE DE FILM DU MILIEU **BILA DISTRIBUTION CE TEMPERATURE** UIMENSIGN TA(5C), IN(5C), REARN(50) CE PROGRAMME FERMET CE CALCULER ITTHER(150), TCOMP(15C), TPLA(150) TEMPC(150), EREEL(150) CILES GRADIENTS THERMIGUES DIMENSION RUINI(4C) .TINI(40) U IMENSION PSB(50), ISINT(5C) IF=TEMPERATURE DE FUSION DIMENSION TEMPG(5C), R(5C) PRUGRAMME PROMETEE LE SYSTEME MKS. KAPPCRT AU RAYON EPS, TINFI, HUAR, DIFDEN DIMENSION SUR(15C) INTEGER A, E, D, E, F **DIMENSION** D IMENSION S $\circ \circ \circ$ 0 C 0004 9000 00030 0100 0003 3000 0008 0007 0002 0011 Z S I SN I S N I SN I SN I SN I S N I SN

មិរ៉េទ បណ្ដ

137

906 FGRMAT(IHC+1X++DUREE CE L OPERATION= +, F5.2, 5X, FREQUENCE C IMPRE [OOL F CRMAI(1HO,1X, POSITION GU CAPTEUR= ",F5.2,1X, M., ,5X, POSITION AC 904 FCRMAT(IX, CGEFFICIENT H= ', F4.2, IX, KJ/M2*SEC*K', 2X, TEMPERATURE 600/FERMAT(F6.1,1X,F6.1,1X,F7.5,1X,F7.5,1X,F4.2,1X,F4.2,1X,F6.1) 902 FCRMAT(1HC,1X,"TEMPERATURE INITIALE DU SGLIGE= ",F8.5) 900 FCRMAT(IX, 'SCLUTION POUR LES VALEURS SUIVANTES: '/ 11 X, RAYON INTERNE= ', F5.3, RAYON EXTERNE= ', F5.3/ 21X, AL203, 2X, TEMPERATURE DE FUSION= ',F6.1,2X 907 FGRMAT(1X, TEMPS= ', FE. 3, 2X, 'X TEMPS ADIMENS.') 61 X, CAPACITE CALGRIFICUE EU LIQUIDE= ', F4.2/ 21X, DISTANCE ENTRE NDEUDS (ADIMENS.) = ', F6.4) ** F7.4* READ(5,60C)TF,CHAL,CUNUL,CONCS,CPL,CPS,RHCS 908 FGRMAT(IHO,IX,'DUREE CE SURFUSION = ',F7.5) 41 X, CCNDUCTIVITE THERMIQUE LIQUIDE= ',F7.5/ 71 X, CAPACITE CALGRIFIQUE CU SOLIDE= ',F4.2/ 51 X, CCNDUCTIVITE THERMIQUE SCLIDE= ', F7.5/ 903 FGRMAI(1H0,1X,"CGNDITIONS AUX LIMITES: ") 901 FORMATCHC,1X, "GEGMETRIE CU PROBLEME"/ 905 FGRMATIZX. TEMPS AU DEBUT DE FUSION= 12X. PGSITIGN DE LINTERFACE= ',F7.4) 500 FORMAT(26HFIN CU DEPLACEMENT NEGATIF) REAC(5, 7001R0.PI, DRBAR, TAUIMP, TAUPRO EAD(5,80C)H,1SURF,PTHERM,IMIL 700 FCRMAT(F7.5,F5.3,F6.4,2F6.3) 81 X, * MASSE VOLUNIQUE= *, F6.1) LECTURE DES DONNEES 104 MILIEU= ",FE.2,1X, K.) 3" CHALEUR LATENTE= "F6.1/ 800 FCRMAT(2F5.3 F6.4 FE.2) 11 X . . . UNITES MKSJ . / 1002 FCRMAT(13,3F8.4) 200 FCRMAILIF2C.41 FGRMAT(13F9.4) 1005 FCRMAT(F11.4) IS SIGN= ', I3) 11 N.= ', F6.2) 300 J ى ပပ 0016 0013 0.018 0026 0012 0014 0015 2100 0029 15N 0019 0021 I SN 0028 0022 0023 0025 0027 I SN 0024 ISN 0030 0032 0020 ISN 0031 ISN I SN I SN I SN ISN NSI I SN SN I SN ISN I SN ISN I SN I SN I SN

- 138 -

		110 2118
WFITE(6,1CC1)RTHERM,RETHER	0070)52
WRITE(F,9C7)DUREE	0069	ISN
WRITE(0,9C6)TALMAX, PPFKEC	0068	I SN
WRITE(c,9C4)H, TMIL	0067	ISN
WRITE(6,903)	0066	ISN
WRIIE (6,9C2) TDEP	0065	I SN
WRITE(6,9C1)RO,RI,URHAR	0004	ISN
WRITE (6,900) TF "CHAL "CCNDL "CCNDS" CPL" CPS " RHCS	0063	ISN
C 1=2/CRBAR-1/(1+CRBAR)	0062	I SN
C=ORHAR+OREAR	Ü 061	ISN
INT=NP/(DIST*1CO)	0060	ISN
N F1 = N F + 1	0059	IUN
NP=DIST/(RC+CREAR)+EPS	0058	ISN
DIST=RI-RC	0057	I SN
R BTHER=(RTHERM-RC)/RC	0056	ISN
TAUMAX=TAUPRO*EC/DUREE	2005	ISN
MPFREC=TAUIMP/(DUREE*DUTAUB)	0054	NS 1
DUREE=+HOS*CHAL*PC*PO/(TF*CONDS)	0053	ISN
R AKLKS=CONCL/CENDS	0052	ISN
BL=CHAL/(CPL+TF)	0051	ISN
BS=CHAL/(CPS+TF)	0050	ISN
TDEP=(283-TF)/TF	0049	ISN
DIFDEN=1/1.62	Ú048	ISN
£F≡C•C	0047	ISN
	0046	ISN
DELR=C.O	0045	ISN
DETAUE=0.CCO1	0044	ISN
RETERR=(0.C95-RC)/RC	0043	Isn
TINFI=(IMIL-IF)/FF	0042	ISN
HEAR=RC+H/CONDS	0041	ISN
F=5	0040	ISN
E=4	6639	ISN
D=3	0038	ISN
8=2	0037	ISN
A = 1	0036	ISN
R+CL=2056 • C	0035	ISN
P [=3.]459	0034	ISN
EPS=C•5	0033	ISN
C		
C INITIALISATION ET CALCHE DES CONSTANTES	·	
•		

E HARA=G.0 E BARN=G.0 U TAU=G.0 K BARN(1)=G.0 R FA=RC R FN=RC R FN=RC I=1	C DC 1 N=1,NP1 1 TA(N)=TDEP C dLL TLIMIT(EB&RN,EEARA,P.0,FLUX,RFN,RFA,TPL,CELR,TA,TN, 1 RBARN,NP1,NP,R58,151N1) 1 RBARN,NP1,NP,R58,151N1) 50 TN(N)=TA(N) 50 TN(N)=TA(N)	<pre>31 IF(EB&HN-REARN(1))35,34,23 34 IF(17(1)-TSURF)37,35,25 37 IF((TA(1).GT.0.0).AND.(TA(1).LE.0.001))DTAUS=ETAU MP=MP41 UTAU=ETAU+DDTALB CALL TLIMIT(EBARN,EEARA,P,C,FLUX,RFN,RFA,TPL,DELR,TA,TN,NP1, INP,KSE,TSINT) CALCUL GES TEMPERATURES AVANT LA FUSIGN CALCUL GES TEMPERATURES AVANT LA FUSIGN</pre>	C DC Z h=2, hP REAF=(N-1)*DRBAR 2 TN(N)=DDTAUB#BS*((TA(h-1)+TA(h+1)-2*TA(N))/C+(TA(h+1)-TA(h-1)) 1/(2*DFBAR*(1+REAR)))+TA(N) 6C 10 32 35 DCTAUS=DTAU-DTAUS C CALCUL DE L*EPAISSEUR CE DEPART	C ECEP=SCLIG(RFA,TA) WRITE(6.9C8)CDTALS WRITE(6.9C5)CTAU.EDEP EBARN=EDEP NG=EBARN/CRBAR+EPS+1 DCR=(NQ-1)*DRBAR DELR=EBARN-QDR DELR=EBARN-QDR 23 CALL ILIMIT(EBARN,EEARA,P,NC,FLUX,RFN,RFA,TPL,CELR,TA,TN, IREARN*NP1,NP,RSB,TSINT) EBAPA=EBARN EBAPA=EBARN
0074 0074 0074 0074 0075 0077 0077 0077	00019 00810 00810 00810 00810 00810 00830 00830	008900085	0092 0094 0094 0094 0094	0097 0098 0098 0100 0101 0102 0103 0103 0105
			I I I I I I I I I I I I I I I I I I I	I SNNNN I SNNNNNNNNNNNNNNNNNNNNNNNNNNNN

- 140 -

RECHERCHE DU POINT LE PLUS PRES LE L'INTERFACE NG=(EEARA-RBARN(1))/DRBAR+EPS+1	ULK=ING-IJ*UKEPK DELR=Ebara-rearnij)-CCR XI=DELr/Drear MF=MP+1	DIAL=CIAU+CDIALB	CALCUL DES TEMPERATURES AU TEMPS J BGUCLE SUR LES "N" NOEUDS DU RESEAU	DC 7C N=2,NP R	65 IF(NC-2)13,66,66 66 IF(N-2)70,70,13	20 If(N-NG)II,7C,13 11 If(N-(NC-1))16.15.15		U ZI=(IA(N-I)+IA(N+I)-Z*IA(N))/C GC TC 10	15 D1=(1A(NQ-1)*XI/(X1+1)-TA(NQ-2)*(X1+1)/(X1+2))/DRBAR	UZIETIAING-ZITIXITZI-TAING-LITIXITLIITZIC GC TC 10	13	D 21=(1a(NQ+2)/(2-X1)-1a(NC+1)/(1-X1))*2/C 10 1f(N.61.NG.GR.N.EC.NQ.AND.CELR.LT.0.0)GC 1C 77	FAC=RAKLKS+BL GC IC 75	77 F AC=85	75 TN(N)=DUTAUB*F/C*(C21+D1/(]+RBAR))+TA(N) 70 CCNTINLE	CALCUL DES TEMPERATURES QUI NºONT PU ETRE OBTENUES Dans la boucle	IF(NG-3)82,81,61 81 IF(UELR-0.C)84,83,83 83 TN(NQ)=FN(NQ-1)*2*XI/(1+XI)-TN(NQ-2)*XI/(2+XI)	
		ر	ں ن ن ن													0000)	
15N 0106	15N 0108 15N 0108 15N 0109 15N 0110	ISN 0111		ISN 0112 ISN 0113 ISN 0114	ISN 0115 ISN 0116	ISN 0117	15N 0119	I SN 0120 I SN 0121	I SN 0122	15N 0124 15N 0124	ISN 0125 ISN 0127	ISN 0128	I SN 0131 I SN 0132	ISN 0133	ISN 0134 ISN 0135		ISN 0130 ISN 0137 ISN 0138	

811) 70.

141 -----

GC TC 65	84 TN(NQ)=TN(NQ+2)*XI/(2-XI)-TN(NG+1)*2*XI/(1-XI)	6C TO 69	82 IF(NG-2)65,85,65	85 IF(DELR-0.C)84,84,65	69 IF((NC.EQ.2).AND.(UELR.GT.C.C))TN(NQ)=TN(1)*XI/(1+X1)	C CALCUL VES GREVIENTS LIQUIDE ET SLLIDE C	IF(NG-3)41,42,42	41 U1L=-IN(1)/(E8/RA-REARN(1))	DIS=((2-XI)+IA(NG+1)/(I-XI)-(1-XI)+IA(NG+2)/(2-XI))/DRBAR	6C 1C 43	42 D1L=((1+X1)*TA(NG-2)/(2+X1)-(2+X1)*TA(NG-1)/(1+X1))/DRBAR	U 15=((Z-X1)#1A{NC+1}/(I-X1)-(I-X1)#1A{NC+2}/(Z-X1)/UHDAK		C CALCUL DE LA FOSITION DE L'INTERFACE	EBARN=DDTAUB*(CTS+RAKLKS*CTL)+EBARA	0 L 1 L 4.3 A C C PADN=PDTAUR*IDTS-RAKIKS*DTI)*RHDS/RHCL+EBARA	45 IF((FPARN-RBARN(1)).L1.0.C)EBARN=RBARN(1)	32 DC 33 N=1.NP1	33 [A(N)=IN(N)	RFA=RFN	Q1=FLLX*0E1AL8	Q F=QF+QT	[F((MF/MPFREC)*MPFREC.WE.NP) GC TU 31	DC 90 h=1.hPl	T INT(N) = T A(N)	90 RBINI(N) = (N-1) * ORBAR+RBARN(1)	1 CCUPL=DINTER(NP1,RBINI,1 IN1,KBIHEK)	FERRECINTER(NP1,R81N1,H1N1,K81EKK)	WKITE(6,300)UIPU,EBPAN,FLUX,(TAIN),N=1,7),LUUPL,TEKK,TPL	WRITE(6,1002)NC,RFA,DTS,DTL	FL(I)=FLUX	FEMPS(I)=DIAU	SLIG(I)=EBARN	T EMPA(1)=TA(A)	$T \in N PB(I) = TA(E)$	$T \in M \setminus D(1) = T \land (D)$	$T \in M \in \{1\} = T \land \{E\}$	
139	140	141	142	143	144		146	147	148	149	091	101	201		154	155	157	159	160	161	162	103	164	166	167	168	169	170	171	172	113	174	175	1176	177	1178	1179	
0 25 0	SN 0	SN O	SN 0	SN C	SN 0		SN 0	SN D	SN 0	SN O	SN 0	s s S s			SN 0				0	SN 0	SN 0	SN 0	SN 0	SN O	SN 0	SN 0	O NS	SN 0	SN O	SN 0	SN O	SN O	SN 0	SN 0	SN 0	SN 0	SN 0	
	5															-			1	1							-	÷ .										

- 142 -

CALL TERAF(25,xCM,YCM,10,10HIEMPS (T*),2C,2CHIEMPERATURE (TFEIA*), CALL IBRAF(25,XCM,YCM,10,10HTEMPS (1*),2C,20HTEMPERATURE (TFETA*), CALL TERAF(25, XCM, YCM, 9, 5+KAYCN (R), 20, 20+TEMPERATURE (THETA*), CALL IBRAF(25,XCM,YCM,10,10HTEMPS (T*),16,16HFLUX ET THETA(*), CALL IBRAF(25, XCM, YCM, 10, 10H TEMPS (1*), 13, 13H FOSITION (E*), 11,48,48HVARIATION DU FLUX ET DE LA TEMPERATURE DU MILIEU. 11,44,44HPGSITICN DE L'INTERFACE EN FONCTION DU TEMPS, 11,43,43HTEMPERATURE DL CAPTEUR EN FONCTICN DU TEMPS, 11,32,32HTEMPERATURE EN FONCTION DU TEMPS, 11,32,32HIEMPERATURE EN FONCTION DU KAYDN, ZTEMPS,TEMPA, NPEINI, 1HA, 18., 2TEMPS, TEMPB, MFCINT, 1HE, 18., 4TEMPS, IEMPF, NFCINT, IHF, 18., ET EMPS, IEMPD, MPCINT, 1HC, 18., 2TEMPS, ITHER, MPCINI, 1H1, 18., 2T EMPS, ICUMP, MPCINI, 1HC, 18.) 6TEMPS, TEMPE, MFCINT, 1HE, 18.) 3TEMPS, TPLA, MPCIN1, 1+P, 18.) 5 R [JG]=R()* (JG-1)* URBAR + RFA 21 EMPS SLIG MPCINI, 1++,0. **3T EMPS**, SUR, MPCINT, 1HS, 10.) [F(DIAC.LT.TAUNAX)GC TC ZT EMPS , FL, MPCINI, IF*, C., 2R .TEMFG,NP1,1H*,C.) WRITE (6,2CC)DTAU TEMPG(JG)=TA(JC) WFITE46,1CC5)GF [[HER(1)=] (UUF] SUR(1)=RBARN(1) DC EC JG=1,NP1 EMPF(I) = TA(F)CUMP(I)=TERR 39 WRITE (6,5CC) PLA(1)=TPL I-I=LNIOdw X CM=2C. Y CM=15. [+]=] 5 1CP ENC 8 Ú 0180 0181 0182 0183 0184 0185 0186 0168 0100 0192 0193 0.189 0191 0194 15N 0195 15N 0199 0200 0198 15N 0196 ISN 0197 ISN 0201 I SN 0202 **ISN U203** NS 1 ISN SZ SN SN N SN SZ SZ SN SN SN SN SN SZ SS SZ I SN



- 143 -

- 144 -

- 145 -

IIS U.E

FUNCTION SCLIC(RAF, ISA)	SOUS-PROGRAMME POLK CALULER L'EPAISSEUR DE DEPART	CCMMON BL,BS,RAKLKS,DRBAR,RG,CGNCS,TF,TCEP,CDTAUB,CONCL,RI, 1E PS,TINFI,HBAR,DIFDEN	DIMENSICN ISA(5C)	SELIQ=URBAR*ISA(1)/(ISA(1)-ISA(2)) GC TC 2	1 SCL1G=SOL1Q+C.CC1	2 R h = SG fT ((RG * (1 + SCL I G)) * * 2 - (R C * R0 * S0L I G * (2 + SGL I Q)) * DI F CEN)	RNB=(RN-RC)/RC	T1=TSA(1)	T CMEG=1 INF1*RC/RN	F CN=H PAR *RN* (1 CMEG-T1)/RC	DERIVI=-FON*CUNDS*R(/(CONDL*RN)	Y=SGLIG-RNE	V={Y**2+2**1/2	w==T1/CER1VT	[F(V-h)1,1,3	3 RETURN	END		FUNCTION DINTER(NTABLE,X,Y,XARG)	DIMENSION XINIABLED, YINTAELE)	IF(XAPG.GT.X(NTABLE))GG TC L	IF(XARG-LE-X(NTABLE))CC IC 2	1 DINTER=Y(NTABLE)	RETLEN	2 [=1	3 IF(X(1).GT.XARG)GC TU 4	IFAL.GE.NTABLEJGU TC 4			4 DINIER=Y(I-I)+(XARG-X(I-I))*{Y(I)-Y(I-L)}/{KI})-X(I)-X(I)-X(I)-X(I)		
Ļ	ے ی د)																														
I SN 0002		ISN 0003	I SN 0004	15N 0005	ISN 0007	I SN 0008	15N 0009	ISN 0010	ISN OCII	ISN 0012	I.SN 0013	I SN 0014	ISN 0015	ISN 0016	ISN 0017	ISN 0018	ISN 0019	•	15N 0002	I.SN 0003	ISN 0004	15N 0006	I SN 0008	ISN 0009	ISN 0010	ISN 0011	I SN 0013	ISN CCI5	15N 0016	ISN 0017	ISN OCTS	TON CCTA

- 146 -

N. . . .

Analyse spectrochimique des échantillons de magnésie (MgO) en §

>

ANNEXE

MKS	0.01	0.35	0.015	•••	0.45	0.45	0.012	0.05		0.01	0.03	0.03	0.005
MK4	0.25	0.35	0.01	0.01	0.42	0.45	0.002	0.03	0.1	0.004	0.12	0.03	0.08
MK3	0.25	0.9	0.012	0.02	0.48	0.45	0.002	0.03	0.12	0.004	0.17	0.03	0.1
MK2	0.25	0.5	0.012	0.01	0.44	0.45	0.002	0.03	0.12	0.004	0.17	0.03	0.1
MK1	0.35	0.55	0.006	0.01	0.46	0.45	0.002	0.03	0.7	0.03	0.22	0.03	0.1
MM4	0.003	0,60	0.35	0.35	0.25	0.01	< 1 ppm	0.013	0.018	0.045	0.07	< 0.003	0.002
MM3	0.1	0.60	0.48	0.35	0.25	0.01	1 ppm	0.028	0.04	0.08	0.08	< 0.003	0.004
MM2	0.8	4.0	0.35	0.01	0.25	0.01	< 1 ppm	0.013	0.003	< 0.003	0.2	< 0.003	0.002
MM.1	0•8	4.0	0.35	0,01	0.25	0.01	< 1 ppm	0.013	0.003	0.005	0.70	0.003	0.04
Elément	Al	Ca	Cr	Cu	Fе	Х	Li	М'n	Na	Νi	Si	Sr	Ti

produit de départ MM1 , MK1

prélèvement à la surface interne du creuset MK4 MM2,

produit coulé MK2

produit vaporisé recueilli à la sortie du four MM3 , MK5 MK3

à l'entrée du four

=

:

:

MM4

BUS

produit trempé dans l'eau

47