Étude fondamentale et appliquée du réchauffage du cristal au plomb par rayonnement infra-rouge

Jean-Louis Tanguier

▶ **To cite this version:**

Jean-Louis Tanguier. Étude fondamentale et appliquée du réchauffage du cristal au plomb par rayonnement infra-rouge. Génie chimique. Université Nancy 1 - Henri Poincaré, 1989. Français. NNT : 1989NAN10525 . tel-02437122

HAL Id: tel-02437122
https://hal.univ-lorraine.fr/tel-02437122

Submitted on 13 Jan 2020

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

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

UNIVERSITÉ DE LORRAINE

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

89/364

CONFIDENTIEL

Sc N 89/525 B

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE de NANCY I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITE de NANCY I

Spécialité THERMIQUE et ENERGETIQUE

par

Jean-Louis TANGUIER

ETUDE FONDAMENTALE ET APPLIQUEE DU RECHAUFFAGE DU CRISTAL AU PLOMB PAR RAYONNEMENT INFRA-ROUGE

Soutenue le 5 Décembre 1989 devant la Commision d'examen.

-JURY-

Président	R. MAINARD	Professeur, Université de Nancy I
Rapporteurs	J. COUTANCEAU	Professeur, Université de Poitiers
	J. PANTALONI	Professeur, Université d'Aix-Marseille I
Examinateurs	M.O. RIGO	Professeur, Université de Besançon
	P. FAUCHAIS	Professeur, Université de Limoges
	J. KLEINCLAUSS	Professeur, Université de Nancy I
	M. LEBOUCHE	Professeur, Université de Nancy I
	G. LEFEBVRE	Directeur technique, Cristalleries de Baccarat
Invité	M. C.LUMPP	P.D.G., Société France Rayonnement

UNIVERSITE NANCY 1 SCIENCES BIBLIOTHEQUE

T H E S E

présentée à

L'UNIVERSITE de NANCY I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITE de NANCY I

Spécialité THERMIQUE et ENERGETIQUE

par

Jean-Louis TANGUIER

ETUDE FONDAMENTALE ET APPLIQUEE DU RECHAUFFAGE DU CRISTAL AU PLOMB PAR RAYONNEMENT INFRA-ROUGE

Soutenue le 5 Décembre 1989 devant la Commision d'examen.

-JURY-

Président	R. MAINARD	Professeur, Université de Nancy I
Rapporteurs	J. COUTANCEAU	Professeur, Université de Poitiers
	J. PANTALONI	Professeur, Université d'Aix-Marseille I
Examinateurs	M.O. RIGO	Professeur, Université de Besançon
	P. FAUCHAIS	Professeur, Université de Limoges
	J. KLEINCLAUSS	Professeur, Université de Nancy I
	M. LEBOUCHE	Professeur, Université de Nancy I
	G. LEFEBVRE	Directeur technique, Cristalleries de Baccarat
Invité	M. C.LUMPP	P.D.G., Société France Rayonnement

TABLE DES MATIERES

Nomenclature

CHAPITRE I : INTRODUCTION 1

I.1 SITUATION INITIALE DU PROJET 1
I.2 NOTRE DEMARCHE 5

I.2.1 Le cristal et son environnement 5
I.2.2 La modélisation du phénomène 7
I.2.3 Le four expérimental 9
I.2.4 Le développement d'un four prototype 11

I.3 OBJECTIF DE CE TRAVAIL 11

CHAPITRE II: LE CRISTAL AU PLOMB-SES PROPRIETES-SON ENVIRONNEMENT 15

II.1 LE TRAVAIL DU VERRE 15
II.2 PROPRIETES PHYSIQUES DU CRISTAL 19

II.2.1 Propriétés thermo-physiques 19

II.2.1.1 Masse volumique 19
II.2.1.2 Viscosité 21
II.2.1.2.1 Méthodes de mesure 23
II.2.1.2.2 Calcul à partir de la composition 27
II.2.1.3 Chaleur massique 27
II.2.1.4 Conductivité thermique 29
II.2.1.4.1 A température ambiante 31
II.2.1.4.2 A température élevée 31

II.2.2 Proriétés thermo-optiques 33

II.2.2.1 Indice de réfraction 35
II.2.2.2 Emissivité - Absorptivité - Transmittivité 39

II.2.2.2.1 Résultats de SAINT-GOBAIN-RECHERCHES 39
II.2.2.2.2 Principaux travaux relatifs aux verres 43
II.2.2.2.3 Mesure du coefficient K 53
II.2.2.2.3.1 Dispositif expérimental 53
II.2.2.2.3.2 Méthode de calcul 55
II.2.2.2.3.3 Résultats obtenus 57
II.2.2.2.3.4 Analyse des résultats 59

II.3 LES FOURS TRADITIONNELS A GAZ 61

II.3.1 Descriptif du four à gaz 61
II.3.2 Bilan thermique approché 63

II.4 CONCLUSION 67

CHAPITRE III :RECHERCHE DE LA FAISABILITE DU RECHAUFFAGE PAR I.R 71

III.1 DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PROFILS DE TEMPERATURE 73

III.1.1 Préliminaires 73

III.1.1.1 Choix des capteurs de température 73
III.1.1.2 Implantation des thermocouples 75

III.1.2 Dispositif expérimental - Conception - Adaptation 77

III.1.2.1 Les pics de mesure 77
III.1.2.2 Le pontil 79
III.1.2.3 La clohe 79
III.1.2.4 Le tube rallonge 81
III.1.2.5 L'appareillage 81

III.1.3 La procédure expérimentale 83
III.1.4 Les résultats expérimentaux 87

III.1.4.1 Analyse phénoménologique des résultats 87
III.1.4.1.1 Observations générales 97
III.1.4.1.2 Analyse des profils de température 103
III.1.4.1.3 Etude des vitesses de refroidissement 105

III.2 MESURES ET CONTROLES COMPLEMENTAIRES 109

III.2.1 Evaluation des températures par la méthode des enfoncements 109
III.2.2 Mesure des températures par voie optique 115
III.2.3 Essai de réchauffage avec une source infrarouge 117

III.3 MODELISATION SIMPLIFIEE 117

III.3.1 Découpage "multizone" du cylindre 119
III.3.2 Hypothèses simplificatrices générales 119
III.3.3 Bilan énergétique 123
III.3.4 Résultats obtenus 123

III.4 CONCLUSION 125

CHAPITRE IV : MODELISATION BASEE SUR L'ETUDE DES LUMINANCES 129

IV.1 PRINCIPE DE LA MODELISATION 131

IV.1.1 Discrétisation temporelle 133
IV.1.2 Discrétisation spatiale 133
IV.1.3 Discrétisation spectrale 135

IV.2 BILAN ENERGETIQUE D'UNE ZONE i 143

IV.3.1 Contribution radiative 143
IV.3.2 Contribution conductive 147
IV.3.3 Contribution convective 151

IV.4 RESULTATS OBTENUS 151
IV.5 EXPLOITATION DU MODELE 153
IV.6 CONCLUSION 157

CHAPITRE V : CONCEPTION ET REALISATION D4UN FOUR EXPERIMENTAL 161

V.1 LA SOLUTION TECNIQUE 161
V.2 LES MATERIELS 163

V.2.1 Les émetteurs infrarouge 165
V.2.2 Les réflecteurs 169

V.3 ETUDE THERMOCINETIQUE 169

V.3.1 Carte thermique du filament 171
V.3.2 Schéma aéraulique 171

V.4 REALISATION DU FOUR EXPERIMENTAL 175
V.5 ESSAIS DU FOUR EXPERIMENTAL 177

V.5.1 Essais en laboratoire 177
V.5.1.1 Etude du circuit aéraulique 177
V.5.1.2 Essais en charge 179
V.5.1.3 Conclusion des essais en laboratoire 183

V.5.2 Essais du four sur le site industriel 183
V.5.2.1 Essais en infrarouge court 183
V.5.2.2 Essais en infrarouge mixte 189

V.6 CONCLUSION 189

CHAPITRE VI : DEVELOPPEMENT D'UN FOUR PROTOTYPE 191

VI.1 ASPECT FONDAMENTAL 191

VI.1.1 Etude des rendements 193
VI.1.1.1 Influence de la position de l'émetteur 193
VI.1.1.2 Modification des réflecteurs 195

VI.1.2 Etude du refroidissement 197

VI.2 LE FOUR MODIFIE - ASPECT PRATIQUE 199
VI.3 ASPECT ECONOMIQUE 201

Chapitre VII : CONCLUSION GENERALE DE CE TRAVAIL 205

ANNEXES 213

BIBLIOGRAPHIE

NOMENCLATURE

Abréviations

E.T.R. Equation du Transfert Radiatif

I.R.C. Infra-Rouge Court

I.R.M. Infra-Rouge Moyen

Symboles latins

E_λ	Eclairement monochromatique (W/m^2)
$F_{i,j}$	Facteur de forme géométrique entre deux surfaces
Gr	Nombre addimentionnel de Grashof
I_λ	Intensité monochromatique (W/sr)
J_λ	Radiosité monochromatique d'une surface
K	Coefficient d'absorption monochromatique (cm^{-1})
L_λ	Luminance monochromatique ($W/m^2.sr$)
M_i	Masse molaire d'un constituant i
M_λ	Emittance monochromatique du corps noir (W/m^2)
N_{si}	Nombre de molécules de silicium rapporté au nombre total
N	Nombre de zones étudiées
Nu	Nombre addimentionnel de Nusselt
P_i	Composition pondérale en constituant i
Pr	Nombre addimentionnel de Prandt
R	Rayon du bloc cylindrique (mm)
Re_x	Nombre addimentionnel de Reynolds local
S	Surface d'échange
T	Température en K
$Tr_{(i,j)}$	Transmittivité moyenne d'une épaisseur de cristal donnée
U,I,P	Grandeurs électriques (tension, intensité, puissance)
V	Volume de référence
C_p	Chaleur massique à pression constante (J/kg.K)
C_o	Célérité de la lumière dans le vide
g	Accélération de la pensanteur (9,81 cm/s^2)

h	Coefficient de transfert par convection
n_i	Nombre d'atome d'oxygène des différents oxydes
n	Indice de réfraction
$p=R/N$	Pas du découpage
t	Temps (s)
v	Vitesse de refroidissement (°C/mn)

Symboles grecs

α_λ	Absorptivité monochromatique
ε_λ	Emissivité monochromatique
Φ_{net}	Flux net échangé entre deux surfaces
Φ_n	Flux échangé entre deux surfaces
Φ_λ	Flux monochromatique
η	Viscosité dynamique (daPa.s)
Ω	Angle solide (Sr)
λ	Conductivité thermique
λ_r	Conductivité radiative
λ_c	Conductivité phonique
λ_e	Conductivité effective
λ	Longueur d'onde
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
ρ_λ	Réflectivité monochromatique
σ	Constante de Stéfan-Boltzmann
τ_λ	Transmittivité monochromatique

Indices supérieurs

o	relatif au corps noir
-	Valeur moyenne sur une bande spectrale

Indices inférieurs

s	relatif à la source infra-rouge
c	relatif au cristal
r	relatif au réfractaire du four
net	relatif au flux net échangé
λ	caractérise la dépendance spectrale des propriétés radiatives
i-j	matérialise l'épaisseur de matière séparant deux zones i et j
e	caractérise les flux émis
i	caractérise les flux incidents
Δ_λ	relatif à la bande spectrale

CHAPITRE I

INTRODUCTION

L'origine de ce travail, demandé à l'Université de Nancy par deux entreprises lorraines : la Compagnie des Cristalleries de Baccarat et la Société France Rayonnement, était un désir des cristalleries d'améliorer en le modifiant, le mode de réchauffage du cristal en cours de travail.

L'objectif général était donc d'étudier, de concevoir, de réaliser et de mettre au point un four à rayonnement infra-rouge répondant aux exigences de la production.

I.1 SITUATION INITIALE DU PROJET

Le rayonnement infra-rouge parait un mode efficace de transfert d'énergie conduisant à une élévation de température du produit cible.

Cette technologie s'applique particulièrement bien au traitement de produits plats, assez aisément aux produits dont la forme et la taille sont reproductibles et plus difficilement aux objets de forme variée.

De nombreuse applications industrielles de l'infra-rouge existent déjà : chauffage, séchage, cuisson, grillage, polymérisation, stérilisation ...

L'intérêt de cette technique est lié aux caractéristiques des rayonnements électromagnétiques utilisables en électrothermie :

- transfert direct d'énergie, à distance, sans qu'il soit nécessaire de chauffer des supports intermédiaires,

- chauffage rapide en raison des fortes densités de puissance qui peuvent être appliquées,

- chauffage sélectif lié aux coefficients d'absorption et de transmission des matériaux ou de leurs composants,

- faible inertie au démarrage ou à l'arrêt des installations par rapport aux techniques traditionnelles, ce qui réduit les consommations d'énergie,

- l'énergie rayonnée peut être concentrée, focalisée et dirigée de façon analogue à la lumière ce qui accroit l'adaptabilité de la technique,

- les coûts d'investissement sont du même ordre de grandeur que ceux des techniques traditionnelles.

Compte tenu de ces atouts et notamment dans le double but d'économiser l'énergie et de limiter les nuisances que les Cristalleries de Baccarat ont envisagé ce mode de réchauffage après avoir étudié différentes solutions.

Une première approche en vue de réaliser un four d'éssai a été menée conjointement par les Cristalleries et la Société France Rayonnement,P.M.E. spécialisée dans la réalisation de tels équipements.

Pour cette première tentative réalisée sur le site, des réflecteurs paraboliques en aluminium anodisé dirigent le rayonnement émis par les sources à rayonnement infra-rouge vers le bloc de cristal.

Les deux essais tentés avec ce premier four n'ont pas permis d'augmenter suffisament la température du cristal. Un examen du bloc de cristal après réchauffage avait montré que sa surface présentait de multiples facettes comme la peau d'une orange.

Cette anomalie semblait être due au flux d'air de refroidissement du four qui venait frapper le bloc de cristal.De plus une augmentation de la puissance s'était soldée par une détérioration rapide des réflecteurs.

C'est à la suite de ces observations que les deux entreprises nous ont sollicité afin de mener une étude plus compléte du problème.

Dans ces conditions, l'objectif général de ce travail consiste en l'étude, la conception, la réalisation et la mise au point d'un four de réchauffage à rayonnement infra-rouge respectant les impératifs suivants :

- l'absorption d'énergie par le cristal doit être rapide et aussi homogéne que possible,

-la réémission d'énergie par le cristal vers les sources infra-rouges doit être maitrisée,

- la température finale du bloc de cristal doit être uniforme.

I.2 NOTRE DEMARCHE

Confrontés, au début de ce travail, au manque de données concernant aussi bien le matériau (le cristal au plomb) que le matériel existant (les fours à gaz) et les techniques de travail (soufflage, moulage, mise en forme des piéces), nous devions adopter une démarche rationnelle consistant à étudier l'existant, tant au niveau fondamental qu'appliqué afin de pouvoir ensuite définir les matériels infra-rouges qui nous permettraient d'atteindre le but visé.

I.2.1 Le cristal et son environnement

Les Cristalleries de Baccarat, entreprise de renommée mondiale grâce à la qualité et l'élégance de ses produits, demeure une unité industrielle de type artisanal et certains procédés de fabrication font l'objet d'une grande discrétion.

Contrairement aux autres verres de grande diffusion, le cristal au plomb n'a pas suscité d'études particulières ou du moins les résultats acquis n'ont pas fait l'objet de publications. Ses propriétés demeurent donc assez méconnues.

Or pour aborder scientifiquement le problème, il nous parait primordial de connaitre parfaitement les propriétés physiques de ce matériau ainsi que les techniques mises en oeuvre actuellement pour parvenir au produit fini.

Avant de nous rendre sur le site industriel, nous avons engagé une importante recherche bibliographique pour définir les principales caractéristiques du cristal au plomb.

A partir des résultats de nombreux travaux, il est possible de calculer, à l'aide de lois empiriques faisant intervenir la composition, les principales propriétés physiques des verres d'usage courant ce qui ne sera pas toujours le cas pour le cristal.

Par contre en ce qui concerne les propriétés radiatives des verres, peu de travaux abordent ce point et ils concernent exclusivement des verres usuels en plaques de faibles épaisseurs à la température ambiante.

Nous nous sommes donc tournés vers des laboratoires spécialisés pour tenter de réaliser des mesures du coefficient d'absorption monochromatique, donnée à partir de laquelle il nous serait possible de calculer les autres propriétés thermo-optiques du cristal (absorptivité, émissivité et transmittivité).

L'analyse thermique du processus nécessite la connaissance des niveaux de température atteints par le bloc de cristal au cours des différentes phases du travail.

Or, les verriers maitrisent parfaitement une technique très élaborée qui n'intégre qu'une connaissance intuitive du profil de température dans le bloc de cristal en cours de traitement. Ils peuvent ainsi appréhender à partir de quel instant et pendant quelle durée il est nécessaire de réchauffer la pièce qu'ils travaillent.

Nous avons donc engagé une procédure expérimentale afin de mesurer de façon aussi précise que possible la température du cristal en sachant que ce type de mesure est sujette à de nombreux risques d'erreurs et que les manipulations sont délicates puisque réaliséees directement sur le site en s'intégrant au mieux aux impératifs de fabrication.

I.2.2 La modélisation du phénomène

Pour de nombreuses applications industrielles, il est nécessaire de maitriser les échanges thermiques dans les milieux semi-transparents (M.S.T.) en particulier dans le très vaste domaine des industries du verre, des céramiques et des matières plastiques ou encore la production et l'utilisation d'isolants thermiques.

La connaissance des mécanismes de transfert de chaleur dans les M.S.T., avec ou sans couplage, a pour but d'augmenter à la fois la productivité de ces industries mais aussi les performances et la qualité des produits.

L'étude du transfert de chaleur par rayonnement dans un M.S.T. met en oeuvre les mécanismes de diffusion de la chaleur ainsi que les propriétés radiatives du milieu étudié et de ses frontières ce qui fait appel aussi bien à la modélisation thermique qu'à l'expérimentation.

Les premières approches par modélisation du couplage conduction-rayonnement datent d'une quinzaine d'années avec notament la thèse de LAURIAT (1).

A partir des années 80, un effort important a été entrepris. Diverses équipes ont abordé ce problème en particulier l'ENSMA à Poitiers avec SAULNIER (2), LALLEMAND (3), KUNC (4) et TAN (5) ainsi que l'INSA à Lyon avec les travaux de SACADURA (6).

Ces équipes proposent différentes techniques pour résoudre l'équation du transfert radiatif dans des M.S.T. tels que les verres : méthode des zones de Hottel (7) à Poitiers et méthode de Monte Carlo à Lyon.

Ces méthodes présentent l'inconvénient d'entrainer des temps de calculs importants et de plus ne sont pas adaptées à une configuration cylindrique.

Tout en posant certaines hypothèses simplificatrices, il nous est paru intéressant de développer un modèle plus simple de simulation prenant en compte la symétrie radiale du bloc et permettant néanmoins de prévoir les conditions nécessaires pour qu'un milieu semi-transparent (en abrégé M.S.T) de forme cylindrique puisse être réchauffé par rayonnement infra-rouge.

I.2.3 Le four expérimental

Bien qu'aucune approche théorique n'ait été menée, les cristalleries ont pû mettre au point des fours fonctionnant au gaz naturel et dans lesquels le cristal est réchauffé rapidement et de façon satisfaisante. L'analyse de cet appareillage constitue donc le point de départ logique de cette recherche.

Le choix de la solution technique que nous recherchons doit être basée sur l'approche fondamentale, tout en prenant en compte les difficultés technologiques liées à la réalisation d'un four expérimental.

Il existe sur le marché une grande variété d'émetteurs infra-rouges dont il convient de connaitre et de comparer les

caractéristiques (température de fonctionnement, étendue du spectre d'émission, pénétration du rayonnement, inertie thermique, durée de vie etc...) avant de faire un choix pour une application donnée.

D'autre part, tous les montages avec des émetteurs à rayonnement infra-rouge nécessitent un refroidissement afin d'éviter toute surchauffe excessive des éléments constitutifs. Etant donné la configuration cylindrique qui s'impose, ce refroidissement doit être particulièrement efficace et faire l'objet d'une attention particulière.

Après avoir réalisé le four expérimental, nous devrons mener des essais systématiques en laboratoire afin de tester le comportement thermique des différents éléments constitutifs et procéder à sa mise au point.

Ce n'est que lorsque nous aurons acquis une parfaite maitrise des différents paramètres de fonctionnement que nous procéderons aux essais sur le site industriel.

I.2.4 Développement d'un four prototype

L'analyse des résultats expérimentaux et des observations faites au cours des essais devrait conduire ensuite à la conception d'un four prototype industriel qui pourra être testé dans les conditions réelles de fabrication.

C'est alors que nous pourrons proposer aux entreprises un équipement répondant parfaitement à leurs préocupations.

I.3 OBJECTIFS DE CE TRAVAIL

L'objectif final de ce travail est donc de permettre à l'industie du verre et plus particulièrement aux Cristalleries de Baccarat de disposer d'un four à rayonnement infra-rouge permettant de réchauffer des blocs de cristal au plomb, plus économe en énergie, moins bruyant et moins polluant que les actuels fours à gaz.

Dans ce mémoire, nous présenterons d'abord le matériau sur lequel porte notre étude avec ses propriétés connues et celles que nous avons dû déterminer.

Puis nous nous attacherons au matériel existant et aux échanges de chaleur dans le cristal au plomb en effectuant des mesures de température sur le site industriel tant en refroidissement qu'en réchauffage.

L'analyse des résultats obtenus au cours de ces mesures nous conduira à une modélisation des mécanismes de transfert de chaleur dans un milieu semi-transparent de configuration cylindrique et à la détermination de la répartition spectrale du rayonnement à mettre en oeuvre pour que le cristal soit réchauffé en tout point de sa masse.

Nous décrirons ensuite le four expérimental que nous avons mis au point ainsi que les résultats expérimentaux des premiers essais de réchauffage.

Nous aborderons enfin la conception du four prototype qui devra prendre en compte à la fois les aspects scientifiques, technologiques et économiques.

CHAPITRE II

- LE CRISTAL AU PLOMB -

SES PROPRIETES ET SON ENVIRONNEMENT

Le cristal est un verre de composition particulière pour lequel le pourcentage de certains composants est fixé dans une plage déterminée et notamment en ce qui concerne le pourcentage d'oxyde de plomb.

Le produit que nous nous proposons d'étudier est un cristal au plomb (plus de 24 pour cent d'oxyde de plomb) dont la composition pondérale moyenne (donnée par le cristallier) est :

P_{SiO_2} = 57,4%
P_{K_2O} = 14,0%
P_{PbO} = 28,0%
$P_{Sb_2O_3}$ = 0,6%

A ces constituants principaux, d'autres produits peuvent être ajoutés, en trés faibles pourcentages, afin de modifier l'aspect du cristal sans pour autant changer ses propriétés thermophysiques.

II.1 LE TRAVAIL DU VERRE

Le cristal brut est obtenu par fusion de matières premières dont les proportions sont rigoureusement contrôlées. A cette composition, le calcin (cristal recyclé provenant de pièces mises au rebus) peut être ajouté en proportion variable.

La fusion est réalisée soit dans des fours à bassin soit dans des fours à pots. Dans le cadre de cette étude, nous ne nous

préoccuperons que du cristal qui est traitée en sortie des fours à bassins.

Le cristal en fusion est coulé dans un moule métallique cylindrique, appelé "cabot" (technique employée par les cristalleries de Baccarat). Ses dimensions (diamètre et longueur) dépendent de la nature de l'objet à réaliser et sa température est maintenue inférieure à 550 °C par des jets d'air afin d'éviter un collage cristal-métal.

La réalisation des différentes pièces (verre, vase et objets divers) se fait à partir des cylindres ainsi obtenus qui sont prélevés du moule par le verrier à l'aide d'une canne spécifique au travail à réaliser.

C'est à ce moment là qu'intervient le travail du verrier et le façonnage proprement dit des pièces dont on admirera l'élégance en fin de chaine.

Pendant la phase de remplissage, le cabot (qui est à une température voisine de 550 °C) provoque un refroidissement brutal du cristal (la température de coulée est comprise entre 1000 et 1100 °C). Cela se traduit par la formation d'une enveloppe solide qui maintiendra la masse de cristal mais qui rendra impossible tout travail de mise en forme.

De même, pendant les opérations de mise en forme, le cristal se refroidit par convection et rayonnement dans l'air ambiant mais aussi par conduction avec les différents outils nécessaires à son façonnage. Trés rapidement (après 1 à 2 minutes), l'augmentation de la viscosité du verre est telle qu'il est impossible de poursuivre le travail.

Après chaque démoulage et à plusieurs reprises pendant le façonnage, il est donc nécessaire d'effectuer un réchauffage du bloc de cristal. Actuellement, cette opération s'effectue dans des fours individuels équipés d'un brûleur tangentiel alimenté en permanence en gaz naturel sous pression.

Lorsque le façonnage des pièces est terminé, elles sont dirigées vers les arches de recuisson afin d'éliminer les tensions internes crées par les nombreux chocs thermiques et mécaniques subis par la matière.

Finalement, la pièce sera dirigée vers les ateliers de finission à froid (taille, ciselage, etc ...).

II.2 PROPRIETES PHYSIQUES DU CRISTAL

Une importante recherche bibliographique, nous a permis de définir les principales caractéristiques thermo-physiques du cristal en fonction de son analyse chimique, de son état physique (état solide ou liquide) ainsi que de sa température.

Par contre il n'existe pas, à notre connaissance, de travaux publiés en ce qui concerne ses propriétés thermo-optiques. Dans ce domaine, la plupart des textes se rapportent à des verres usuels en plaques de faible épaisseur à basse ou moyenne température . Aussi était-il indispensable d'effectuer certaines mesures en laboratoire.

II.2.1 Propriétés thermo-physiques

Dans la plupart des cas, les différentes propriétés du cristal peuvent être calculées à partir de lois théoriques ou empiriques données par différents auteurs.

D'une manière générale, la zone de travail pour le formage du cristal se situant entre 700 °C et 1100 °C, nous avons calculé ces différents paramètres à une température moyenne de 900 °C.

II.2.1.1 Masse volumique

Différents auteurs proposent des expressions empiriques donnant la masse volumique d'un verre en fonction de sa composition :

WINKELMAN et SCHOTT (8) proposent la relation suivante :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{100} \sum \frac{P_i}{\sum a_i}$$

Les coefficients P_i sont les pourcentages massiques de chaque constituant et les coefficients a_i sont des facteurs caractéristiques pour chaque oxyde (Annexe I, tableau 1).

Dans ces conditions, la valeur calculée de la masse volumique du cristal étudié est :

$$\boxed{\rho = 3023 \text{ kg/m}^3}$$

HUGGINS et SUN (9) proposent une formulation légèrement différente soit :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{100} \sum P_i \, b_i$$

En fait c'est une forme simplifiée de la précédente; il est cependant nécessaire de calculer le nombre N_{Si} qui correspond au nombre de molécules de silicium ramené au nombre total de molécules :

$$N_{Si} = \frac{\frac{P_{Si}}{60}}{\sum \frac{P_i}{M_i}} . n_i$$

où M_i est la masse molaire des constituants
n_i est le nombre d'atomes d'oxygène dans les différents oxydes

Dans ces conditions, avec $NS_i = 0,436$, on obtient :

$$\boxed{\rho = 3019 \text{ kg/m}^3}$$

Si l'on se réfère aux travaux de BACON (9), on peut constater que la masse volumique des verres de silice varie assez peu entre 700 °C et 1050 °C. Ces variations sont inférieures à 5%; aussi les considèrerons-nous comme étant négligeables dans le cas du cristal.

Remarque : D'autres auteurs (TILLETSEN (10) -ENGLISH et TURNER (11) PAYNE (12) -GILARD et DUBRUL (13)) ont utilisés cette relation en proposant des coefficients a_i différents. Les différences obtenues étant au maximum de 1 %, nous n'en ferons pas état.

II.2.1.2 Viscosité

C'est probablement la propriété la plus importante pour la fabrication et le travail du verre car de nombreux processus en dépendent. La différence entre le verre et le cristal est dûe à l'adjonction d'oxyde de plomb qui a pour effet de diminuer la viscosité dans tous les domaines de température.

A la température ambiante la viscosité dynamique η du cristal est très élevée (environ 10^{19} daPa.s); c'est à dire qu'elle représente un corps fragile. Lorsque la temperature augmente, elle diminue peu tout d'abord, puis plus rapidement et enfin plus lentement pour atteindre, aux températures habituelles de fusion (1400 °C), une valeur encore relativement élevée de l'ordre de 10^2 daPa.s (elle est de 10^{-2} daPa.s pour l'eau à 20 °C).

Les domaines de viscosité pour qu'un verre puisse être travaillé avec flamme sont 10^6 à 10^9 daPa.s et de 10^4 à 10^6 daPa.s sans flamme. Lors du refroidissement d'un verre, ce domaine est traversé très rapidement,c'est à dire que le verrier ne dispose que d'un court instant pour procéder à une quelconque mise en forme.

II.2.1.2.1 Méthodes de mesure

Comme les valeurs de la viscosité des verres peuvent s'étendre sur un large domaine, il n'est pas possible d'utiliser une seule méthode de mesure pour toute son étendue. Nous ne rappellerons ici que des méthodes couramment utilisées.

Pour mesurer les faibles viscosités, les appareils les plus utilisés sont les viscosimètres à rotation au sujet desquels existe une norme. On plonge dans la fonte un solide de révolution et on fait tourner la fonte et le solide de révolution l'un par rapport à l'autre.

L'exploitation des mesures se fait à partir de l'équation :

$$\eta = \frac{M\,(R_c^2 - R^2)}{4.\pi.L.\omega.R_c^2.R^2}$$

dans laquelle R représente le rayon du cylindre intérieur, R_c le rayon du creuset cylindrique extérieur, L la profondeur d'immersion du cylindre intérieur, ω la vitesse angulaire et M le moment du couple.

Cette méthode de mesure par rotation peut s'effectuer pour $3 < \log \eta < 14$.

Comme méthode de mesure pour les viscosités élevées, il faut mentionner tout d'abord le viscosimètre à étirage de fil, dans lequel un fil de verre, placé dans un four vertical, est chargé à son extrémité inférieure. De la vitesse d'allongement v on déduit la viscosité :

$$\eta = L\frac{F}{3\pi r^2 v}$$

dans laquelle L représente la longueur du fil de verre, F l'effort de traction et r le rayon du fil. Les conditions de mesures normalisées, avec cette méthode, se situent entre $\log \eta = 8$ et $\log \eta = 14{,}5$.

Plus récement, le viscosimètre à pénétration dont le domaine de mesure s'étend de $\log \eta = 9$ a $\log \eta = 13$, a été développé. BRÜCKNER et DEMHARTER (14) ont étudiés le cas simple de la pénétration d'une bille de rayon R sur laquelle s'exerce une charge P, on a :

$$\eta = 0{,}5135\,\frac{P\,t}{\sqrt{Rl^3}}$$

avec t = temps sous charge et l = profondeur de pénétration.

La détermination expérimentale d'une courbe complète de viscosité est une mesure fastidieuse. Il suffit souvent de déterminer un tracé approché; si l'on dispose de trois couples de mesure, on peut l'obtenir à l'aide de l'équation de VOGEL-FULCHER-TAMMANN (15).

Par habitude, le comportement visqueux des verres est caractérisé par des points fixes. Un grand nombre de points fixes sont proposés mais trois d'entre eux nous sont suffisants.

Le premier, particulièrement important, correspond à la température de transformation T_g qui est normalisé et pour laquelle la viscosité est de 10^{13} daPa.s. Cette détermination ne constitue pas une mesure de viscosité, mais elle repose sur le fait que beaucoup de propriétés du verre, étudiées en fonction de la température, présentent une modification à T_g.

Il est également intéressant d'avoir un point fixe dans le domaine de travail, c'est-à-dire entre les valeurs log η=6 et log η=9. C'est le point de LITTLETON (16) qui s'est impose ici du nom de celui qui l'a proposé en s'appuyant sur une méthode qui était déja employée à la Verrerie d'Iéna.

Un fil de verre d'un diamètre de 1 mm et d' une longueur de 22,9 cm, est suspendu dans un four de construction déterminée. On chauffe à une vitesse de 5 à 10 K/min et on observe l'extrémité inférieure de ce fil qui sort du four.

Lorsque la température s'élève, le fil de verre s'allonge sous son propre poids. La température pour laquelle l'allongement est de 1 mm/min est dite température de Littleton T_l et correspond à une viscosité pour la plupart des verres qui se situe au voisinage de log η=7,6.

Le troisième point fixe se situe pratiquement au voisinage du domaine de fusion. DIETZEL et BRÜCKNER (17) ont proposé pour cela le terme de "point d'enfoncement" qui correspond à la température T_w pour laquelle une baguette d'alliage Pt : Rh (80 : 20), de 0,5 mm de diamètre et pesant 0,746 g (longueur 20 cm), nécessite un temps de 2 minutes pour s'enfoncer à une profondeur de 2,00 cm. On doit par conséquent faire varier la température du verre fondu jusqu'à ce que ces conditions soient remplies.

Pour un cristal au plomb ces trois points se situent à :		
Tg = 550 °C	Tl = 650 °C	Tw = 1000 °C

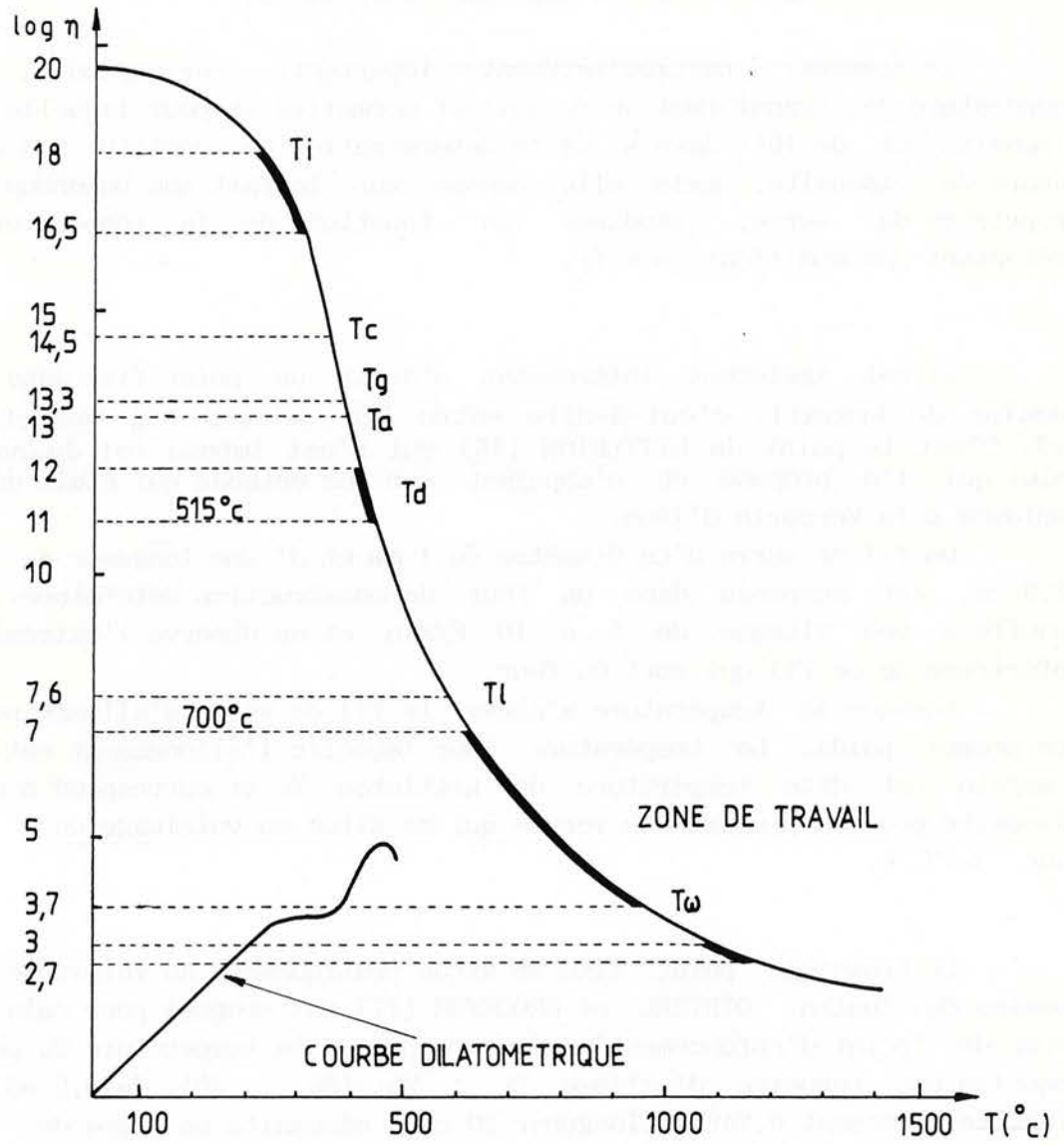


Fig. 1 : VARIATION DE LA VISCOSITE DU CRISTAL EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

II.2.1.2.2 Calcul à partir de la composition

Plusieurs méthodes permettent de calculer la viscosité, en fonction de la température et de la composition :

VOGEL, FULCHER et TAMMANN (15) proposent la relation suivante encore appelée équation V.F.T. soit :

$$\log \eta = \sum c_i \, m_i + \frac{\sum d_i \, m_i}{T - \sum t_i \, m_i}$$

où c_i , d_i et t_i sont les coefficients (Annexe I, tableau 2) relatifs à un constituant et m_i le pourcentage moléculaire de ce constituant ramené à une mole de SiO_2 .

LAKATOS et al. (18) utilisent l'équation VFT sous la forme :

$$\log\eta = -A + \frac{B}{(T - T_o)}$$

avec T en °C. Les constantes de cette équation sont obtenues à partir des relations suivantes :

$$\begin{aligned} A &= 1{,}4550 + \sum a_i p_i \\ B &= 5736{,}4 + \sum b_i p_i \\ T_o &= 198{,}1 + \sum t_i p_i \end{aligned}$$

où les fractions p_i se rapportent chacune à une mole de SiO_2 . Les coefficients a_i , b_i et t_i sont donnés en Annexe I, tableau 3.

Les résultats obtenus pour le cristal au plomb sont consignés sur la figure (1).

II.2.1.3 Chaleur massique

Lors de la fabrication et du travail du verre, celui-ci atteint des températures très élevées, si bien que la chaleur massique joue un rôle important pour définir quantitativement les énergies à mettre en oeuvre lors des réchauffages, ou au contraire évacuées lors des périodes de travail ou de mise en forme.

L'influence de chacun des constituants permet un calcul à partir de la composition. WINKELMAN (19) a donné empiriquement la relation suivante valable entre 16 et 100 °C :

$$\overline{c_p} = \sum_i^n \overline{c_{p_i}} \, P_i$$

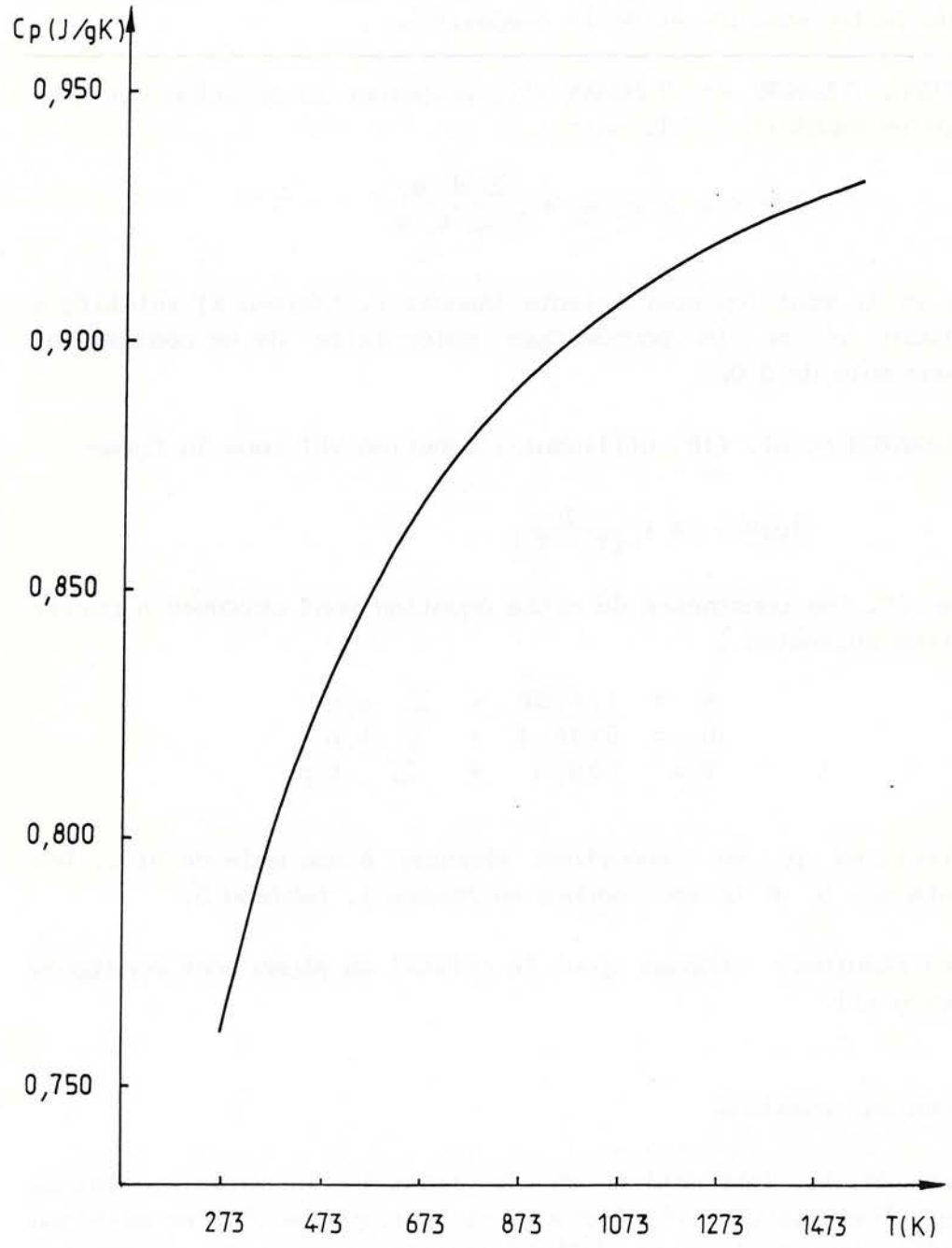


Fig. 2 : VARIATION DE LA CHALEUR MASSIQUE DU CRISTAL EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

Les facteurs $\overline{c_{p_i}}$ correspondent à la chaleur massique moyenne des différents composants entre 16 et 100 °C (Annexe I, tableau 4).

MOORE et SHARP (20) proposent la relation suivante :

$$c_p(T) = \frac{0{,}00146T^2 . \sum a_i P_i + 2.T. \sum a_i P_i + \sum c_i P_i}{(0{,}00146\ T + 1)^2}$$

qui permet de calculer la chaleur massique en fonction de la température grâce aux coefficients a_i et c_i (Annexe I, tableau 4).

SHARP et GINTHER (21) ont donnés des facteurs qui permettent de calculer la chaleur massique moyenne entre 0 et 1300 °C à partir de l'équation:

$$\overline{c_p(0\text{-}T)} = \frac{T. \sum a_i p_i + T \sum c_i p_i}{0{,}00146.T + 1}$$

La variation de la chaleur massique en fonction de la température est représentée sur la figure 2.

II.2.1.4 Conductivité thermique

Le transfert de chaleur dans les verres se fait par conduction ou par rayonnement. Aux basses températures, c'est le premier mode qui prédomine, alors que ce sera le second pour les températures élevées.

La conductivité radiative λ_r, analogue à la conductivité par conduction, se déduit d'aprés COENEN (22) de :

$$\lambda_r = \frac{16 . \sigma . n^2 . T^3}{3 . K}$$

où σ est la constante de STEFAN-BOLTZMANN
n est l'indice de réfraction
K est le coefficient d'absorption du verre.

La conductivité thermique effective est donc :

$$\boxed{\lambda_e = \lambda_r + \lambda_c}$$

Comme notre étude concerne des températures élevées, il est nécessaire de séparer les deux contributions.

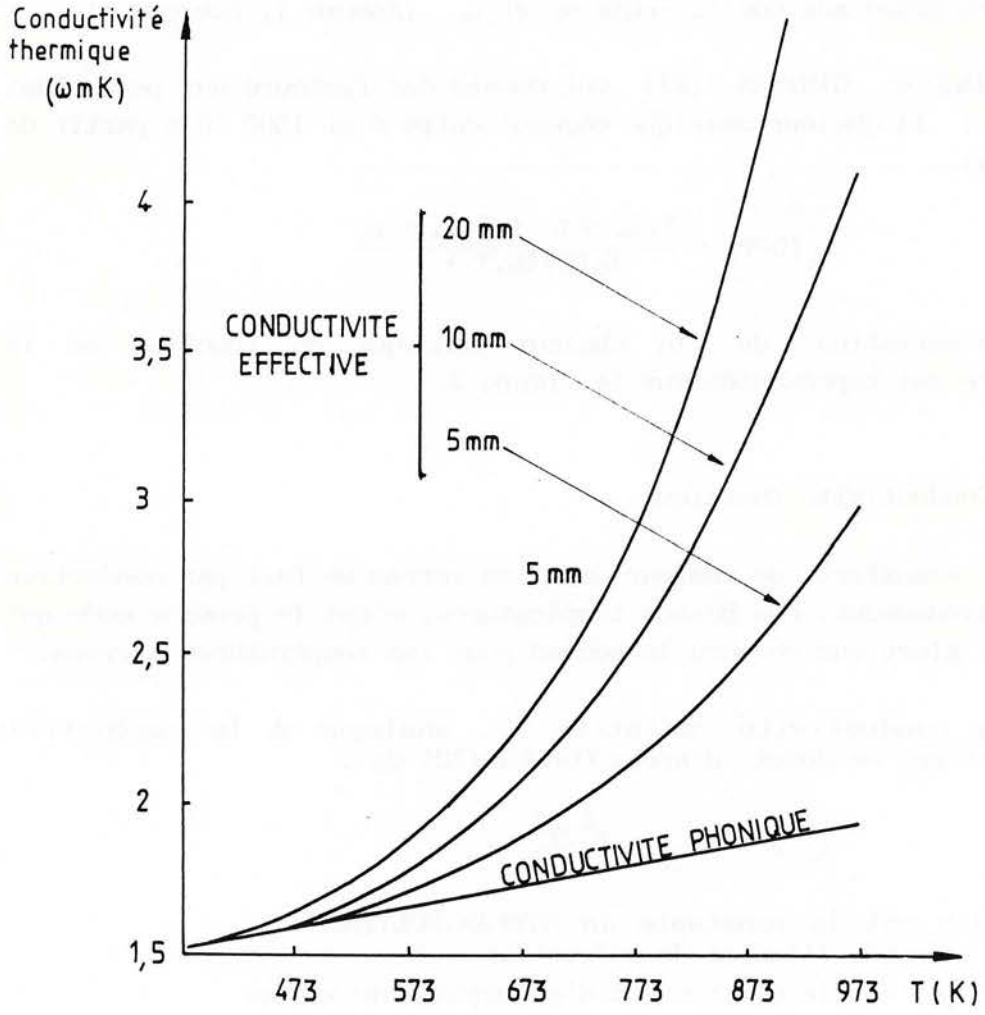


Fig. 3 : IDENTIFICATION DE LA CONDUCTIVITE PHONIQUE D'UN VERRE DE SILICE

II.2.1.4.1 Conductivité thermique à température ambiante

Différents auteurs donnent des relations qui permettent de la calculer à partir de la composition pour une plage de températures comprises entre - 100 et +100 °C .

WINKELMAN (23) propose une relation empirique complétée par de nombreuses mesures réalisées par RUSS (24) :

$$\frac{1}{\lambda_c} = \sum \frac{b_i}{\lambda_i}$$

où b_i représente les pourcentages volumiques de chacun des constituants :

$$b_i = \frac{100.\frac{P_i}{c_i}}{\sum \frac{P_i}{c_i}}$$

Les valeurs des différents coefficients sont en Annexe I, tableau 5.

RATCLIFFE (25) a calculé de nouveaux facteurs d_i à partir des résultats de ses propres mesures et d'un grand nombre de travaux antérieurs. C'est ainsi qu'il propose la relation :

$$\lambda_c = 10^{-5}.\sum d_i.P_i$$

Nous obtenons ainsi λ_c = 0,761 W/m.K. Les résultats obtenus a l'aide des deux formulations, présentent une faible différence que nous pouvons considérer comme négligeable devant l'incertitude faite pour déterminer la conductivité thermique à plus haute température.

II.2.1.4.2 A température élevée

T. KUNC (26) a étudié le transfert couplé conduction-rayonnement dans un M.S.T. en fonction de sa température et appliqué ses résultats à la détermination de la conductivité phonique des verres (figure 3).

Le mécanisme de transfert de chaleur par conduction est régi par la loi de Fourier reliant, dans la géométrie monodimentionnelle du mur semi-infini, la densité de flux au champ de température selon :

$$\vec{q}_c(x) = - k_c \ (\text{grad } T)_x$$

où K_c représente la conductivité phonique. Dans le cas d'un milieu à l'état solide, ce coefficient phénoménologique est associé, du point de vue microscopique, au processus d'intéraction entre phonons agents de la propagation de la chaleur dans les solides.

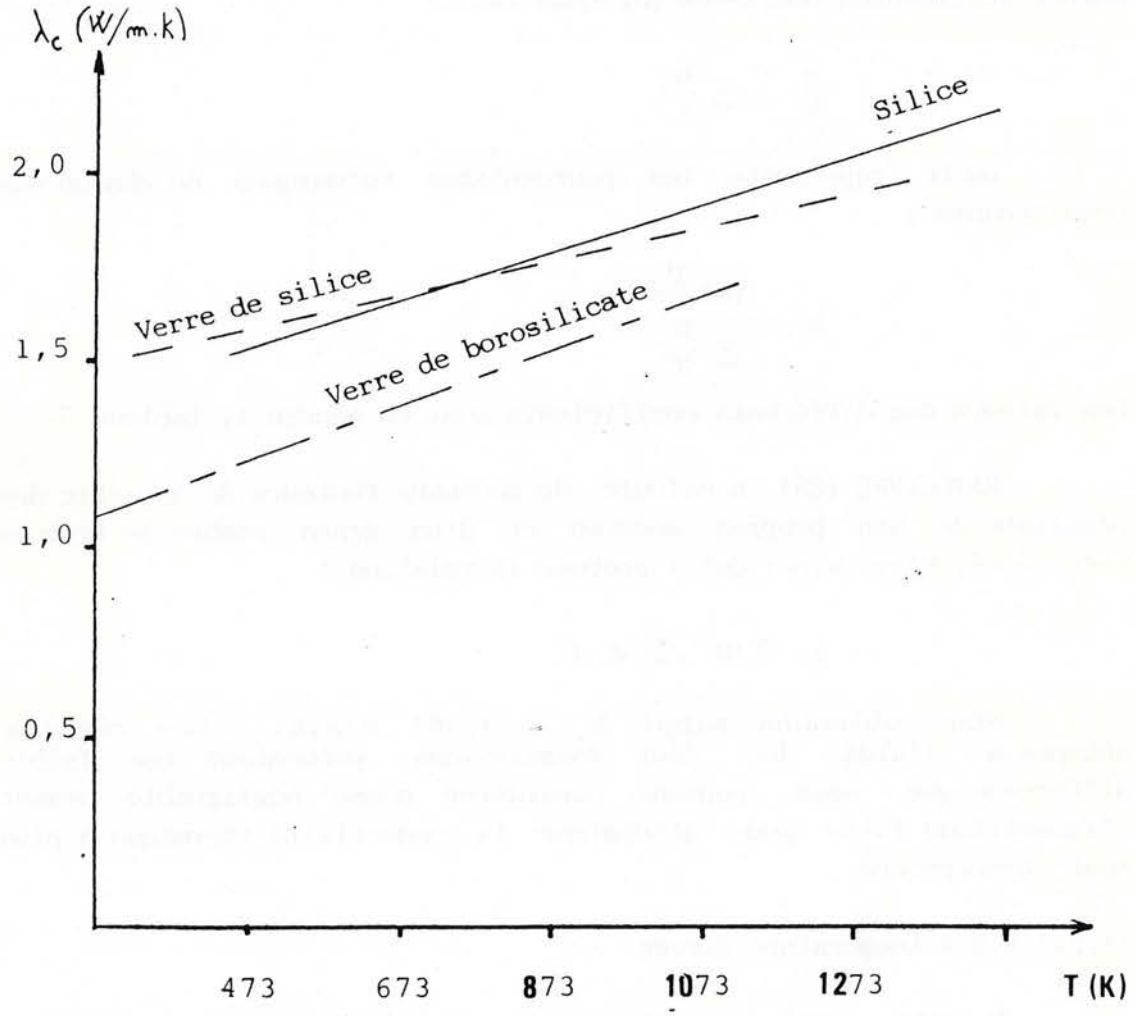


Fig. 4 : VARIATION DE LA CONDUCTIVITE PHONIQUE DE DIFFERENTS VERRES EN FONCTION DE LA TEMPERATURE (Selon T. KUNC)

T. KUNC a développé une méthode d'identification, entre les résultats donnés par l'analyse numérique du couplage et ceux obtenus expérimentalement (mesure des profils de température et de flux de chaleur global transféré), pour déterminer la conductivité thermique vraie d'un M.S.T. au sens de la loi de Fourier.

En outre, dans cette étude il montré qu'entre 400 et 800 K pour le verre de borosilicate et entre 400 et 1000 K pour le verre de silice, la conductivité phonique varie peu et de façon linéaire avec la température.

Nous faisons donc l'hypothèse que la conductivité thermique du cristal, qui n'est autre qu'un verre de composition particulière, a un comportement similaire et nous définissons sa variation avec la température par extrapolation des résultats se rapportants à différents verres comme le montre la figure 4.

Ainsi la variation de la conductivité thermique du cristal en fonction de la température est décrite par la loi simple :

$$\lambda_c(T) = 0{,}634 + 8{,}47\ 10^{-4}\ T_c$$

II.2.2 Propriétés thermo-optiques

A notre connaissance, il existe peu d'informations disponibles dans la littérature sur les propriétés thermo-optiques des milieux semi-transparents.

La plupart des travaux publiés se rapportent à des verres de silice ou à des verres d'utilisation courante (verre à vitre) et concernent toujours de verres en plaques de faible épaisseur et à température ambiante.

Quelques auteurs ont particuliérement étudié la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température et donnent quelques spectres d'absorption ou de transmission en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur pour une température donnée.

En ce qui concerne le cristal au plomb, qui pour notre application se présente sous la forme de cylindres de dimensions variées portés à des températures élevées (de 800 K à 1300 K), il n'existe pratiquement pas de renseignements concernant ses propriétés.

Cela s'explique par le fait que les verriers se transmettent leur savoir-faire, de génération en génération, au cours d'un long apprentissage qui ne nécessite qu'une connaissance intuitive du matériau.

D'autre part les quelques études qui ont pû être réalisées, par exemple les mesures de transmission réalisées par un laboratoire de SAINT GOBAIN RECHERCHES à la demande des cristalleries, ne sont pas publiées afin de maintenir, une certaine avance technologique vis-à-vis de la concurrence.

En fait le cristal au plomb est un verre particulier. A ce titre il est envisageable d'étudier, en première approximation, les propriétés de différents verres et essayer de les transposer au cristal.

Ultérieurement, nous comparerons ces résultats avec ceux que nous déduirons des mesures du coefficient d'absorption monochromatique que nous avons réalisées en laboratoire.

II.2.2.1. Indice de réfraction

Nous avons évalué l'indice de réfraction du cristal étudié car il intervient dans les relations qui nous permettent de modéliser les échanges thermiques entre le M.S.T. et le milieu ambiant.

En effet, si un rayon lumineux passe de l'air, où sa vitesse est très voisine de la vitesse maximum c_o, à un verre, sa vitesse est alors réduite à c par suite des interactions qui se produisent entre le rayonnement lumineux et les ions qui composent le verre. Ce phénomène peut être décrit par la loi de réfraction :

$$n = \frac{c_0}{c} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

où α et β designent l'angle du rayon lumineux avec la normale, respectivement dans l'air et dans le verre, et n représente l'indice de réfraction du verre.

Comme pour les autres propriétés physiques du cristal, nous avons calculé son indice de réfraction à partir de relations empiriques prenant en compte la composition.

Dans le verre de silice, il n'y a que des oxygènes pontants, lesquels possèdent une polarisation faible. Le verre de silice a, de ce fait, un indice de réfraction faible avec n voisin de 1,45.

Dans les verres de silicates alcalins, il existe des oxygènes non pontants qui ont une polarisabilité plus grande. Il en résulte une élévation de l'indice de réfraction lorsque la teneur en oxyde alcalin augmente.

De la même façon, l'indice de réfraction augmente avec l'augmentation en alcalino-terreux ou en oxydes.

Lorsqu'un rayon lumineux traverse un verre, il rencontre sur son chemin toute une série d'ions avec lesquels il se trouve en contact et par lesquels il est influencé. Les effets des ions doivent par conséquent être additifs, c'est-à-dire que l'on devrait pouvoir calculer l'indice de réfraction à partir de la contribution de chacun des composants pris isolément suivant la formule :

$$n = \frac{1}{100} \sum n_i . p_i$$

Les facteurs n_i établis par APPEN (27) sont donnés en Annexe I, tableau 6. Cet auteur a de plus donné des facteurs pour le calcul de la dispersion moyenne qui peut être obtenue par :

$$d = \frac{1}{100} . \sum d_i . p_i$$

Les essais empiriques de GLADSTONE et DALE, ainsi que les considérations théoriques de LORENTZ-LORENZ, ont prouvé de façon irréfutable que la réfraction spécifique et l'indice de réfraction sont des propriétés additives :

$$r = \frac{1}{100} . \sum r_i . p_i$$

En considérant que $r=(n-1)/\rho$, on obtient l'indice de refraction :

$$n = 1 + \rho . r = 1 + \frac{\rho}{100} . \sum r_i . p_i$$

Dans ces conditions, pour le cristal au plomb étudié, on obtient les résultats suivants :

$$1{,}556 < n < 1{,}567$$

Pour compléter cette étude, il resterait à étudier l'influence de la température pour laquelle nous ne possédons que fort peu d'informations.

Des équations précédentes, on peut déduire que l'indice de réfraction dépend de la réfraction molaire et de la masse volumique. On peut donc différentier par rapport à la température T et à la masse volumique ρ.

$$\frac{dn}{dT} = \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{\partial n}{\partial \rho} \frac{d\rho}{dT} = \frac{\partial n}{\partial T} - \beta . \rho . \frac{\partial n}{\partial \rho}$$

ou $\frac{\partial n}{\partial T}$ représente la dérivée de l'indice de réfraction par rapport à la température à masse volumique constante et β est le coefficient de dilatation volumique.

Pour les verres courants, l'indice de réfraction croit tout d'abord faiblement, puis diminue fortement dans le domaine de transformation; ce qui correspond à une diminution de masse volumique lorsque la température croit.

Toutefois, la variation de l'indice de réfraction n en fonction de la température ne dépasse guère 1 %, (0,3 % pour un verre de borosilicate). Aussi en ce qui concerne ce travail, nous utiliserons la valeur de l'indice de réfraction du cristal calculée précédemment à savoir n = 1,56.

II.2.2.2. Emissivité - Absorptivité - Transmittivité

En ce qui concerne le cristal au plomb concerné par notre étude, il n'existe aucun renseignement concernant ses coefficients de transmission, d'absorption et de réflection sauf une série de mesures réalisée par un laboratoire de la Société Saint Gobain.

Par contre quelques auteurs donnent les spectres de transmission et d'absorption de certains verres en fonction de l'épaisseur, de la longueur d'onde du rayonnement et de la température de l'échantillon.

Les résultats de ces travaux ne concernent que des verres usuels plats dans des conditions de températures très différentes de celles que nous rencontrons.

Il nous est donc apparu indispensable de mesurer en laboratoire le coefficient d'absorption K_λ de notre cristal.

II.2.2.2.1. Résultats obtenus par SAINT-GOBAIN-RECHERCHES

A la demande des cristalleries de Baccarat, SAINT-GOBAIN-RECHERCHES avait déjà effectué des mesures de transmission sur des échantillons de cristal. Elles portaient sur des échantillons en forme de lamelles d'épaisseurs 4,68 mm et 10 mm et elles ont été effectuées à température ambiante.

Bien que les conditions expérimentales soient mal définies, les résultats donnent, à priori, les valeurs effectives de la transmission pour une plage de longueurs d'onde couvrant le domaine 0,4 µm à 3,6 µm. Aussi, ne connaissant pas la contribution de la

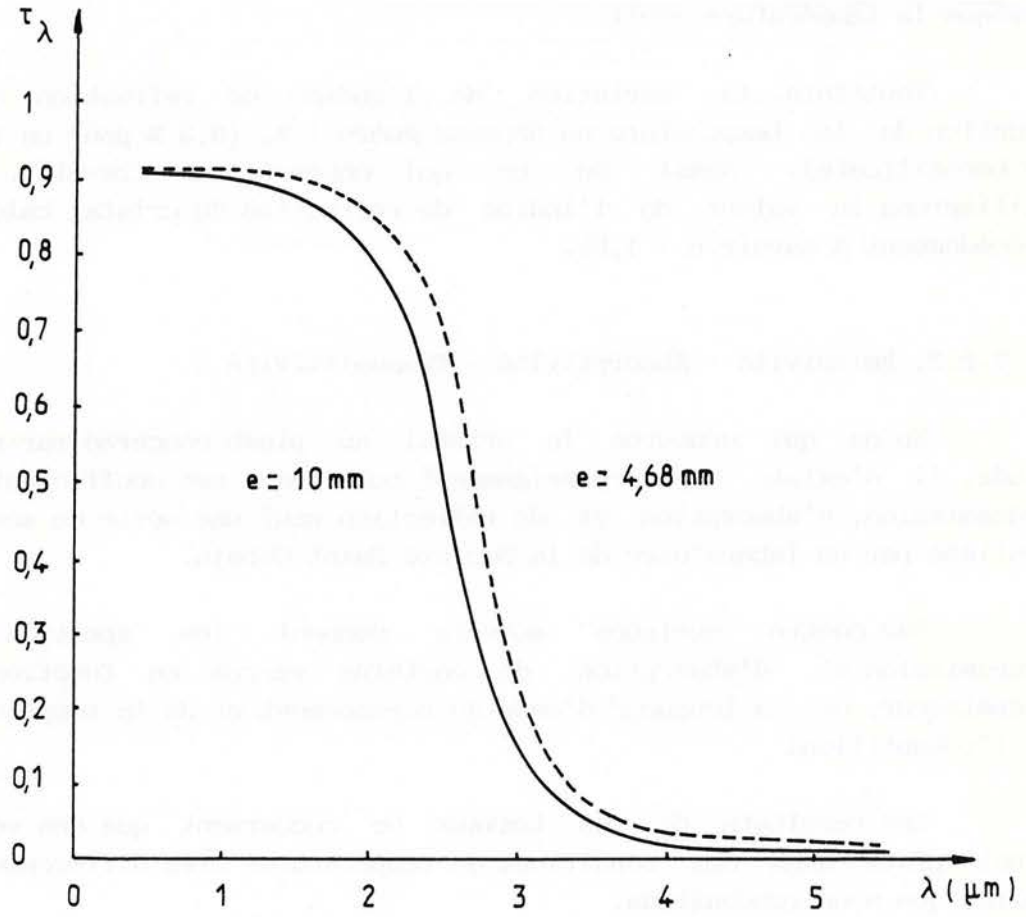


Fig. 5 : SPECTRE DE TRANSMISSION OBTENU PAR SAINT GOBAIN-RECHERCHES EN 1984 POUR 2 EPAISSEURS DE CRISTAL

réflection, il est impossible de déterminer exactement l'émissivité ou l'absortivité.

Les résultats de cette étude sont consignés sur la figure 5.

En première analyse, il apparait qu'il existe une trés faible différence entre la transmission d'une épaisseur de 4,68 mm et celle d'une épaisseur de 10 mm. Cela parait aller à l'encontre de la loi donnant l'atténuation d'un rayonnement dans un milieu semi-transparent.

En effet, si l'on considère un rayonnement se propageant à travers un milieu semi-transparent, il subit une atténuation qui dépend de la nature du milieu, de l'épaisseur ainsi que de la longueur d'onde du rayonnement.

Soit L_{λ_I} la luminance initiale d'un rayonnement monochromatique pénétrant suivant une direction OX dans le cristal. A une profondeur de pénétration d'abscisse x, ce rayonnement n'aura plus qu'une luminance L_{λ_x} et son atténuation par absorption sur le trajet élémentaire dx peut s'écrire :

$$dL_{\lambda_x} = - K_\lambda . L_{\lambda_o} . dx$$

K_λ ètant le coéfficient d'absorption monochromatique du milieu pour la longueur d'onde λ.

Si l'on considère que le bloc de cristal au plomb est homogène et que le spectre d'émission est fonction de la température du cristal, la loi d'atténuation s'écrit simplement aprés intégration :

$$L_{\lambda_x} = L_{\lambda_o} . \exp(- K_\lambda . x)$$

$$\text{Soit la transmission } \tau_{\lambda_x} = \frac{L_{\lambda_x}}{L_{\lambda_o}} = \exp(- K_\lambda . x)$$

Connaissant la transmission τ_a d'une épaisseur a donnée, il est donc possible de calculer celle d'une autre épaisseur b :

$$\text{Soit } \tau_a = \exp(- K_\lambda . a)$$
$$\tau_b = \exp(- K_\lambda . b)$$

$$\text{d'ou } \tau_b = \tau_a . \exp\left(\frac{b}{a}\right) \qquad (1)$$

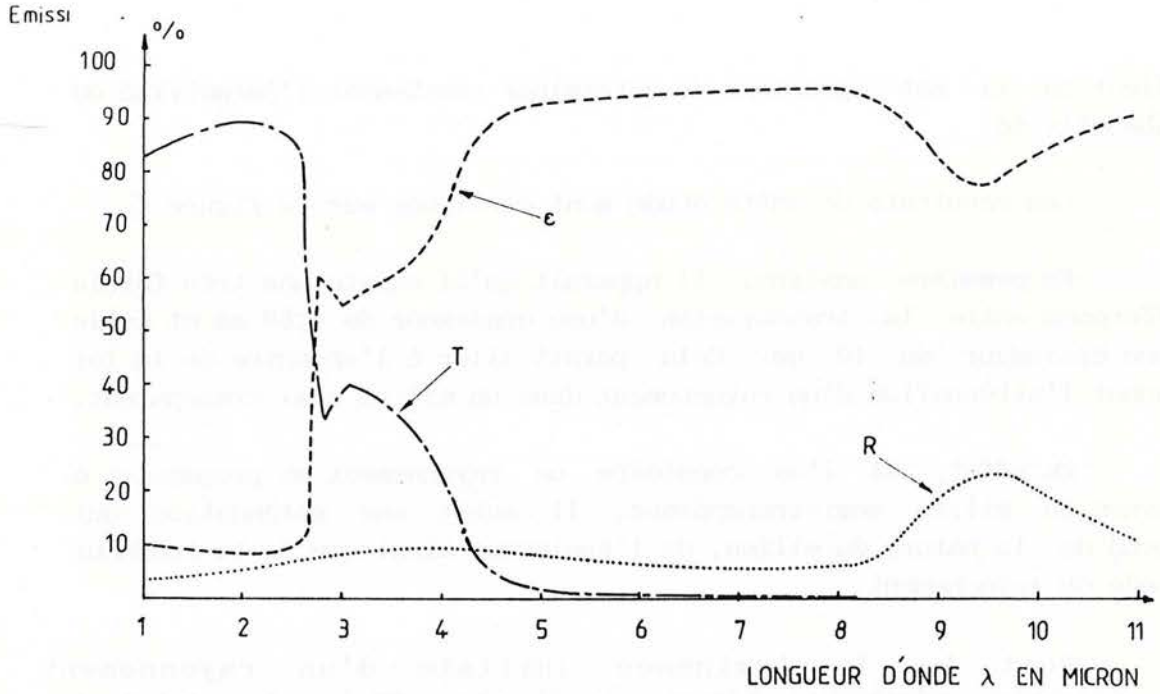


Fig.6 : VARIATION DE L'EMISSIVITE, DE LA TRANSMITTIVITE ET DE LA REFLECTIVITE SPECTRALE POUR UN VERRE DE BOROSILICATE (6,35 mm).

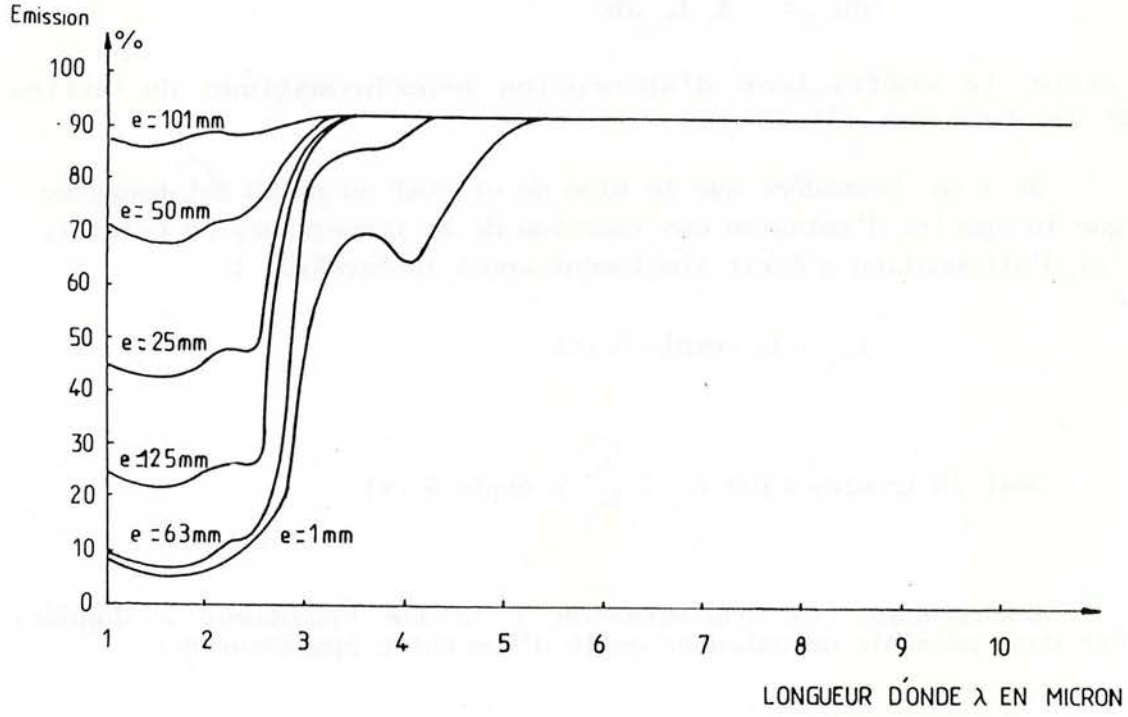


Fig. 7 : EMISSIVITE SPECTRALE D'UN VERRE DE BOROSILICATE POUR DIFFERENTES EPAISSEURS

En appliquant la relation (1) aux résultats expérimentaux de Saint Gobain relatifs à une épaisseur de 10 mm, on obtient une variation de la transmission pour une épaisseur de 4,68 mm qui ne coincide absolument pas avec la courbe expérimentale.

Nous pouvons remarquer que la différence est de l'ordre de 10 à 30% ce qui représente une incertitude bien trop importante pour que nous puissions utiliser ces données dans un calcul ultérieur.

II.2.2.2.2. Principaux travaux relatifs aux verres

Dans ce paragraphe, nous nous contenterons de citer les résultats les plus importants de divers travaux en ce qui concerne l'émissivité et la transmittivité tant hémisphérique qu'angulaire de certains verres.

D. ROBERTSON (29) donne les spectres d'absorption, de transmission et de réflexion pour une lame de verre de borosilicate de 3,17 mm d'épaisseur pour des longueurs d'onde variant de 1 à 10 µm. Ils ont l'avantage de visualiser l'évolution simultanée de chacun de ces paramètres en fonction de la longueur d'onde.

La figure 6 montre en outre, que la variation de la réflexion est loin d'être négligeable.

Une seconde série de résultats donne la variation de l'émissivité de ce même verre pour différentes épaisseurs (figure 7). Il apparait en outre une différence marquée de la transmission entre les épaisseurs de 6,3 mm et 12,5 mm pour la plage de longueur d'onde comprise entre 1 et 4 µm, différence qui n'apparait pas du tout dans les résultats de SAINT GOBAIN.

GARDON (30) a établi une relation permettant de calculer la variation de l'émissivité de feuilles de verre en fonction de leur épaisseur et de leur température.

L'émissivité monochromatique d'une lame de verre isotherme d'épaisseur x est donnée par :

$$\varepsilon_{\lambda,x} = \frac{M_{\lambda e}(x)}{M^{0}_{\lambda}}$$

M^{0}_{λ} est l'émittance monochromatique du corps noir à la même température et $M_{\lambda e}(x)$ la fraction d'émittance monochromatique émergeante après la traversée de l'epaisseur x dont nous allons definir l'expression.

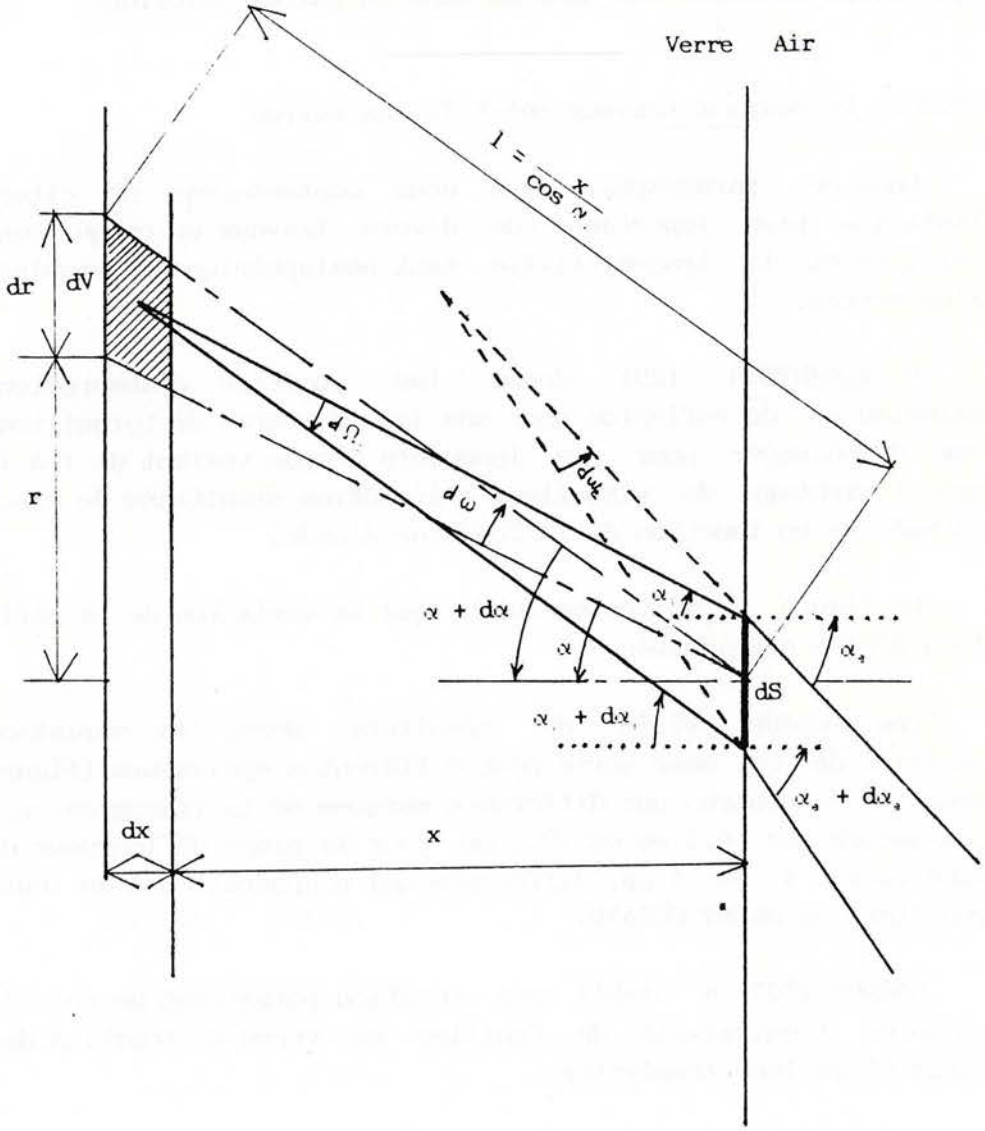


Fig. 8 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DES DIFFERENTES GRANDEURS GEOMETRIQUES

Les principales grandeurs géométriques représentées par la figure 8 sont :

$$dV = r.d\phi.dr.dx = x^2.\frac{\sin\alpha}{\cos^2\alpha}.dx.d\phi.d\alpha$$

$$d\Omega_i = dS.\frac{\cos\alpha}{l^2} = dS.\frac{\cos^2\alpha}{x^2}$$

$$d\omega = \frac{r.d\phi.dr.\cos\alpha_i}{l^2} = r.d\phi.\frac{dr.\cos^2\alpha_i}{x^2}$$

$K\lambda$ est le coefficient d'absorption monochromatique du verre.

L'intensité monochromatique de l'élément de volume dV est :

$$dI\lambda = J\lambda.dV \ (W.\mu m^{-1}.sr^{-1})$$

Seule une partie du flux émis par dV se dirige vers dS :

$$J_\lambda.dV.d\Omega_i \ (W.\mu m^{-1})$$

Sur la distance parcourue dans le verre $l=\frac{x}{\cos\alpha_i}$ il y a absorption partielle, le flux qui atteint dS est alors :

$$d\Phi_{\lambda,i} = j_\lambda.dV.d\Omega_i.e^{\frac{-K_\lambda.x}{\cos\alpha_i}}$$

La luminance monochromatique correspondante s'écrit alors :

$$L_{\lambda,i} = \int_0^\infty \frac{d\Phi_{\lambda,i}}{dS.d\omega} = \int_0^\infty j_\lambda.e^{\frac{-K_\lambda.x}{\cos\alpha_i}}.\frac{dV.d\Omega_i}{dS.\,d\omega} = \int_0^\infty j_\lambda.\ e^{\frac{-K_\lambda.x}{\cos\alpha_i}}.dx$$

L'éclairement monochromatique reçu parla surface peut s'écrire

$$E_{\lambda,i} = 2\pi.\int_0^{\pi/2}\int_0^\infty j_\lambda.\sin\alpha_i.e^{\frac{-K_\lambda.x}{\cos\alpha_i}}.dx.d\alpha_i = \pi.\frac{j_\lambda}{K_\lambda}$$

En considérant les angles solides $d\Omega_i$ et $d\Omega_e$ et en écrivant que :

$dS' = dS.\cos\alpha = r.d\phi.l.d\alpha$, on obtient :

$$d\Omega_i = \frac{dS'_i}{l^2} = \frac{r.d\phi.l.d\alpha_i}{l^2} = \sin\alpha_i.d\alpha_i.d\phi$$

de même $d\Omega_e = \sin\alpha_e.d\alpha_e.d\phi$

comme $\sin\alpha_e = n.\sin\alpha_i$ on a $\cos\alpha_e.d\alpha_e = n.\cos\alpha_i.d\alpha_i$.

soit $\frac{d\Omega_i}{d\Omega_e} = \frac{\cos\alpha_e}{n^2.\cos\alpha_i}$

La conservation du flux à la surface limite s'écrit alors :

$$L_{\lambda,i}.d\Omega_i.t' = L_{\lambda,e}.d\Omega_e$$

d'où $L_{\lambda,e} = \frac{j_\lambda.t'}{K_\lambda.n^2}\cos\alpha_e$

D'après les équations de Fresnel appliquées à un solide non métallique, on a :

$$t' = 1 - \rho'$$

avec $\rho' = \frac{1}{2\,(\rho'_\perp + \rho_{//})}$

$$\text{et } \rho'_\perp = \frac{\sin^2(\alpha_e - \alpha_i)}{\sin^2(\alpha_e + \alpha_i)}$$

$$\rho'_{//} = \frac{\tan^2(\alpha_e - \alpha_i)}{\tan^2(\alpha_e + \alpha_i)}$$

Des relations entre émittance et luminance, nous tirons :

$$M_{\lambda,e} = \int L_{\lambda,e}.\ d\Omega_e = 2\pi \int_0^{\pi/2} L_{\lambda,e}.\sin\alpha_e.d\alpha_e$$

$$= 2\pi \int_0^{\pi/2} \frac{j_\lambda.t'}{K_\lambda.n^2}.\cos\alpha_e.\sin\alpha_e.d\alpha_e$$

ou encore en posant : $t^* = 2\int_0^{\pi/2} t'.\sin\alpha_e.\cos\alpha_e.d\alpha_e$

$$M_{\lambda,e} = \frac{\pi.j_\lambda.t^*}{K_\lambda.n}$$

Si nous comparons cette émittance avec celle du corps noir, nous pouvons déterminer l'intensité monochromatique volumique :

$$M_{\lambda,e} = \epsilon_{\lambda,e} . M_\lambda$$

avec $\epsilon_{\lambda,e} = t^x$

$$\text{d'ou } j_\lambda = \frac{K_\lambda . n . M^0_\lambda}{\pi}$$

Du fait des multiples réflections subies sur les deux faces parallèles délimitant la feuille de verre, le rayonnement initial se polarise. A chacune des réflections internes, sa reflectivité ρ' et sa transmittivité τ', varient pour chaque état de polarisation.

Il convient d'analyser séparément les radiations qui sont polarisées perpendiculairement et parallèlement au plan d'incidence.

Dans ces conditions, nous pouvons écrire les relations qui donnent l'intensité énergétique totale émergeante pour le rayonnement polarisé perpendiculairement au plan d'incidence soit :

$$L_{\lambda,e\perp} = \frac{r'_\perp \cos\alpha_e}{n^2 . \cos\alpha_i} . \; L_{\lambda,i\perp} \left[1 + \rho'_\perp . e^{-K_\lambda \cdot \frac{x}{\cos\alpha_i}} + \rho_\perp e^{\frac{-2 . K_\lambda . x}{\cos\alpha_i}} + \ldots \right]$$

$$\text{ou encore : } L_{\lambda,e\perp} = \frac{\cos\alpha_e}{n^2 . \cos\alpha_i} L_{\lambda,\alpha_i\perp} . \frac{r'_\perp}{1 - \rho'_\perp . e^{\frac{-K_\lambda . x}{\cos\alpha_i}}}$$

De même nous pouvons écrire l'intensité totale émergeante du rayonnement polarisé parallèlement au plan incident.

A partir de ces relations, il est possible d'écrire l'intensité radiative émise par une feuille de verre d'épaisseur x soit :

$$L_{\lambda,ex} = \frac{M_\lambda}{\pi} (1 - e^{\frac{-K_\lambda . x}{\cos\alpha_i}}) . \Upsilon' \cos\alpha_e$$

$$\text{avec : } \Upsilon' = \frac{1}{2} . \left[\frac{r'_\perp}{1 - \rho'_\perp \exp(\frac{-K_\lambda . x}{\cos\alpha_i})} + \frac{r'}{1 - \rho' \exp(\frac{-K_\lambda . x}{\cos\alpha_i})} \right]$$

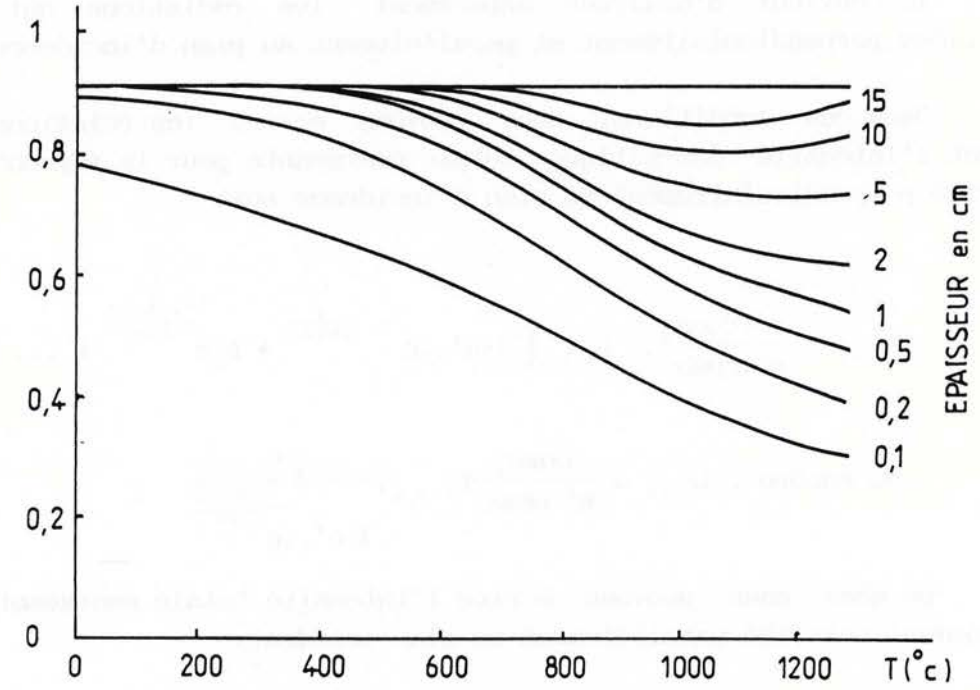


Fig. 9 : EMISSIVITE TOTALE HEMISPHERIQUE D'UN VERRE A VITRE EN FONCTION DE SON EPAISSEUR ET DE LA TEMPERATURE.
(Selon GARDON)

En intégrant sur l'hémisphère, le flux émergeant s'écrit alors

$$M_{\lambda,ex} = 2\pi \int_0^{\pi/2} L_{\lambda,ex}.\sin\alpha_e.d\alpha_e$$

Dans ces conditions, l'émissivité monochromatique hémisphérique d'une feuille de verre isotherme d'épaisseur x est donnée par :

$$\epsilon_{\lambda,x} = \frac{M_{\lambda,ex}}{M_\lambda} = \int_0^{\pi/2} (1 - e^{\frac{-K_\lambda . x}{\cos\alpha_i}}).\Upsilon'.\sin\alpha_e.\cos\alpha_e.d\alpha_e$$

L'intégration de cette relation permet de tracer l'évolution de l'émissivité hémisphérique d'une lame de verre en fonction de son épaisseur et de sa température comme le montre la figure 9.

On peut remarquer que l'émissivité décroit lorsque la température augmente, et cela d'autant plus vite que les épaisseurs sont plus faibles.

A partir de ces résultats représentés sur la figure 9, nous pouvons établir une relation donnant la variation de l'émissivité du verre en fonction de son épaisseur et de sa température.

En effet, à chaque niveau de température, il apparait que la variation de l'émissivité en fonction de l'épaisseur peut être approchée par une loi simple de la forme :

$$\epsilon(e) = A + B.\ln e$$

D'autre part, pour une épaisseur donnée, la variation de l'émissivité en fonction de la température peut elle aussi être approchée par une loi simple du même type.

En combinant ces deux relations simples, il est possible d'obtenir une relation globale donnant l'émissivité du verre pour une épaisseur et pour une température donnée soit :

$$\epsilon(e,T) = (1{,}377 - 7{,}08\ 10^{-4}\ .\ T) + (1{,}092\ 10\ .T - 6{,}28\ 10^{-2}).\ln e$$

où T est donnée en K.

A partir de cette relation, et pour une épaisseur donnée (par exemple 5 mm), l'évolution de l'émissivité du verre dans le domaine de température 600 - 1100 °C est donnée par l'expression :

$$\epsilon(T) = 1{,}2376 - 5\ 10^{-4}.T$$

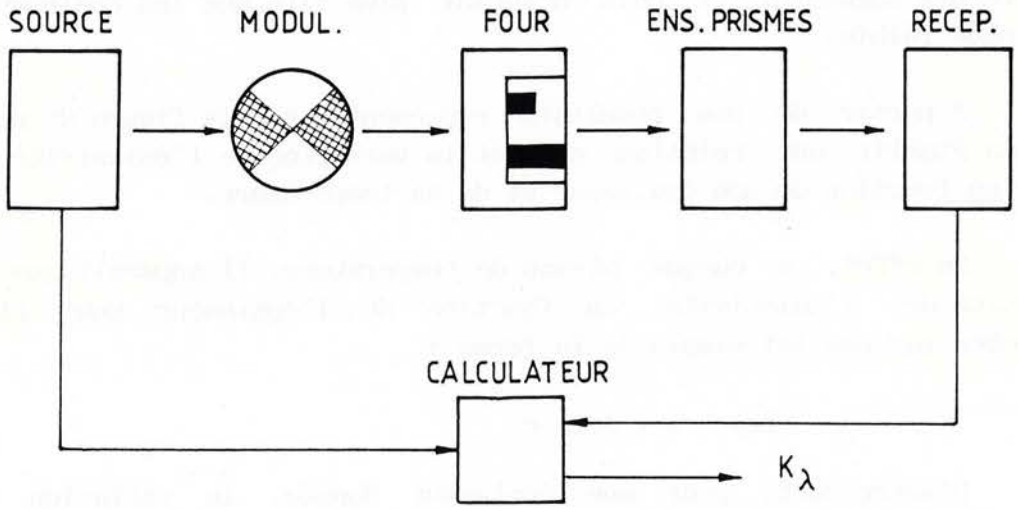


Fig. 10 : SCHEMA DE PRINCIPE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL
(Mesure du coefficient d'absorption monochromatique)

En première approximation, nous avons utilisé cette relation, relative à un verre de borosilicate, aprés l'avoir transposée au cristal pour analyser les mécanismes de transfert de chaleur par rayonnement qui régissent les évolutions de température dans le cristal au plomb.

Cependant cette démarche n'est pas entièrement satisfaisante , aussi la connaissance du coefficient d'absorption monochromatique du cristal s'avère-t-elle nécessaire.

II.2.2.2.3. Mesure du coefficient d'absorption monochromatique

La détermination du coefficient d'absorption monochromatique K_λ, est très importante pour connaitre l'affaiblissement du rayonnement au travers d'un milieu semi-transparent.

Comme ni la littérature ni les mesures réalisées par Saint Gobain ne nous permettent de le définir avec exactitude, nous avons mesuré sa variation, aussi bien en fonction de la longueur d'onde que de la température.

Nous avons réalisé ces mesures au laboratoire d'Etude des Systèmes Thermiques et Energétiques de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aéraulique de POITIERS qui était équipé pour les réaliser.

II.2.2.2.3.1. Dispositif expérimental

Nous avons fait réaliser des échantillons cylindriques de cristal de 5 mm de diamètre d'épaisseur 1, 3, 5 et 10 mm.

Ces échantillons devaient présenter un aspect de surface impeccable, tant sur ses grandes faces polies avec une qualité optique que sur la tranche qui ne devait pas être ébréchée. Ceci a rendu leur fabrication délicate.

Le dispositif expérimental (Figure 10) comprend plusieurs éléments :

- une source infrarouge

- un modulateur qui hache le faisceau à intervalles réguliers,ce qui permet de distinguer et de quantifier les émissions parasites telles que le bruit de fond (venant de l'appareillage et de l'ambiance)

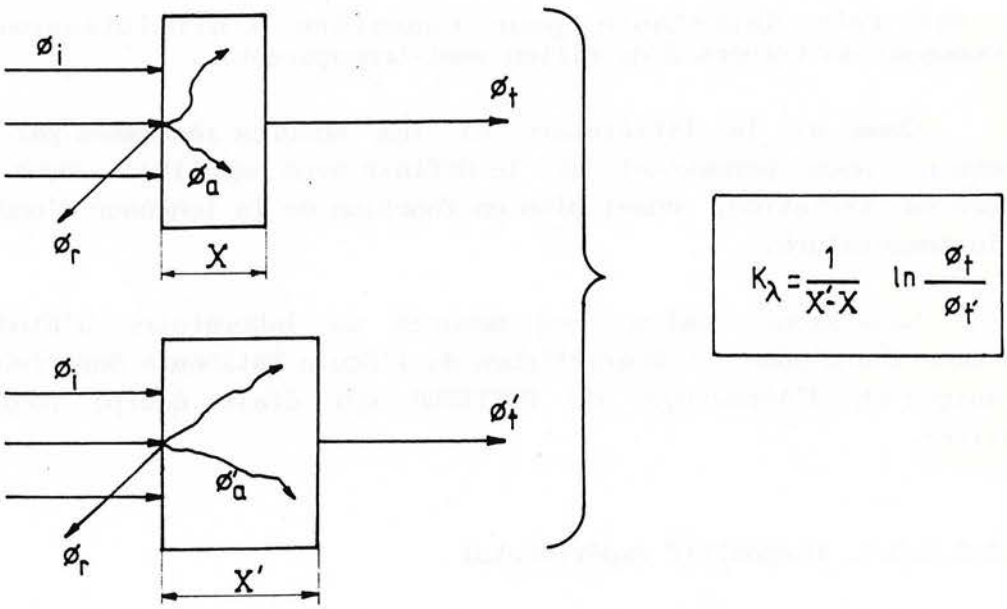


Fig. 11 : PRINCIPE DE LA DETERMINATION DE K .

- un système de chauffage et de maintien en température des échantillons permettant de réaliser des mesures à différentes températures

- une série de prismes et de miroirs qui recueillent le flux transmis et l'envoient sur un spectromètre

- un micro ordinateur qui relie les différents appareils, enregistre les données et les informations qui lui sont transmises par le spectromètre et qui effectue directement le calcul du coefficient d'absorption par l'intermédiaire des relations que nous allons expliciter.

II.2.2.2.3.2 Méthode de calcul

Avec ce dispositif, la mesure du coefficient d'absorption s'effectue en comparant, à partir d'un même flux incident, la valeur des flux émergeant de deux échantillons d'épaisseurs différentes (figure 11).

$$\Phi_t = \Phi_i - \Phi_r - \Phi_a \quad \text{avec } \Phi_a = \alpha\ (\Phi_i - \Phi_r)$$

$$\Phi_{t'} = \Phi_i - \Phi_r - \Phi_{a'} \text{ et } \Phi_{a'} = \alpha'\ (\Phi_i - \Phi_r)$$

$$\Phi_t - \Phi_{t'} = (\Phi_i - \Phi_r)\ (\alpha - \alpha')$$

$$\Phi_t = \tau . \Phi_n = e^{-K.\lambda.x} . \Phi_n \quad \text{avec } \Phi_n = \Phi_i - \Phi_r$$

$$\text{d'où : } \operatorname{Ln} \frac{\Phi_t}{\Phi_{t'}} = K_\lambda . \frac{x}{x'}$$

La valeur de K_λ donnee par le calculateur est obtenue à partir de la relation :

$$K_\lambda = \frac{\operatorname{Ln} \frac{\Phi_t}{\Phi_{t'}}}{\frac{x}{x'}}$$

II.2.2.2.3.3 Résultats obtenus

L'indication du flux maximum étant notre seul moyen de

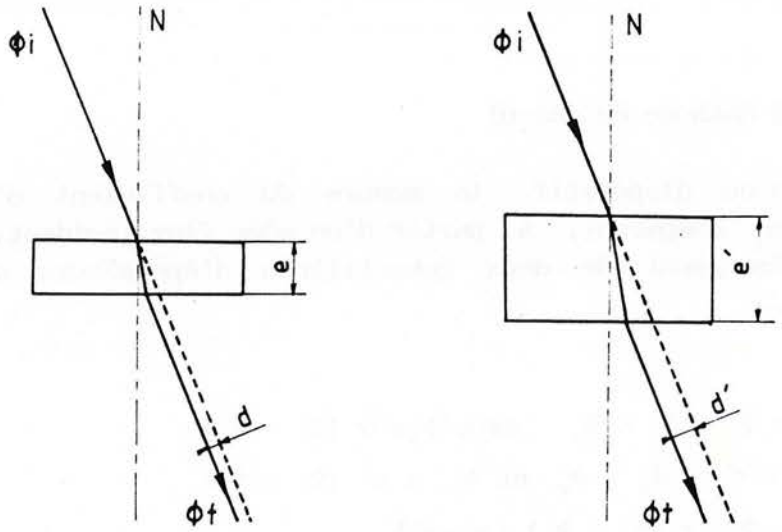


Fig. 12 : INFLUENCE DU DECALAGE DU FLUX INCIDENT

contrôle d'une mise en place correcte de l'échantilon, ce type de mesure nécessitait un soin extrême.

Les échantillons, de dimensions réduites (pastilles de 10 mm de diamètre et d'épaisseur de 1 à 10 mm) doivent être disposés de telle sorte que le flux incident les traverse en leur centre afin d'éviter des perturbations liées à d'éventuels défauts de surface en périphérie (bords arrondis ou ébréchés lors de la taille).

D'autre part, le parallélisme des faces est très important. En effet pour que le flux transmis atteigne intégralement le détecteur, il faut qu'il soit rigoureusement parallèle au flux incident et sur le même axe.

Nous avons noté que les meilleures mesures étaient obtenues à partir des échantillons les moins épais et notamment 1 et 2 mm. En effet, si les échantillons ne sont pas placés normalement au flux incident, le flux sortant a une direction parallèle au flux incident mais décalé (figure 12), ce décalage est d'autant plus grand que l'épaisseur est plus grande et donc plus difficile à corriger.

La précision des mesures est directement liée à l'intensité du flux incident. Lorsque ce flux est faible, le bruit de fond (venant de l'appareillage et de l'ambiance) peut être du même ordre de grandeur que le flux et dans ce cas la mesure n'est pas fiable. A l'opposé si ce flux est très grand le détecteur se trouve saturé; dans ce cas également nous avons une valeur erronée.

Pour obtenir une valeur correcte, il fallait donc trouver, pour chaque longueur d'onde, le meilleur compromis entre l'intensité du flux incident et le bruit de fond. La précision nous était donnée par le rapport entre le flux et le bruit de fond.

De plus l'épaisseur des échantillons devait être connue à 10^{-2} mm près pour que l'erreur due au calcul soit la plus faible possible.

Néanmoins, la précision et la reproductibilité de ces mesures sont entachées d'une erreur moyenne estimée à 5 %, erreur due principalement aux difficultés de manipulation et à l'incertitude de l'appareillage lui même.

Les résultats de ces mesures sont consignés en annexe II, tableau 1.

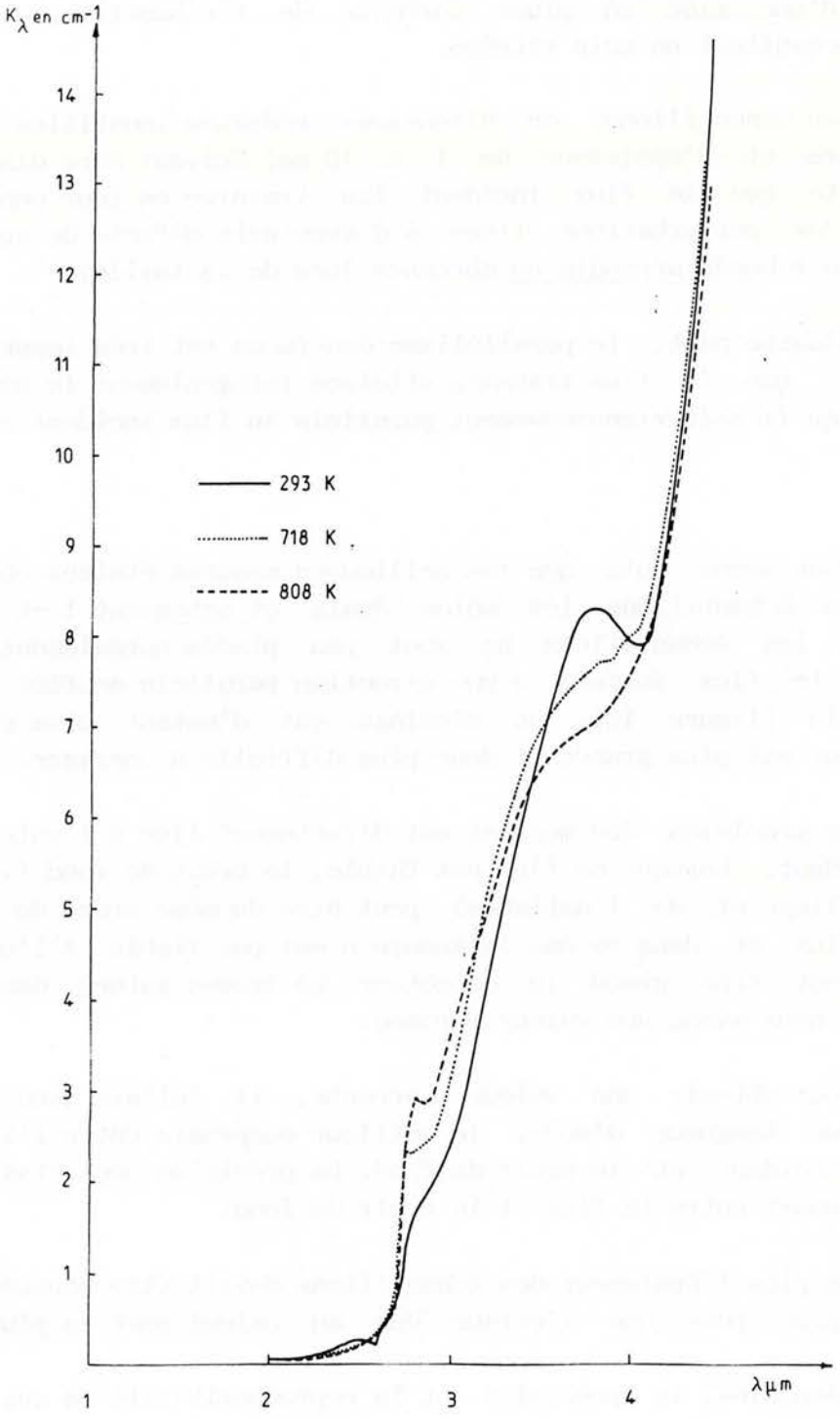


Fig. 13 : SPECTRE D'ABSORPTION DU CRISTAL MESURE POUR DIFFERENTES TEMPERATURES DE L'ECHANTILLON (20, 445, et 535 °C)

II.2.2.2.3.4 Analyse des résultats

Les résultats obtenus pour des températures différentes (273, 718, 808 K) permettent d'établir des courbes qui ont la même allure générale et qui sont même confondues pour des longueurs d'onde inférieures à 1,6 µm et supérieures à 4,3 µ (figure 13).

On peut remarquer que le coefficient d'absorption est toujours plus fort à température ambiante que pour les températures plus élevées. Ce même phénomène a déjà été observé pour le verre à vitre.

L'analyse de ces courbes est assez délicate. Nous constatons que le spectre de ce cristal ne possède pas de pics aussi prononcés que ceux rencontrés habituellement pour les autres verres (figure 14), notamment entre 2,7 et 4,5 µm.

Toutefois, nous remarquons l'existence d'une bande d'absorption due au groupements OH libres vers 2,8 µm. La présence de modificateurs (PbO, K_2O, Sb_2O_3) du réseau de base (SiO_2) entraine l'apparition d'oxygènes non pontants avec lesquels les groupements OH forment des liaisons par pont hydrogène; il en résulte une bande d'absorption assez importante à 3,5 µm.

Ainsi qu'il a déjà été constaté pour d'autres verres, lorsque la température augmente, il se produit une rupture des ponts hydrogène qui redonnent alors des groupements OH libres. Ceci explique l'augmentation de K_λ a 2,8 µm et la diminution entre 3,5 et 3,9 µm.

Connaissant maintenant la variation du coefficient d'absorption monochromatique de notre cristal, il nous est alors possible de définir son spectre d'absorption pour différentes épaisseurs.

Pour les faibles épaisseurs, inférieures à 1 cm, ce spectre pourrait être décomposé en trois zones distinctes :

- pour 2,5 µm $< \lambda$ zone de transparence ($\alpha < 5$ %);

- pour 2,5 µm $< \lambda <$ 2,8 µm zone transitoire avec variation rapide de α (quasiment linéaire),

- pour $\lambda >$ 2,8 µm zone d'opacité ($\alpha > 95$ %).

Nous utiliserons ce découpage simple en trois bandes spectrales dans notre première approche de modélisation.

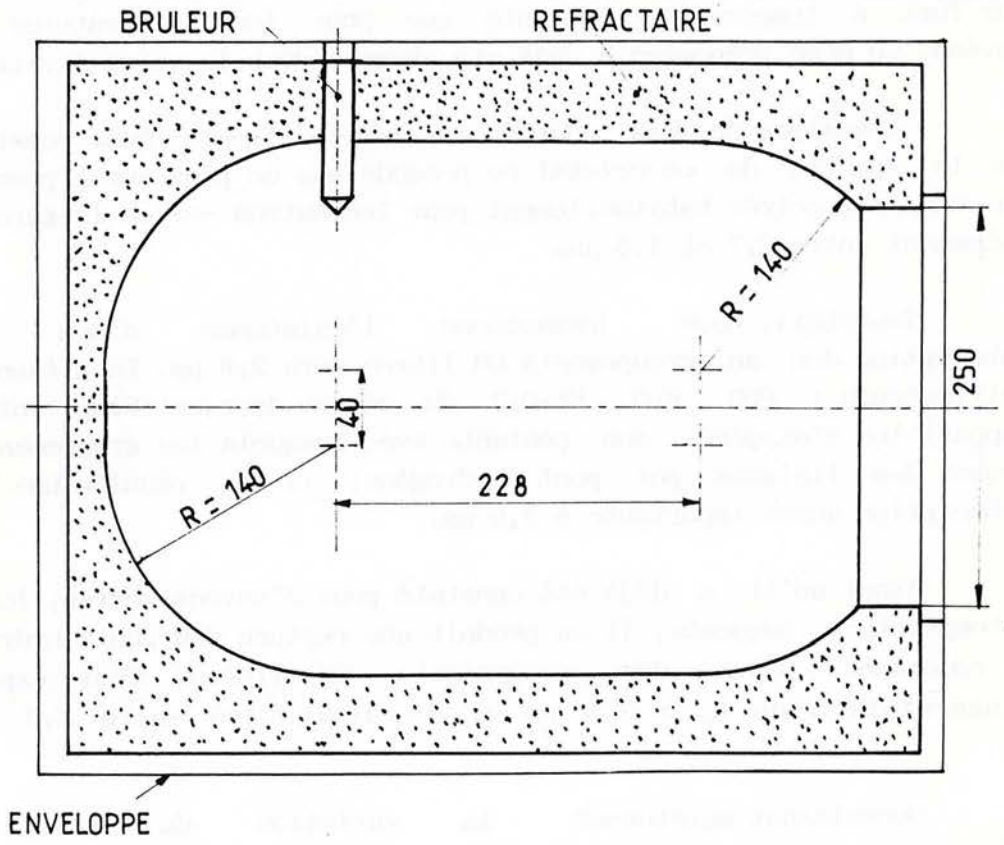


Fig. 15 : SCHEMA DU FOUR A GAZ.

Ultérieurement, nous utiliserons une discrétisation spectrale plus fine avec des bandes spectrales de 0,1 µm afin d'augmenter la précision de nos calculs.

II.3 LES FOURS A GAZ TRADITIONNELS

L'objectif de notre travail est de concevoir et de construire un four à rayonnement infra-rouge susceptible de remplacer avantageusement les fours à gaz traditionnels.

Comme nous l'avons déjà précisé, aucune approche scientifique précise n'avait jusqu'à présent été effectuée sur les phénomènes de transfert de chaleur dans le cristal au cours de son réchauffage. Il nous a donc semblé indispensable d'analyser les fours actuels ainsi que les conditions de réchauffage du cristal dans ceux-ci.

Nous pouvons notamment établir un bilan énergétique et comparer ensuite les qualités et performances du four à gaz et du four à rayonnement infra-rouge, objet de cette étude.

II.3.1 Description du four

Le four traditionnel de réchauffage (figure 15) est constitué d'une enceinte réfractaire (Kaocast T) dont la forme globale peut être assimilée à un cylindre. Cette enveloppe, d'une épaisseur de 7 à 8 cm, est isolée de la carcasse métallique cylindrique, dont le rôle est d'assurer la rigidité de l'ensemble, par un isolant fibreux.

Chaque four est équipé d'un brûleur tangentiel à air induit, situé sur le fond du four, et alimenté par du gaz naturel sous pression. Ces fours fonctionnent en permanence et sont munis d'une porte qui en obstrue l'ouverture afin de limiter les déperditions calorifiques; elle s'éclipsera lorsque le verrier réchauffera un bloc de cristal.

Lorsque la porte est fermée, le débit de gaz est minimum (pression de 2 bars) et ne sert qu'à maintenir le four en température. Par contre, lorsqu'elle est ouverte, le débit est augmenté (pression portée à 4 bars) d'une part pour compenser les pertes thermiques plus importantes puisque l'enceinte n'est plus fermée, d'autre part pour réchauffer le cristal.

II.3.2 Bilan thermique approché

Le four est alimenté en gaz naturel de type H. Le débit de gaz permet d'assurer une puissance moyenne de 50 kW environ lors du réchauffage d'un bloc de cristal.

Les caractéristiques du combustible ainsi que les niveaux de consommation sont consignées en annexe II, tableau 2.

La température intérieure du four à gaz est comprise entre 1350 °C et 1400 °C. Pour la suite des calculs, nous retiendrons une température moyenne de 1380 °C.

A cette température, l'émissivité du réfractaire est $\epsilon r=0,91$. Nous assimilerons l'intérieur du four à un cylindre dont la surface rayonnante est $Sr = 0,465\ m^2$.

a) Echanges cristal - four

En considérant le cas d'un objet convexe isotherme placé dans une enceinte concave isotherme, en écrivant les radiosités des deux corps J_1 et J_2 et en supposant les corps globalement gris, nous pouvons établir la relation classique :

$$J_c = \epsilon_c . \sigma . T_c^4 + (1 - \epsilon_r) . J_r . F_{cr}$$

$$J_r = \epsilon_r . \sigma . T_r^4 + (1 - \epsilon_r) . (J_c . F_{rc} + J_r . F_{rr})$$

Les facteurs de forme sont :

$$F_{cc} = 0 \quad \text{(objet convexe)}$$
$$F_{cr} = 1$$
$$F_{rc} = \frac{S_c}{S_r}$$

$$(\Phi_{cr})_{net} = \frac{\sigma . s_c . (T_c - T_r)}{\frac{1}{\epsilon_c} + \frac{S_c}{S_r}\left[\frac{1}{\epsilon_r} - 1\right]}$$

Avec S_c : surface du bloc de cristal
ϵ_c : emissivite du cristal a 1173 K
S_r : surface interne du four
ϵ_r : emissivite du refractaire a 1653 K

Si nous calculons l'émissivité globale du cristal à l'aide de la relation définie au paragraphe précédent :

$$\epsilon_c = 1{,}238 - 5.10^{-4}\ T$$

Nous obtenons pour un bloc a 1173 K, ϵ_r=0,65 et le flux net échangé est alors égal à :

$$\Phi_{cr} = 9670 \quad W$$

En considérant une consommation moyenne horraire (sur 48 h de fonctionnement), l'apport énergétique résultant de la combustion du gaz est de l'ordre de 1,68 $.10^8$ J. Cela représente une puissance moyenne de 50 kW.

Nous remarqueons donc que le flux énergétique absorbé par le cristal ne représente que 12 % des apports. Il convient donc d'évaluer les différentes pertes.

b) Pertes

Nous pouvons évaluer les pertes par paroi et les pertes liées à la chaleur sensible des produits de combustion.

Les pertes par paroi proviennent des échanges par rayonnement et par convection naturelle entre l'enveloppe du four, dont la température est de l'ordre de 200 °C, et l'ambiance.

Le flux net échangé par rayonnement entre l'enveloppe et le batiment dont les dimensions sont très grandes par rapport au four est donné par :

$$\Phi_{pr} = \epsilon_f . S_f . \sigma . (T_f - T_a)$$

$$\text{Soit} \quad \Phi_{pr} = 2570 \quad W$$

Le flux échangé par convection naturelle entre l'enveloppe du four et l'air ambiant est donnée par :

$$\Phi_{pc} = h . S_f . (T_f - T_a)$$

$$\text{avec} : \quad h = \frac{\lambda . Nu}{d_f}$$

$$Nu = 0{,}53 . (Gr . Pr)^{1/4}$$

Tous calculs faits, avec Gr = 21 473, Pr = 0,716, Nu = 5,903, nous obtenons :

$$\Phi_{pc} = 92 \quad W$$

En considérant que les fumées s'échappent du four à une température de 1380 °C et en les assimilant à de l'air, le flux énergétique correspondant est alors :

$$\Phi_{pf} = V_f \cdot \rho_f \cdot c_f \cdot (T_f - T_a)$$

Soit : $\Phi_{pf} = 29,2$ kW

D'où le bilan global :

Apports par combustion du gaz	:	47 000
Pertes par rayonnement	:	2 570
Pertes par convection	:	92
Pertes par fumées	:	29 200
Absorption par le cristal	:	9 668
Total	:	41 532

Il en résulte une différence de 5 470 W soit 11,6 % de la puissance consommée, ce qui compte tenu de l'imprécision sur l'émissivité de l'enveloppe et de certaines relations empiriques utilisées en convection, nous parait relativement satisfaisant.

Dans nos calculs, nous n'avons pas tenu compte de l'absorption ni de l'émission des gaz de combustion situés entre le bloc et l'enceinte.

Nous avons volontairement négligé l'apport énergétique dû à la convection engendrée par la combustion du gaz car le bruleur est positionné de telle façon que la flamme puisse se développer contre les parois et non sur le cristal.

D'autre part à ce niveau de température (1400 °C), le transfert de chaleur par rayonnement est prépondérant (180 kW de puissance rayonnée par les parois du four) par rapport à la convection.

II.4 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons défini les principales propriétés physiques du cristal au plomb (thermophysiques et thermo-optiques) à partir soit de relations empiriques (étude bibliographique) soit de mesures réalisées en laboratoire.

Rappelons ici celles que nous utiliserons dans la suite de ce travail en précisant leur domaine de validité.

La masse volumique du cristal (3023 kg/m³) est calculée à partir de sa composition à température ambiante.

L'augmentation de la température provoque une dilatation peu importante du cristal. Nous négligerons donc les variations de masse volumique (que nous estimons à 1 %) ainsi que celles de l'indice de réfraction supposé constant soit : n=1,56.

En ce qui concerne la conductivité thermique, son évolution avec la température est décrite par une relation simple inspirée par les travaux de KUNC soit $\lambda_c(T) = 0,634 + 8,47\ 10^{-4}.T$.

Le travail du cristal est possible dans le domaine de viscosite $3,7 < \log \eta < 7$ correspondant a des temperatures comprises entre 700 et 1050 °C,ce qui laisserait présager un temps de travail d'environ 10 minutes.Dans la réalité, ce temps est réduit à quelques minutes car le cristal se fige rapidement au contact des matériels utilisés pour le mettre en forme.

En cours de travail, le cristal est donc périodiquement réchauffé dans des fours à gaz de 50 kW de puissance consommée dont la température est 1400 °C.

Enfin à partir du spectre d'absorption, mesuré en laboratoire, nous définissons l'ensemble des propriétés thermo-optiques du cristal.

CHAPITRE III

RECHERCHE DE LA FAISABILITE DU RECHAUFFAGE PAR INFRA-ROUGE

DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PROFILS DE TEMPERATURE DANS UN BLOC CYLINDRIQUE DE CRISTAL AU PLOMB ET MODELISATION SIMPLIFIEE

La technique du four à bassin impose que le cristal liquide soit coulé dans un moule métallique pour obtenir un cylindre de cristal qui sera l'ébauche à partir de laquelle le verrier formera sa pièce avec sa seule observation visuelle pour déterminer si la température du cristal est suffisante ou non.

Au contact du moule métallique (dont la température est inférieure à 550 °C), le cristal se refroidit fortement en surface ce qui entraine la formation d'une peau solide.

En partant de cet état, le verrier se trouve dans l'impossibilité de façonner un objet sans avoir au préalable réchauffé le cylindre de cristal.

De plus en cours de travail, le cristal se refroidit à nouveau (par rayonnement avec l'ambiance et par conduction pour la seule couche externe avec les matériels de formage), aussi plusieurs réchauffages sont-ils nécessaires pour obtenir un produit fini, d'où l'importance des fours individuels de réchauffage qui sont au nombre d'une centaine dans l'usine.

Les conditions actuelles de réchauffage étant considérées comme satisfaisantes par l'entreprise, l'utilisation du rayonnement infra-rouge ne doit pas les modifier.

Le cristal étant un M.S.T., les mécanismes de transfert de chaleur qui sont à l'origine des variations de température dans l'épaisseur du bloc sont complexes.

La connaissance explicite du profil des températures dans la masse et sa variation lors des différentes phases de travail intervenant au cours de l'élaboration d'une piéce nous permettrait une meilleure compréhension de ces phénomènes en vue de les modéliser.

Comme, les verriers, dont le savoir faire se transmet au cours d'un long apprentissage, n'ont qu'une connaissance intuitive de cette donnée. Il nous a donc semblé essentiel d'engager une étude expérimentale afin de déterminer l'évolution de la température en différents points du bloc aussi bien en refroidissement qu'en réchauffage dans les fours à gaz.

III.1 DETERMINATION EXPERIMENTALE DES PROFILS DE TEMPERATURE

Les expériences sur le refroidissement et le réchauffage du cristal ne pouvant se faire que sur le site industriel, nous avons dû préparer très soigneusement les mesures que nous voulions effectuer.

Nous savions à l'avance, et cela s'est vérifié lors des premières expérimentations, qu'il serait nécessaire de tenir compte des contraintes imposées par le travail même des verriers.

Par ailleurs, la nature du matériau à analyser (M.S.T.) conditionne fortement la validité des mesures de température à l'intérieur du bloc de cristal.

En effet, l'élément de mesure (capteur de température) est nécessairement de nature différente de celle du cristal quant à ses propriétés thermo-physiques et thermo-optiques (conductivité thermique, émissivité, absorptivité).

III.1.1 Préliminaires

Préalablement à toute expérience, nous avons donc conçu un dispositif expérimental adapté aux conditions rencontrées sur le site. Il convenait de résoudre particulièrement les problèmes posés à la fois par les niveaux de température rencontrés et la manutention délicate d'un corps non solide.

III.1.1.1 Choix des capteurs de température

Les températures du cristal sont imposées par la technique de fabrication, le maximun (1100 °C) correspondant à la température de coulée du four à bassin et le minimum (700 °C) correspondant au seuil de viscosité en dessous duquel le cristal ne peut plus être façonné.

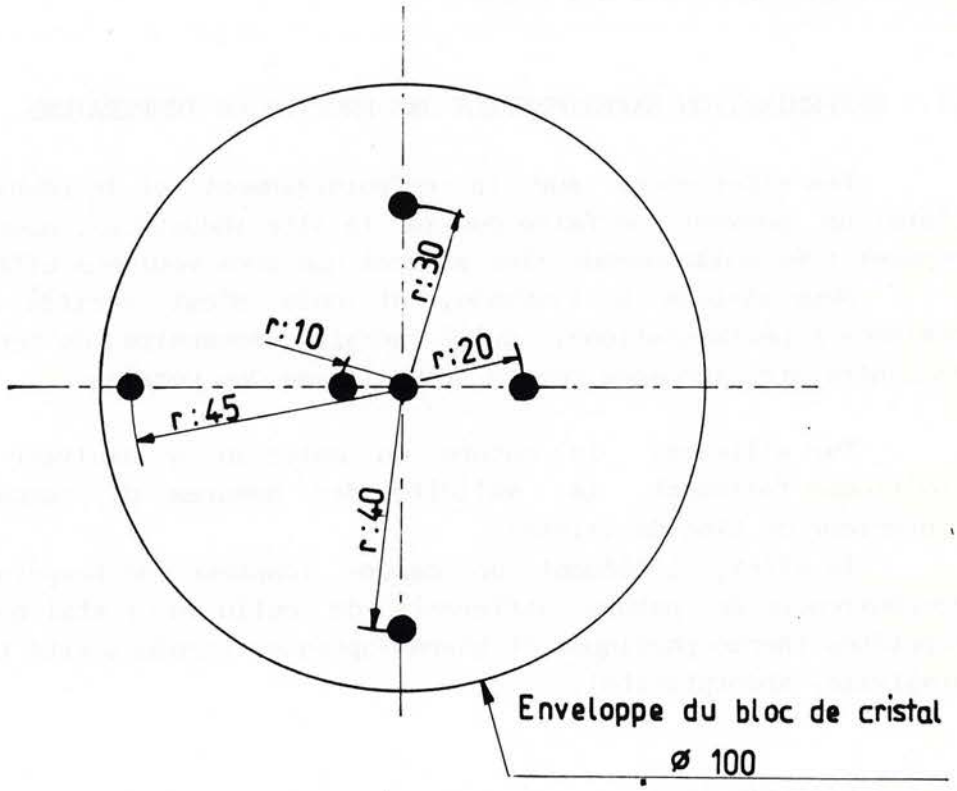


Fig. 16 : DISPOSITION DES CAPTEURS DANS UN BLOC DE 100 MM DE DIAMETRE.

En raison de leur faible coût (par rapport aux thermocouples platine-platine rhodié), nous avons choisi d'utiliser des thermocouples type K (nickel-chrome - nickel-allié) dont la température maximum d'utilisation est fixée à 1150 °C par le fabricant.

Nous utiliserons plus précisément des thermocouples chemisés dans une gaine d'acier réfractaire (inconel) de 1 mm de diamétre afin de minimiser les perturbations engendrées par leur implantation tout en concervant une assez bonne tenue mécanique, de 500 mm de longueur et dont la soudure chaude est isolée.

Dès les premiers essais avec le cristal, nous avons constaté que des ruptures de couples intervenaient trés rapidement (quelques dizaines de secondes) aprés l'introduction des capteurs dans le cristal encore liquide. En fait la détérioration des capteurs était provoquée par une réaction chimique de dissolution des gaines de thermocouple qu'elles soient en platine ou en inconel.

Nous avons donc dû protéger les thermocouples par des gaines même si celles-ci augmentent la résistance thermique entre le thermocouple et le cristal. Un tube d'alumine bouché à une extrémité paraissait tout indiqué car il présente une bonne tenue aux températures élevées et il est chimiquement inerte. D'autre part les propriétés thermiques de l'alumine sont assez proches de celles du cristal.

Les tubes employés ont une longueur de 60 mm, un diamètre extérieur de 3 mm, un diamètre intérieur de 1,6 mm et sont bouchés à l'extrémité plongée dans le cristal.

Il convient de souligner que nous avons minimisé autant que possible les dimensions des éléments sensibles (capteur et gaines de protection) afin de perturber le moins possible, d'un point de vue thermique, la zone de mesure.

III.1.1.2 Implantation des thermocouples

En fonction du travail et de la pièce à réaliser, les verriers utilisent des blocs de cristal de dimensions variables. Les diamètres courants des cylindres utilisés varient de 60 mm à 250 mm avec des longueurs comprises entre 50 mm et 200 mm.

Nous avons choisi d'étudier prioritairement un bloc dont les dimensions correspondent à celles le plus fréquemment utilisées (diamètre 100 mm, longueur 150 mm). Nous pouvons alors implanter plusieurs capteurs sans perturber de façon exagérée le comportement du

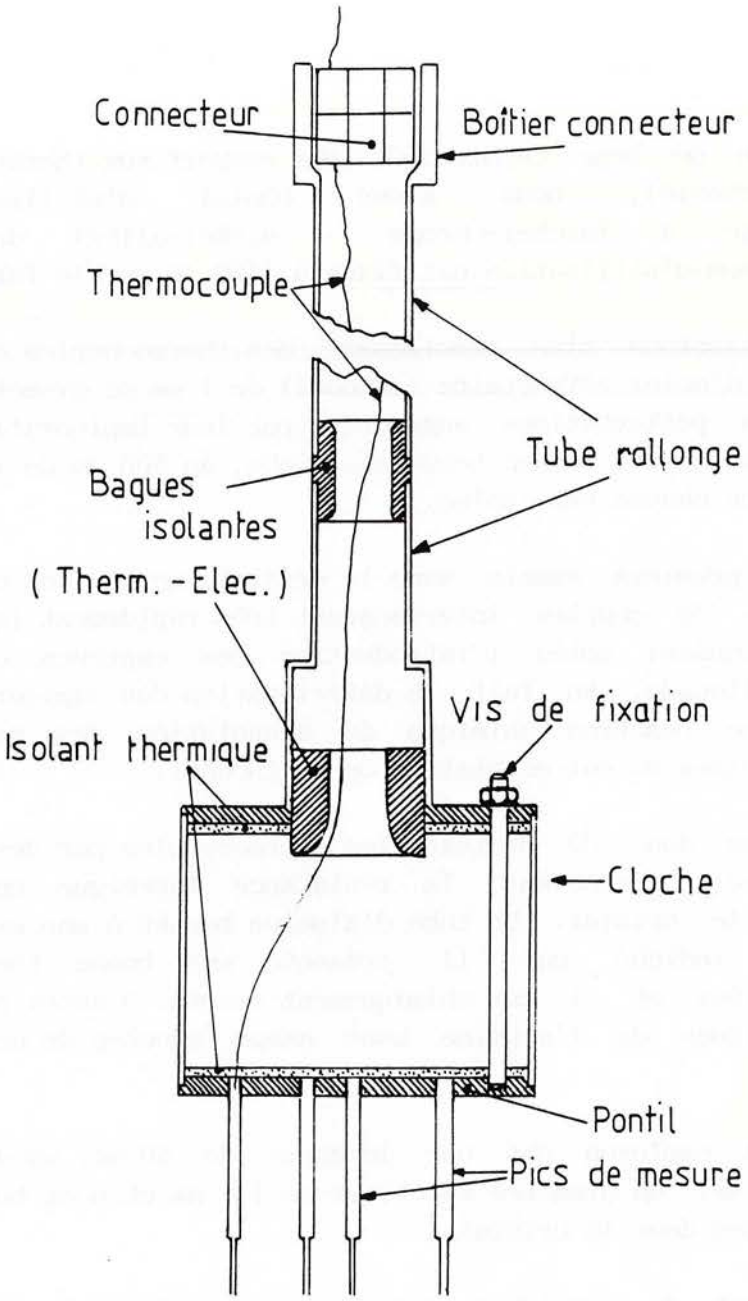


Fig. 17 : SCHEMA DE LA CANNE DE MESURE

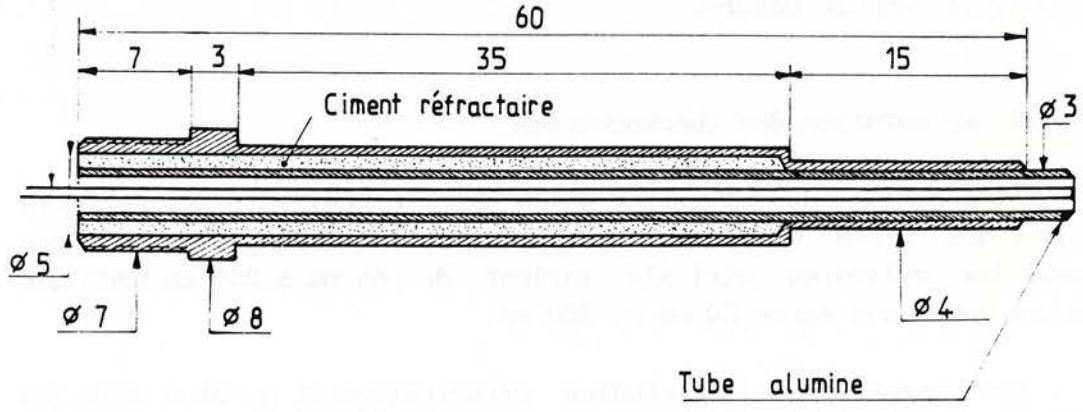


Fig. 18 : SCHEMA DU PIC DE MESURE

cristal. La masse et le volume des organes de mesure implantés demeurent faibles par rapport à celui du cristal.

Pour éviter les effets de bord, l'élément sensible des thermocouples est implanté à mi-longueur du bloc. Nous utilisons ainsi six thermocouples dont la position est représentée sur la figure 16.

III.1.2 Dispositif expérimental - Conception - Adaptation

Initialement, nous avions légèrement modifié la canne utilisée par le verrier en perçant le pontil de six trous permettant le passage des sondes qui étaient implantées manuellement l'une après l'autre.

Cette opération nécessitait au minimum 5 minutes pendant lesquelles aucune mesure ne pouvait être faite. De plus, la pénétration des gaines d'alumine froides dans le cristal provoque une déformation importante du bloc sous le pontil et le long des pics de mesure.

En dehors de la peau du bloc qui est solidifiée, le reste de la matière demeure à une température d'environ 1000 °C, ce qui provoque une déformation du bloc s'il n'est pas animé d'un mouvement de rotation permanent.

Cette opération est rendue délicate à cause de la fixation des thermocouples, des connecteurs et des cables de compensation sur la canne même.

Les premiers résultats ainsi obtenus n'étant pas entièrement satisfaisants, il nous est apparu indispensable de modifier ce dispositif afin de palier ces insuffisances.

Le dispositif expérimental initial a donc été réétudié afin de remédier à toutes ces sources d'erreur. Nous avons conçu une nouvelle canne de mesure (figure 17) telle que l'on puisse introduire simultanément les thermocouples, préalablement préchauffés, tout en fixant par collage la canne au bloc de cristal.

III.1.2.1 Pics de mesure : supports de thermocouples

Afin de maintenir en place les gaines d'alumine contenant les thermocouples, nous avons conçu et mis en place des pics en acier comme le montre la figure 18.

Le rôle de ces pics est d'assurer la rigidité de l'ensemble et donc de garantir la position exacte du point mesuré. Ils sont en outre facilement interchangeables.

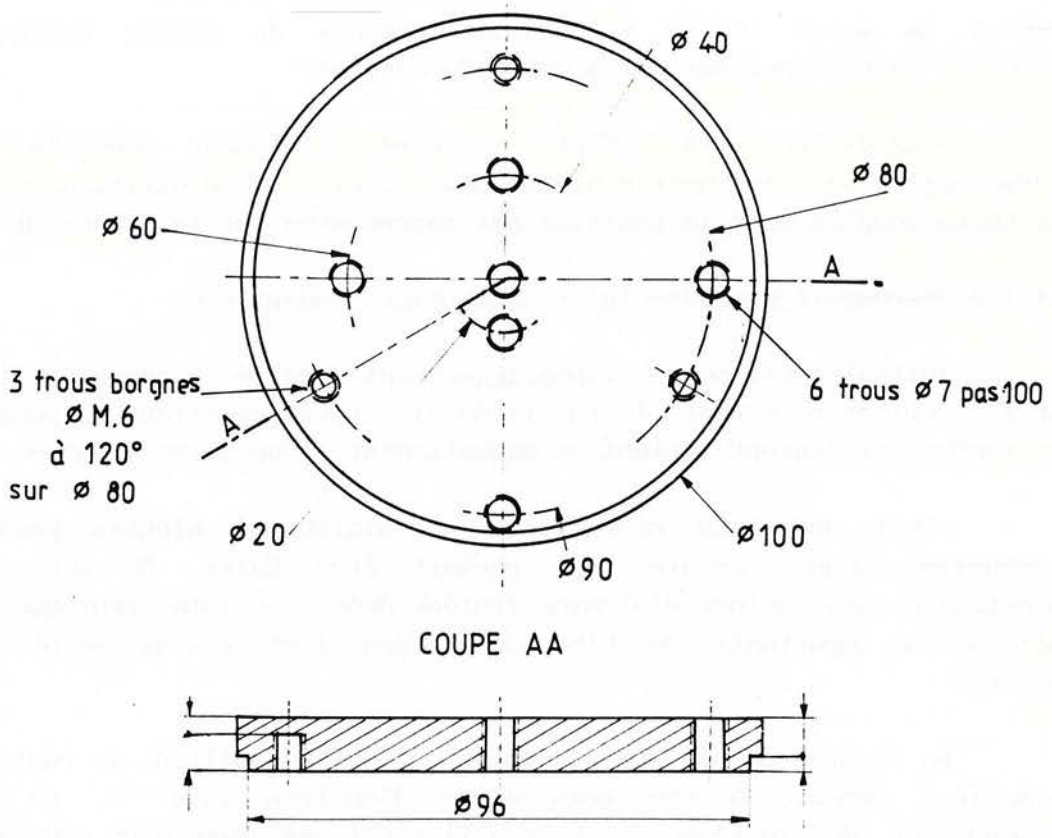


Fig. 19 : SCHEMA DU PONTIL

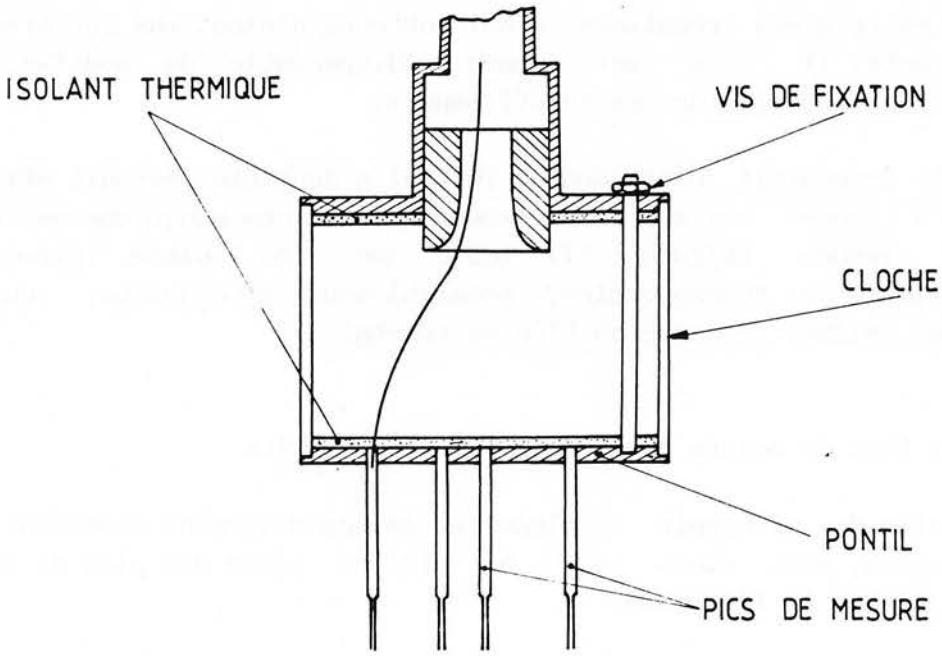


Fig. 20 : SCHEMA DE LA CLOCHE ET EMPLACEMENT DES ISOLANTS THERMIQUES

Ils présentent :

- une extrémité filetée au pas de 7 x 100 qui permet la fixation sur le "pontil";

- une excroissance de 8 mm de diamètre qui assure le blocage et le centrage sur le support métallique. Elle permet en outre d'éviter les infiltrations du cristal dans le filetage;

- un corps de 7 mm de diamètre extérieur et de 5 mm de diamètre intérieur ce qui permet de sceller le tube d'alumine avec un ciment réfractaire ;

- une extrémité effilée (d_i = 3 mm et d_{ex} = 4 mm) ouverte pour permettre le passage du tube d'alumine qui dépassera de 15 mm afin d'éviter une trop grande perturbation du cristal par l'acier qui est bon conducteur thermique (λ_a = 50 W/m.K a 500 C) et dont les caracteristiques thermo-optiques sont très différentes de celles du cristal (ϵ_a = 0,80).

III.1.2.2 Le pontil

Il s'agit d'un disque métallique en acier réfractaire percé de 6 trous taraudés et destinés à recevoir les pics de mesure (figure 19).

Pour assurer un chauffage rapide, la masse de métal a été réduite et son épaisseur limitée à 1 cm. En effet, pour que le cristal colle au pontil, il est nécessaire que sa température soit supérieure à 550 °C.

Le diamètre du pontil est égal à celui du bloc à manipuler, soit 100 mm.

III.1.2.3 La cloche

Il s'agit d'un cylindre (figure 20) de diamètre 100 mm (correspondant au diamètre du bloc de cristal étudié), fermé à l'extrémité reliée au tube et d'épaisseur 1,5 mm. Elle est destinée à recevoir le pontil et à contenir les thermocouples.

Sa hauteur de 70 mm permet d'éviter tout angle vif sur la longueur du thermocouple proprement ce qui pourrait fausser la mesure.

Elle est surmontée d'un manchon femelle permettant le raccord du tube contenant les thermocouples et les connecteurs.

La liaison cloche-manchon est munie d'un isolant électrique et thermique. De même, la liaison cloche-pontil se fera par l'intermédiaire d'un isolant thermique afin de limiter les fuites thermiques par conduction le long du métal.

III.1.2.4 Le tube intermédiaire et tube rallonge

Il s'agit de tubes en acier (26/34) destinés à recevoir et contenir les thermocouples, les connecteurs ainsi que les cables de compensation.

Le tube intermédiaire d'une longueur de 450 mm est équipé d'une bague isolante afin de limiter la propagation de la chaleur par conduction le long du tube.

Le tube rallonge est équipé à son extrémité d'un boitier contenant les connecteurs plastiques de telle manière qu'ils soient maintenus parfaitement embrochés.

III.1.2.5 L'appareillage

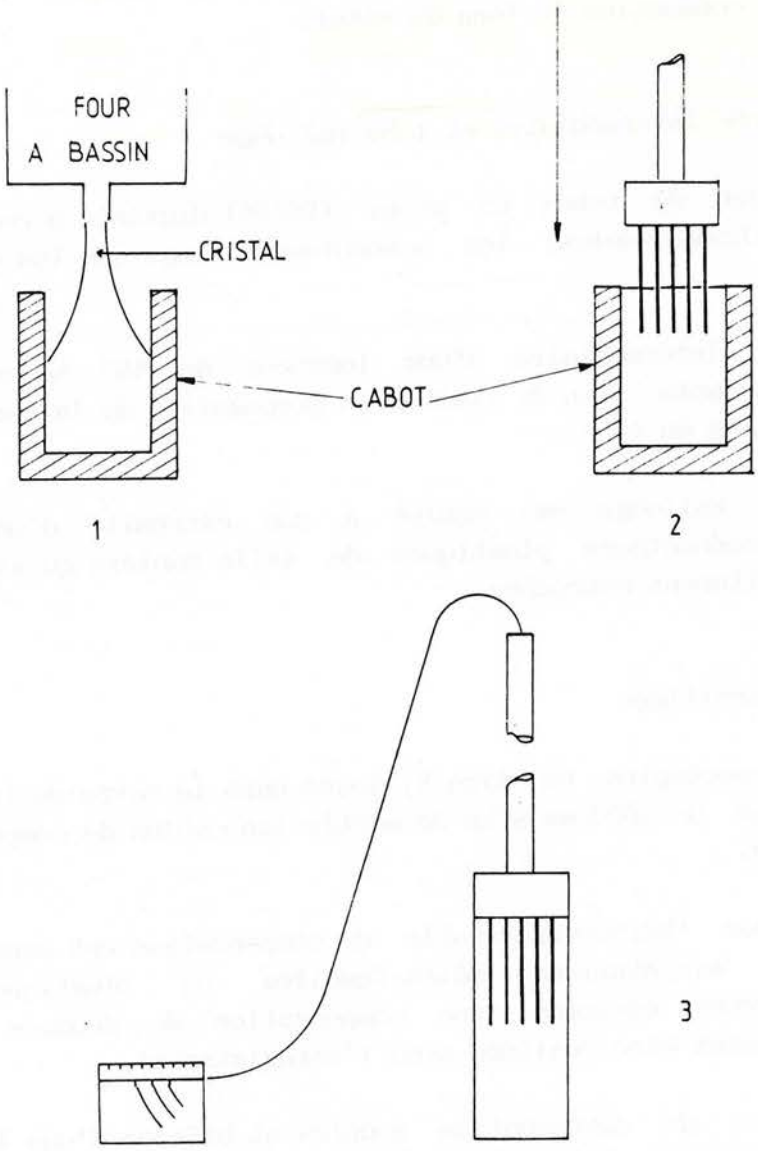
Les thermocouples de type K, logés dans le corps de la canne, ont une longueur de 2000 mm afin de sortir les cables de compensation en bout de canne.

La liaison thermocouple-cable de compensation est assurée par des connecteurs miniaturisés mâles-femelles en plastique. Ces connecteurs assurent également une compensation de soudure froide (elle peut également être réalisée avec l'enregistreur).

Des cables de compensation souples et blindés d'une longueur de 10 mètres assurent la liaison avec un enregistreur papier à six voies simultanées et synchronisées.

Il convient de protéger l'enregistreur par un système d'écran afin de limiter l'influence du rayonnement des fours individuels ainsi que des éventuels courants d'air. Ce type de matériel réalise une compensation de soudure froide automatique, aussi il est très sensible aux variations brutales de température.

L'appareil est équipé de six voies indépendantes dont la précision est de 0,5 % de l'étendue de mesure.



1 _ Remplissage du cabot

2 _ Implantation des organes de mesure

3 _ Phase de mesure (après démoulage)

Fig. 21 : SHEMATISATION DES DIFFERENTES ETAPES D'UN ESSAI DE MESURE

III.1.3 Procédure expérimentale

Habituellement, le verrier prélève les blocs de cristal à l'aide de sa canne munie à une extrémité d'un pontil. Cette pièce métallique étant portée à une température supérieure à 550 °C (par réchauffage dans des fours à gaz prévus à cet effet), il se produit un collage lorsqu'elle est appliquée sur la section du cylindre de cristal à travailler.

Dans le cadre de nos essais, avec la nouvelle canne de mesure mise au point (figure 17), nous avons procédé de la même manière sauf que les pics de mesure sont introduis en même temps dans le cristal.

Nous avons constaté que le réchauffage de notre canne de mesure devait être supérieur à celui des cannes de travail.

En effet, réchauffée dans les mêmes conditions, le collage était insuffisant et d'autre part l'inclusion des pics de mesure provoquait une déformation excessive du bloc.

Nous avons donc utilisé un chalumeau nous permettant de porter les pics de mesure à une température la plus voisine possible de celle du cristal (1000 °C).

Le prélèvement des blocs de cristal est effectué par un verrier mis à notre disposition, car cette opération très délicate doit être réalisée très rapidement aprés le remplissage du moule, mais aussi à cause de l'extrême fragilité des tubes d'alumine.

D'autre part, la position exacte des points de mesure dépend entièrement du savoir-faire du verrier qui effectue l'opération à notre demande.

Lorsque le prélévement est réussi, deux types de mesures peuvent être réalisées :

- un refroidissement prolongé : Nous avons mesuré l'évolution de la température du cristal en laissant le bloc se refroidir librement au contact de l'air ambiant en maitenant le bloc en position verticale dans l'air ambiant dès son extraction du moule.

Lors de cette opération, tout contact du cristal avec d'autres matériaux était évité et les mesures étaient suspendues lorsque la température du cristal atteignait 500 °C.

- des cycles refroidissement-réchauffage : Le verrier effectue une simulation en temps réel des opérations normalement effectuées lors de l'élaboration d'une pièce.

Lorsque le bloc de cristal ne peut plus être travaillé, c'est-à-dire lorsque sa température est trop basse, il est procédé à un réchauffage de l'ensemble jusqu'à ce que le cristal puisse être à nouveau travaillé.

Au cours des différentes manipulations et aprés 2 ou 3 réchauffages, la déformation du bloc est importante et la position des thermocouples n'est plus significative. Le cylindre augmente de diamètre (il passe de 100 à 150 mm) au détriment de sa longueur.

Pour tenir compte des contraintes imposées par le travail même des verriers, nous avons programmé nos essais essentiellement hors temps de fabrication et en fonction de la disponibilité des installations.

Dans ces conditions, nous ne sommes parvenus à réaliser qu'un nombre restreint de mesures (6 séances de travail d'une durée moyenne de 6 heures chacune).

Le premier essai nous a permis de prendre concience du nombre important de problèmes qu'il nous fallait solutionner avant d'entreprendre d'autres mesures et de nous orienter vers la conception d'une canne de mesure fonctionnelle répondant à nos besoins.

A l'aide de celle-ci, nous avons obtenu des résultats tout à fait comparables à ceux du premier essai.

Par contre au cours d'un contrôle effectué lors d'un court arrêt de fabrication, nous nous sommes aperçus que les conditions expérimentales rencontées lors des deux premiers essais, les samedis après midi, ne correspondaient pas aux conditions réelles de travail, surtout en ce qui concerne la température du cristal à la coulée et celle des moules métalliques.

Nous avons donc effectué deux nouvelles séries de mesure en semaine dans les conditions normales de travail.

Parallélement à ces mesures, nous avons procédé à différents essais afin de compléter notre connaissance du cristal ainsi que pour analyser l'influence de certains paramètres tels que la longueur du bloc, son diamétre, l'analyse chimique du cristal et son comportement lorsqu'il est soumis à un rayonnement infra-rouge.

Au cours de chacun de ces essais, 4 à 5 blocs seulement furent étudiés. En quelques heures, il était impossible d'effectuer plus de mesures.

En effet, ne disposant que de deux cannes, il était nécessaire, aprés chaque mesure, de les remettre en état pour les manipulations suivantes; il fallait enlever tout le cristal collé au pontil (la température du cristal est encore voisine de 500 °C), changer les pics de mesure et éventuellement les thermocouples défectueux.

Afin de conserver des conditions expérimentales les plus voisines possibles des conditions réelles de travail et reproductibles d'un essai à l'autre, nous avons réalisé ces essais des samedis aprés-midis à la fin d'un poste de fabrication (dés 12 H 30), en maintenenant constant le débit de coulée de la fonte et en profitant du fait que l'ensemble des installations était en régime (essentiellement en ce qui concerne la température du cristal, des cabots et des fours à gaz).

III.1.4 Résultats expérimentaux

Nous ne présenterons ici que les résultats les plus représentatifs obtenus lors de chaque série de mesure.

En effet certaines mesures se sont mal déroulées à cause de problèmes techniques (brisure des pics de mesure lors de leur introduction dans le cristal ou problèmes de manutention entrainant une déformation excessive du cylindre).

Par contre pour différents essais effectués un même jour et dans de bonnes conditions, les résultats obtenus sont tout à fait identiques.

Ces résultats seront présentés sous forme de courbes d'évolution de la température en fonction du temps pour chacun des thermocouples de mesure.

III.1.4.1 Analyse phénoménologique des résultats

La vingtaine d'heures pendant lesquelles nous avons effectué les mesures sur site sont riches en enseignement.

Elles nous permettent de connaitre l'évolution de la température dans un bloc de cristal cylindrique en fonction du temps pendant le refroidissement ou le réchauffage du cristal.

De plus, nous avons pu noter l'influence de paramètres tels que la température des organes de mesure ou de l'ambiance, et analyser leur incidence sur les résultats.

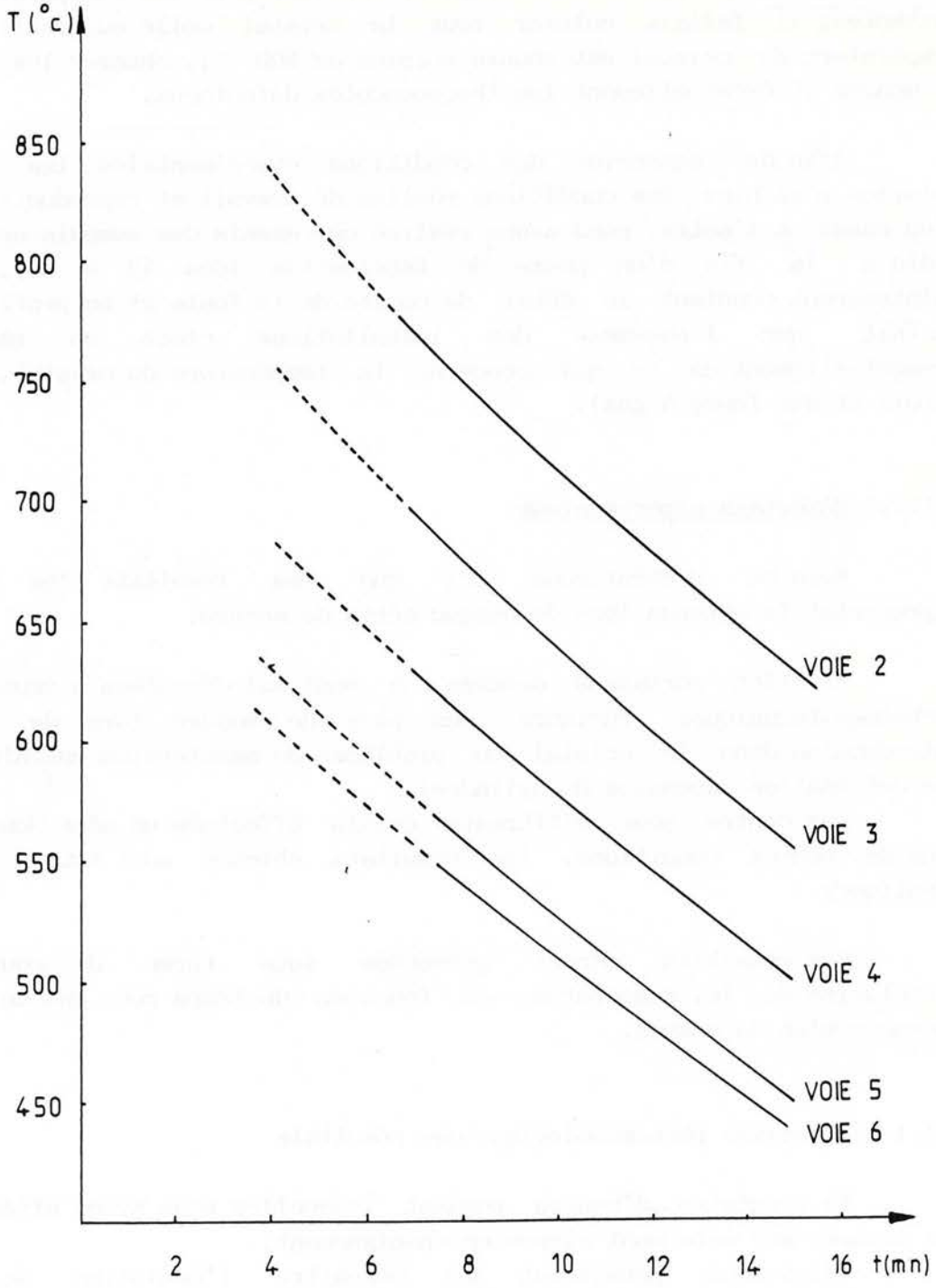


Fig. 22 : RESULTATS EXPERIMENTAUX
ESSAI N°1
REFROIDISSEMENT PROLONGE

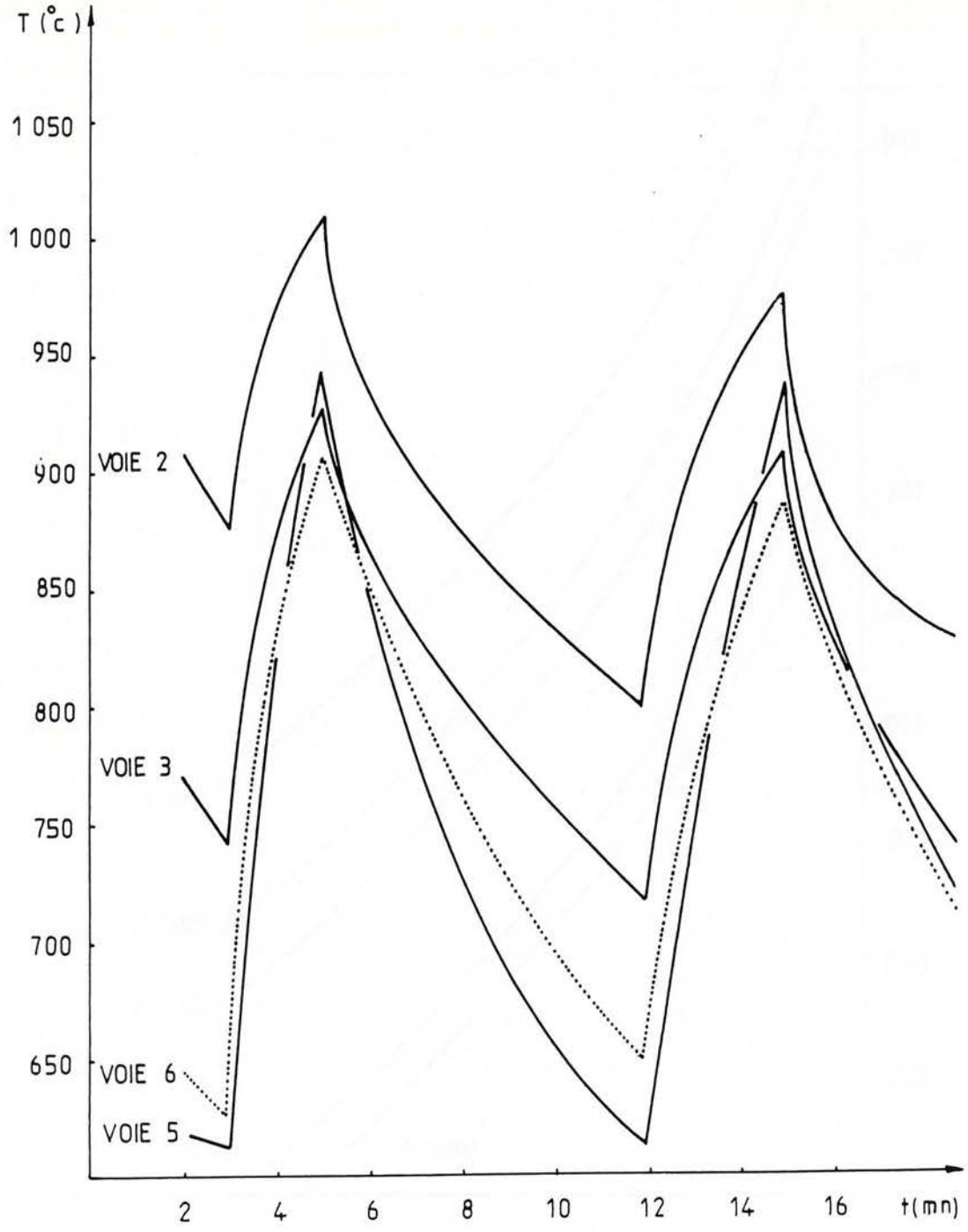


Fig. 23 : RESULTATS EXPERIMENTAUX
ESSAI N°1
REFROIDISSEMENTS ET RECHAUFFAGES

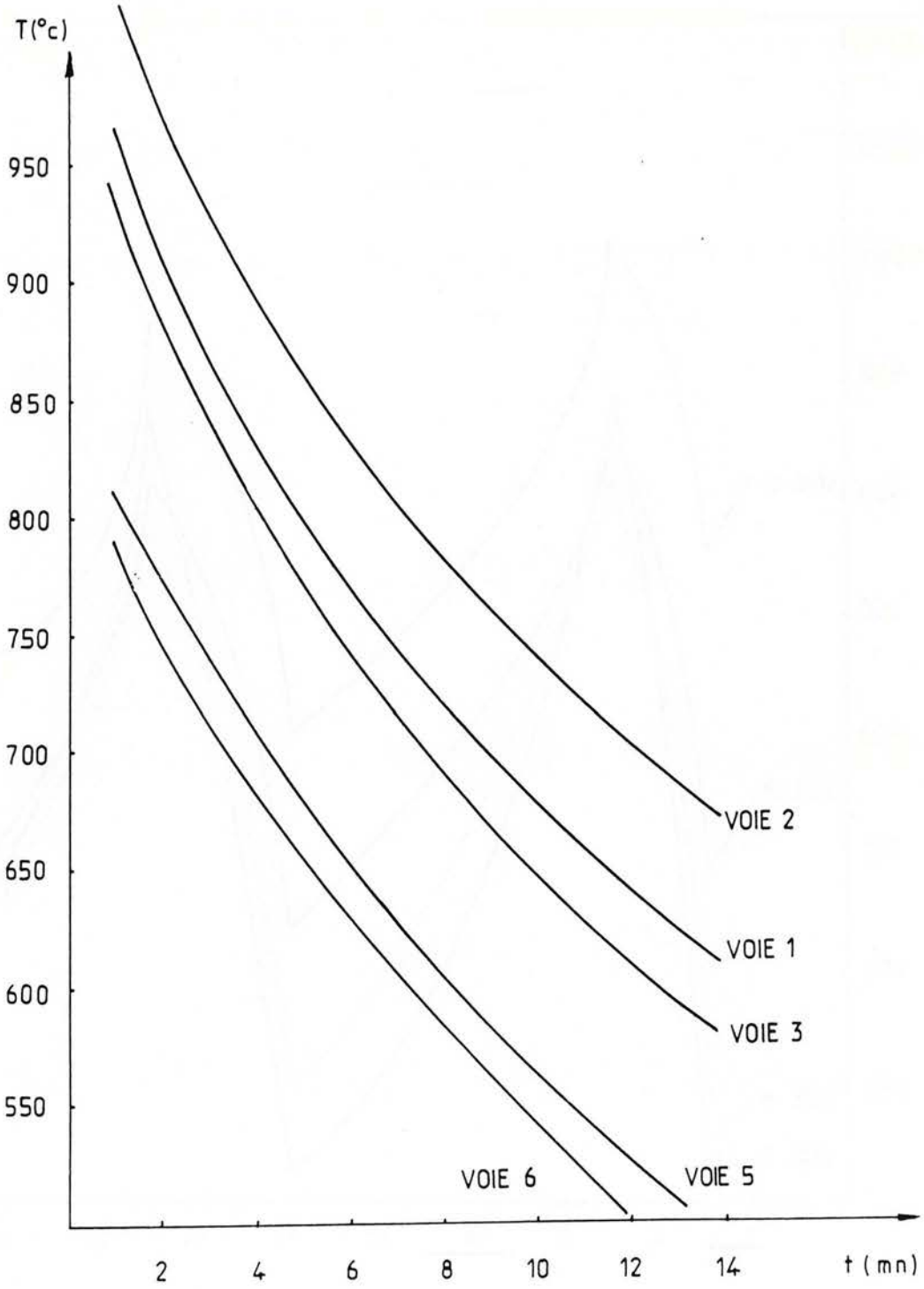


Fig. 24 : RESULTATS EXPERIMENTAUX
ESSAI N°2
REFROIDISSEMENT PROLONGE

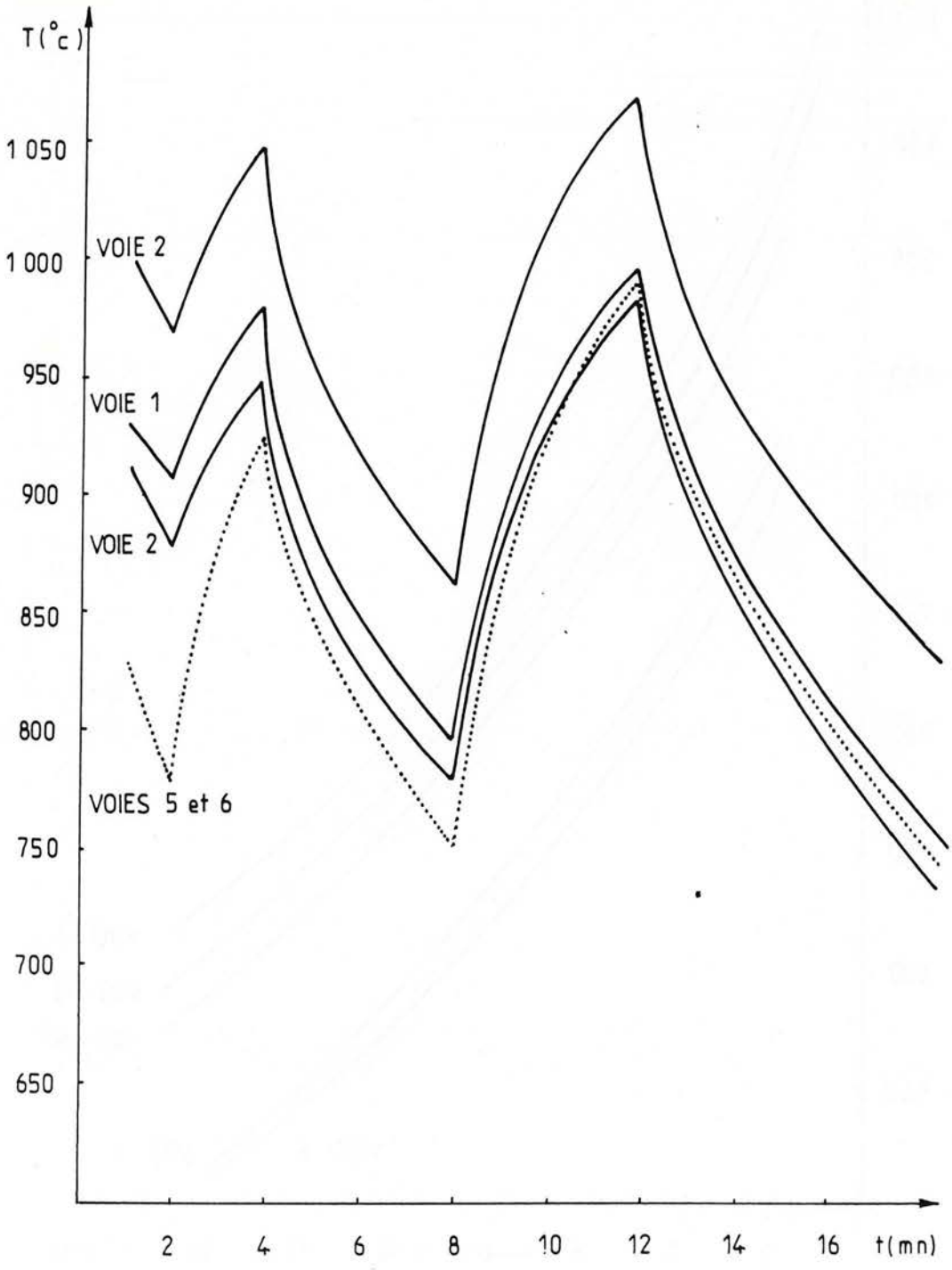


Fig. 25 : RESULTATS EXPERIMENTAUX
ESSAI N°2
REFROIDISSEMENTS ET RECHAUFFAGES

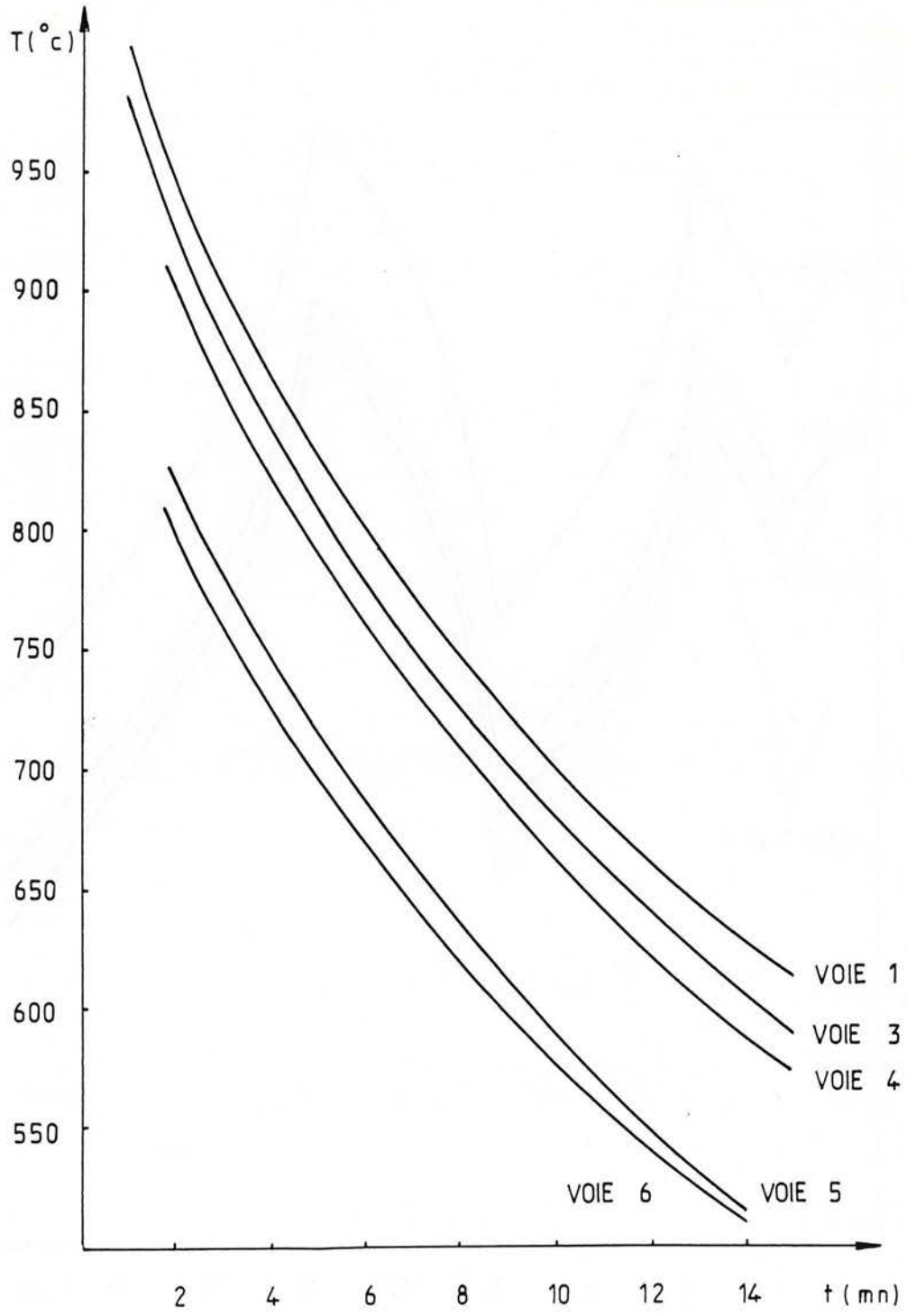


Fig. 26 : RESULTATS EXPERIMENTAUX
ESSAI N°3
REFROIDISSEMENT PROLONGE

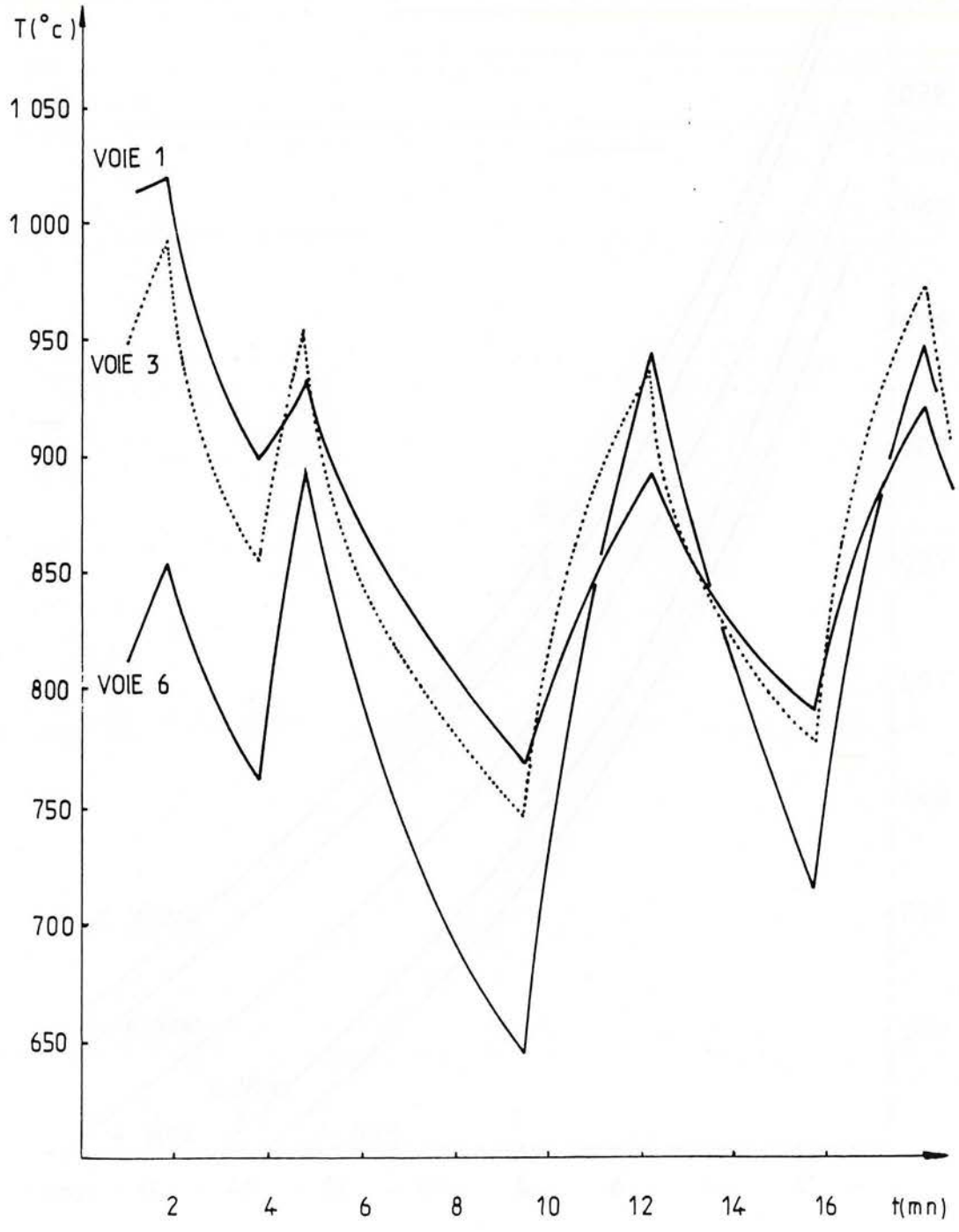


Fig. 27 : RESULTATS EXPERIMENTAUX
ESSAI N°3
REFROIDISSEMENTS ET RECHAUFFAGES

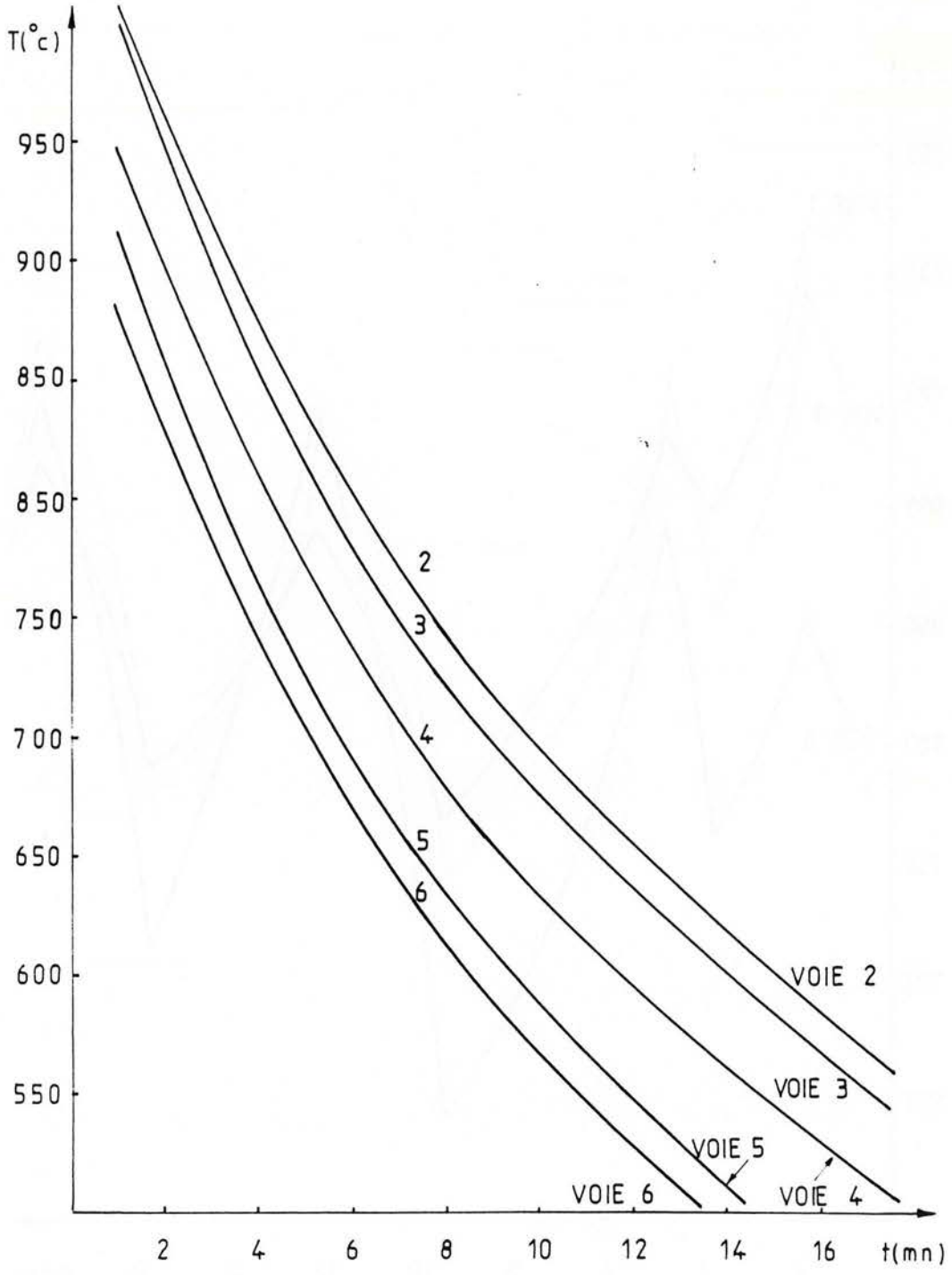


Fig. 28 : RESULTATS EXPERIMENTAUX
ESSAI N°4
REFROIDISSEMENT PROLONGE

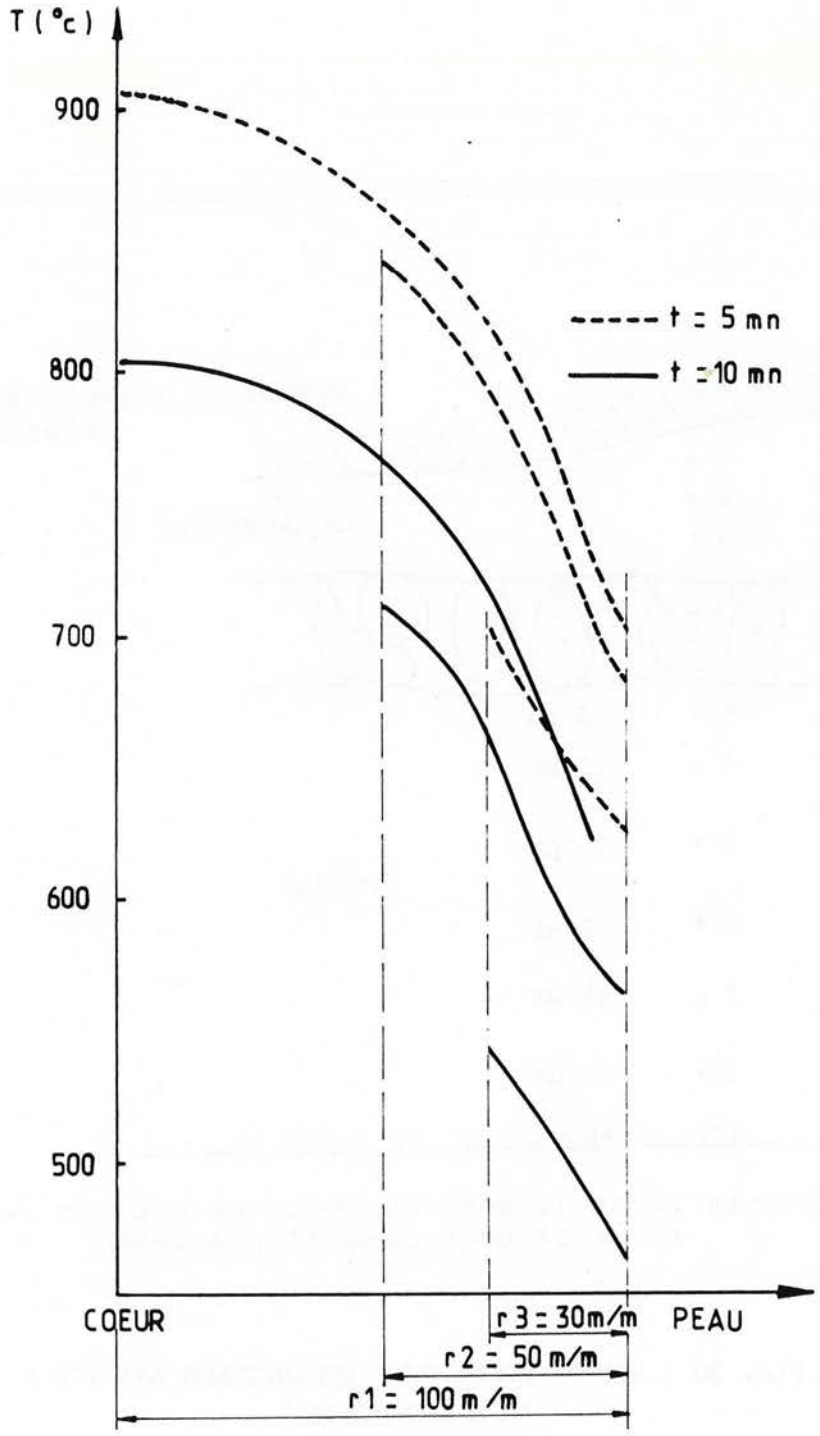
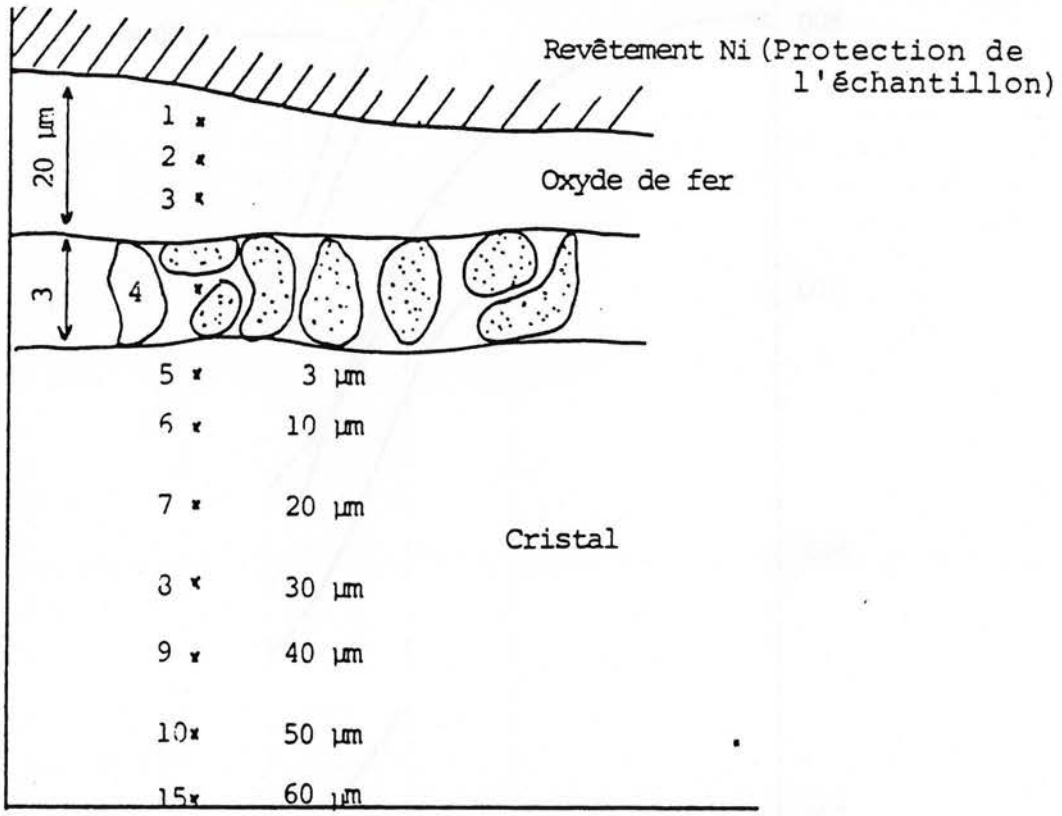


Fig. 29 : RESULTATS EXPERIMENTAUX
REFROIDISSEMENT PROLONGE
POUR DIFFERENTS DIAMETRES DE BLOCS



Les points 11 et 12 sont au coeur du morceau de cristal, 13 et 14 sont dans l'interface.

Fig. 30 : VUE EN COUPE DE L'ECHANTILLON ANALYSE A LA MICRO-SONDE.

III.1.4.1.1 Observations générales

Influence de la température des organes de mesure.

Lors du premier essai, nous avons constaté que l'introduction d'éléments de mesure froids dans le cristal provoquait une déformation importante du bloc. Il est donc nécessaire de préchauffer les pics de mesure.

Par la suite avec des pics de mesure préchauffés dans les fours à gaz, nous avons remarqué la formation de bulles volumineuses le long des pics de mesure. Les surfaces de ces cavités ont un aspect noirâtre comparable à l'important dépôt qui s'est formé à la liaison cristal-pontil.

Aprés avoir chauffé l'ensemble pontil-pics de façon plus importante,à l'aide d'un chalumeau, ce phénomène n'est plus apparu que très faiblement.

Il semblerait donc qu'il se produise une "réaction" entre le cristal et des surfaces métalliques dans des conditions particulières de température. Cela pourrait expliquer l'apparition de taches constatées par les verriers sur certaines pièces et qui pourraient provenir du contact cristal-cabot.

Nous avons prélevé des échantillons de cristal souillés par un tel dépôt afin de les soumettre à une analyse qualitative. Cette analyse a été réalisée dans le laboratoire de Chimie Minérale de la Faculté des Sciences de Nancy sur un échantillon provenant de la liaison pontil-cristal car le dépôt y était plus important.

Par analyse aux rayons X nous avons décelé la présence d'oxydes de fer (FeO, Fe_3O_4) et de silicates de plomb.

Une exploration avec une micro-sonde a permis une analyse quantitative des principaux éléments constituants ce dépôt. Elle a été réalisée à différentes profondeurs, ce qui a permis de déceler la présence d'une couche de transition localisée entre le dépôt métallique proprement dit et le cristal (fig. 30).

Les résultats obtenus, consignés dans le tableau ci-après sont donnés en pourcentages massiques et définissent trois zones particulières : le dépôt métallique, le cristal et une zone de transition.

Positions	FeO	SiO_2	K_2O	PbO	Total
1	0,9757	0,0002	0,0000	0,0010	0,9769
2	0,9751	0,0000	0,0000	0,0000	0,9751
3	0,9735	0,0000	0,0005	0,0011	0,9751
4	0,1640	0,5149	0,0681	0,3119	1,0589
5	0,0097	0,6349	0,0536	0,3113	1,0095
6	0,0054	0,6369	0,0455	0,3101	0,9979
7	0,0024	0,6294	0,0561	0,3134	1,0013
8	0,0020	0,6350	0,0517	0,3160	1,0047
9	0,0000	0,6370	0,0590	0,3141	1,0101
10	0,0015	0,6277	0,0678	0,3095	1,0065
11	0,0000	0,5960	0,1202	0,3103	1,0265
12	0,0000	0,5760	0,1349	0,2988	1,0098
13	0,1550	0,4630	0,0771	0,3727	1,0678
14	0,0583	0,6411	0,0547	0,2510	1,0051
15	0,0006	0,6080	0,1186	0,3066	1,0338

Le dépôt métallique est essentiellement constitué d'oxyde de fer. On y trouve également des traces d'oxyde de plomb qui semblerait y avoir migré.

Au coeur du cristal, on retrouve la composition annoncée du cristal étudié. A proximité de la zone de transition, les concentrations respectives en SiO_2, en K_2O et en PbO diminuent au profit de celle en FeO. On peut ainsi remarquer que la migration des oxydes de fer se produit jusqu'à environ dix microns sous cette interface.

La zone de transition quant à elle est essentiellement constituée de cristal mais contient une forte proportion d'oxyde de fer.

La mise en évidence de l'existence de cette interface est intéressante car elle laisse supposer qu'elle peut aussi se former lors du remplissage des cabots.

Cette couche doit être infime dans la majorité des cas à cause du faible temps de séjour, par contre elle peut avoir plus d'importance dans certains cas particuliers, tels que ceux rencontrés lors des deux premiers essais.

D'autre part, la présence d'oxydes métalliques en surface du cristal risque de modifier de façon significative ses propriétés thermo-optiques avec probablement une absortion de chaleur localement plus importante. Par suite de la très faible épaisseur concernée (10

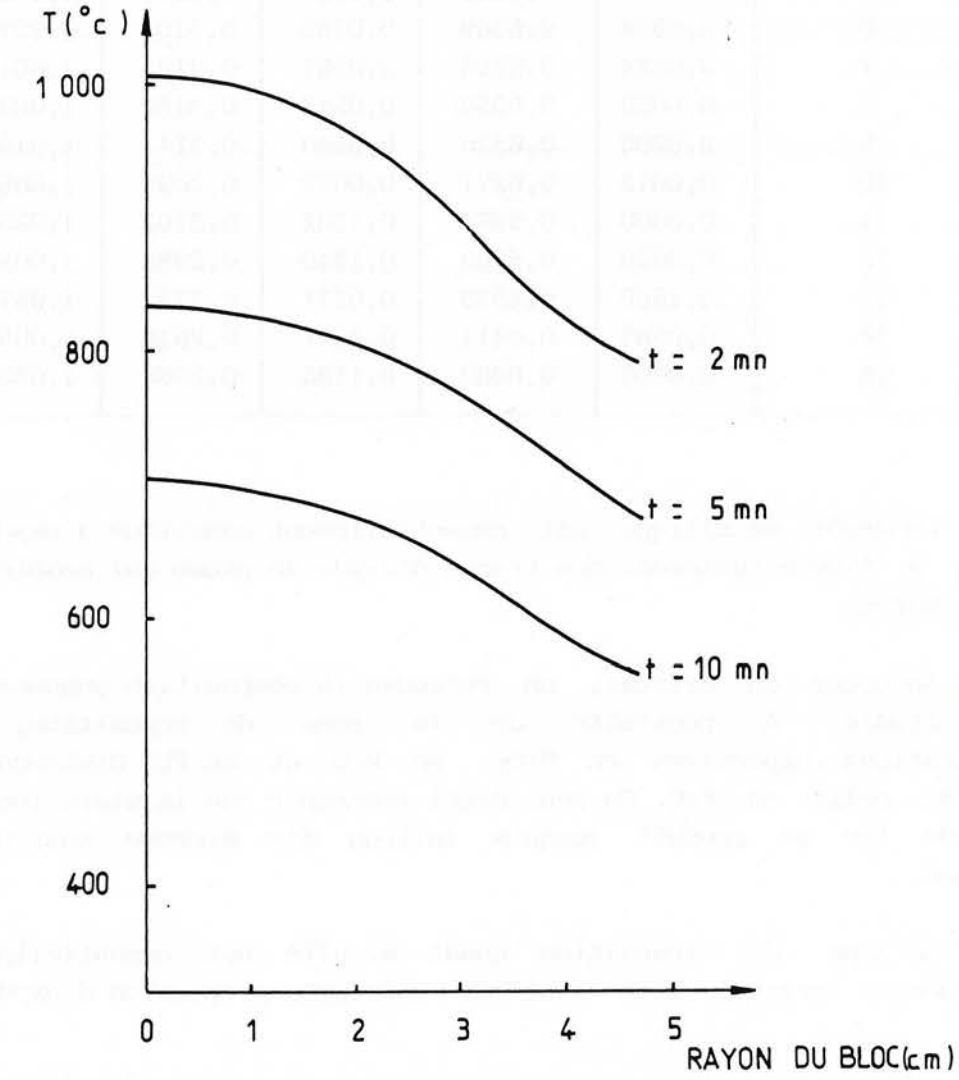


Fig. 31 : EVOLUTION DU PROFIL DE TEMPERATURE EN FONCTION DU TEMPS AU COURS D'UN REFROIDISSEMENT

µm environ),et du caractère accidentel de ce dépôt, nous ne tiendrons pas compte de ces modifications de composition et de comportement dans l'étude des mécanismes de transfert de chaleur.

Influence de l'ambiance

Pour observer l'importance relative de chacun des trois mécanismes de transfert de chaleur nous avons soumis un bloc de cristal à différentes conditions ambiantes.

- A l'air libre, le refroidissement des couches externes d'un bloc de cristal est d'autant plus rapide que l'air est froid et en mouvement. Cette accélération du refroidissement est uniquement détectée par le thermocouple n°6 situé à 5 mm sous la peau.

Ceci signifierait que la convection (naturelle ou forcée) intervient de façon non négligeable en tant que mode de transfert de chaleur. Par contre son effet n'est localisé qu'en peau du fait de la faible conductivité thermique du cristal.

- Lors d'un réchauffage effectué dans un four à gaz brûleur arrêté, nous n'avons pas noté de différence notable par rapport à un réchauffage normal. La durée du réchauffage n'a pas été accrue et l'élévation de température résultante a été identique.

Cela permet de confirmer l'hypothèse selon laquelle la convection forcée ne participe que très peu au réchauffage et que le rôle du brûleur est de compenser les pertes thermiques du réfractaire composant le four.

- Par ailleurs, plonger le bloc de cristal dans un bac d'eau froide afin d'accélérer son refroidissement ne modifie en rien son refroidissement global. Sous l'effet de la "trempe", il se produit une fissuration importante en surface ce qui provoque le détachement de couches de cristal de 5 à 6 mm d'épaisseur.

Ce n'est que lorsqu'un thermocouple se trouve dans une telle zone que sa température chute brutalement sans toutefois provoquer une modification sensible du comportement des couches voisines.

Cela confirme que le transfert thermique par conduction est faible puisque la conductivité thermique du cristal, comme celle des verres en général, est de l'ordre de 0,8 W/m.K.

L'évolution de la température dans un bloc de cristal est donc essentiellement dûe au transfert thermique par rayonnement. La contribution des autres modes de transfert est peu importante et leur action se limite uniquement à la peau du bloc pour la convection tandis que la propagation de la chaleur par conduction est négligeable.

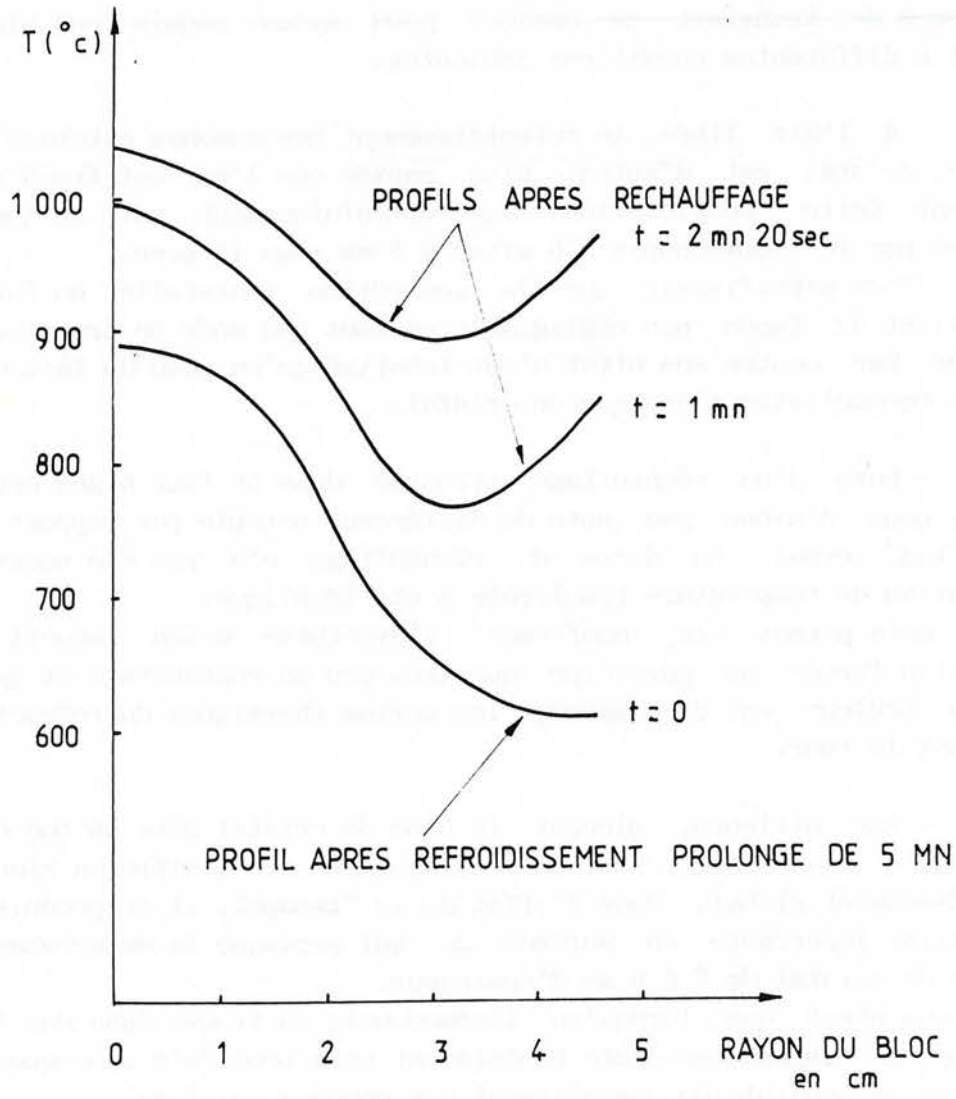


Fig. 32 : EVOLUTION DU PROFIL DE TEMPERATURE AU COURS D'UN RECHAUFFAGE

III.1.4.1.2 Analyse des profils de température

Dans ce paragraphe nous retiendrons essentiellement les résultats des essais 3 et 4 qui ont été réalisés dans les conditions expérimentales les plus voisines de celle rencontrées en fabrication normale.

Profils de température en refroidissement prolongé

Aprés avoir représenté les profils de température (figure 31) dans l'épaisseur du bloc de cristal en refroidissement, nous constatons que le gradient de température, une fois établi (lors du remplissage du cabot), se conserve au cours du temps avec cependant une légère atténuation de l'écart de température entre le centre du bloc et la peau.

De même, la vitesse de refroidissement s'atténue avec le temps, pour t=5 min elle est d'environ 1°C/sec alors que pour t=10 min elle n'est plus que de 0,5°C/sec avec une évolution similaire au centre et en peau du bloc.

Il semblerait donc qu'un certain équilibre thermique se produise dès les premiers instants et se conserve s'il n'est pas modifié par un agent extérieur (tel qu'un réchauffage).

Profils de températures après réchauffage

Au cours des différents réchauffages, les températures finales atteintes sont très variables.

Celles-ci dépendent en effet du profil de température existant au moment de l'enfournement. Si le bloc de cristal est resté assez longtemps en refroidissement, son niveau global de température demeure assez faible et non homogène (figure 32), ce qui implique un temps de réchauffage plus long.

On remarque qu'un réchauffage de 2 min provoque une élévation de température de 185 °C au centre du bloc et de 350 °C en peau.

Par contre, dans une zone située à mi-rayon, on constate que l'apport énergétique ne permet pas une élévation suffisante de la température. Cela se traduit par une inhomogénéité des températures et rend ce bloc impropre à des opérations de moulage.

Le rayonnement émis par le réfractaire du four est plus favorable au réchauffage des couches les plus extérieures du bloc de cristal qu'aux couches plus internes. La température du réfractaire,de l'ordre de 1673 K, correspond à un maximum d'énergie émise centré sur 1,8 µm.

Dans la pratique courante, les blocs de cristal sont réchauffés dès leur sortie du cabot, soit environ 1 min après la coulée du cristal. Il suffit donc de réchauffer seulement les couches externes qui se sont refroidies brutalement au contact du cabot, opération qui ne nécessite que 40 secondes.

Au cours de différents réchauffages partant d'une même répartition de température initiale, les résultats obtenus sont sensiblement identiques et peuvent être représentés sur la figure 30.

Ce résultat est obtenu à partir d'une répartition de température avant réchauffage (type essai n° 4) et après un refroidissement initial de 1 à 2 minutes au maximum.

On peut remarquer que la température est quasiment homogène dans l'ensemble du bloc avec cependant une température légèrement supérieure en ce qui concerne les zones périphériques. Ce qui est l'objectif à atteindre en ce qui concerne le travail du verre car la surface doit être plus maléable que le coeur.

III.1.4.1.3 Analyse des vitesses de refroidissement

Les différentes mesures effectuées au cours des 4 essais permettent de déterminer une "vitesse de refroidissement" en fonction du temps. Il s'agit en fait d'une variation de température, pour une zone donnée, en une minute et cela tout au long d'un refroidissement prolongé.

La moyenne des valeurs obtenues au cours des différentes mesures est donc représentative du comportement thermique global et général des blocs de cristal.

Les résultats moyens ainsi obtenus sont consignés dans le tableau suivant :

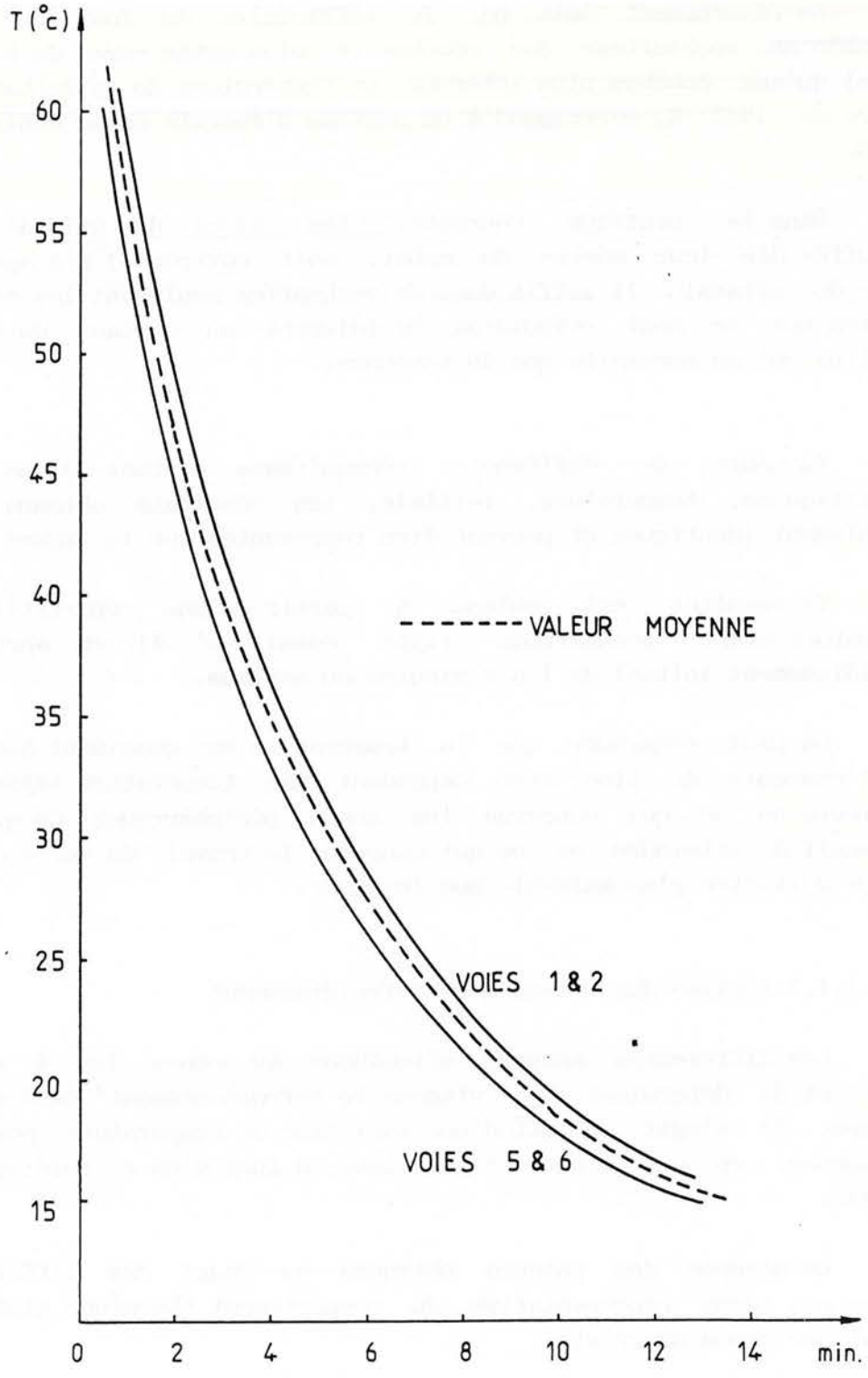


Fig. 33 : EVOLUTION DE LA VITESSE DE REFROIDISSEMENT EN FONCTION DU TEMPS

temps min	voie 2 °C/mn	voie 3 °C/mn	voie 5 °C/mn	voie 6 °C/mn	valeur calculée
2	44	53	51	45	47,4
3	46	45	39	37	40,1
4	37	40	33	33	35,0
5	33	34	27	28	31,1
6	28	28	29	30	27,8
7	25	29	24	23	25,1
8	22	24	23	20	22,7
9	21	18	19	19	20,6
10	20	21	17	18	18,7
11	17	19	17	17	17,0
12	18	16	17	15	15,5
13	16	16	17	15	14,0

Les courbes représentatives de ces résultats (figure 33) montrent qu'il y a très peu d'écart, à un instant donné, entre les vitesses de refroidissement des différentes voies.

Il est envisageable d'utiliser une courbe moyenne qui représentera l'évolution des vitesses de refroidissement, donc des variations de températures en fonction du temps.

D'aprés ces résultats, il est possible de calculer à chaque instant la vitesse de refroidissement d'un point donné, si toutefois sa température initiale est connue.

L'équation de la vitesse de refroidissement en fonction du temps peut facilement s'obtenir par une régression linéaire, ce qui nous conduit à établir la relation :

$$\nu = 59,7 - 17,80.\ln(t) \quad (C/min)$$

Grâce à cette relation simple, il serait donc possible de définir la température d'un point quelconque en connaissant sa température initiale pour un temps donné de refroidissement.

En effet, la vitesse de refroidissement s'exprime par :

$$\nu = \frac{dT}{dt} = a - b.\ln(t)$$

En intégrant cette équation entre deux instants t_1 et t_2, il vient :

$$\int_{t_1}^{t_2} (a-b.\ \ln(t))dt$$

Soit

$$T_2 - T_1 = a(t_2 - t_1) - b\left[t_1.(1 - \ln t_1) - t_2(1-\ln t_2) \right]$$

Si l'on se réfère aux résultats expérimentaux, cette loi permet de prévoir assez exactement les résultats, surtout en ce qui concerne les zones centrales du bloc de cristal.

Par contre, plus on se rapproche de la peau, plus cette loi diverge et donne des températures plus faibles de l'ordre de 15 % après 1 minute de refroidissement.

III.2 MESURES ET CONTROLES COMPLEMENTAIRES

Au cours des différentes séries d'essais, quelques résultats inattendus nous ont conduis à réaliser des mesures complémentaires afin de les expliquer.

III.2.1 Evaluation des températures par la méthode des enfoncements

Lors des essais 1 et 2, certaines mesures révélaient une température au centre du bloc inférieure à celle de la zone voisine distante de 1 cm.

Ces résultats nous ont paru erronés. Il était cependant possible de les expliquer en les attribuant à une concentration élevée de pics de mesure au centre du bloc.

En effet, leur masse (pics 1, 2 et 3) comparée à celle du cristal compris dans cette zone est importante et peut donc créer une perturbation thermique importante.

Il convenait donc de lever cette incertitude en tentant la mesure des températures par la méthode dite des enfoncements de DIETZEL et BRUCKNER (31).

Cette méthode indirecte nécessite la connaissance des relations existant entre le viscosité du cristal et sa température (chap. II.2.1.2).

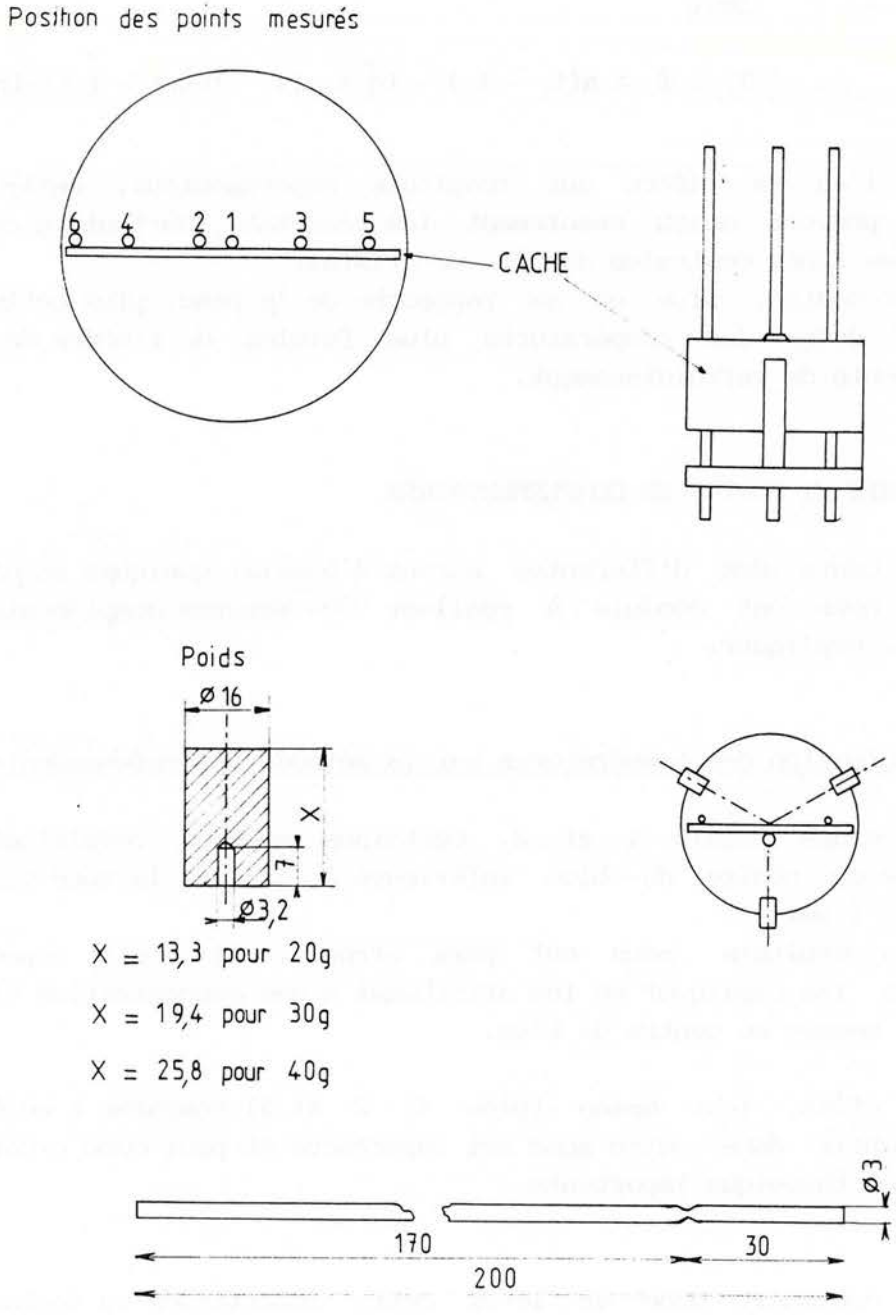


Fig. 34 : SCHEMA DU MATERIEL UTILISE POUR LA DETERMINATION DES PROFILS DE TEMPERATURE PAR LA METHODE DES ENFONCEMENTS.

Le dispositif expérimental (figure 34) est très simple et se compose de baguettes en acier étiré de 3 mm de diamètre, de 200 mm de longueur et de masse 11 g, chacune d'elle étant chargée par de petites masses.

En position d'attente, elles sont maintenues par un cran qui sera enlevé au début de la mesure afin que les baguettes puissent s'enfoncer librement dans le cristal.

Cette méthode étant utilisable lorsque le cristal est en fusion (domaine de fusion : $800 < T < 1100$ °C), les mesures seront réalisées dès la fin du remplissage du cabot.

A la fin de l'essai, la position de chaque baguette est repérée par un fin jet de peinture. Il suffit ensuite, une fois retirées du cristal, de mesurer leurs enfoncements respectifs.

Nous avons réalisé 5 essais au cours desquels nous n'utilisions que 3 baguettes simultanément car la constitution rapide d'une peau solide sur la surface du bloc rendait impérative une très grande rapidité d'exécution rendue délicate par le niveau élevé des températures (1000 °C).

Les différentes équations qui permettent de déduire la température de ces mesures sont :

- Equation de DIETZEL et BRUCKNER qui relie l'enfoncement à la viscosité

$$\eta = \frac{m.g.t}{a.\pi.r.l^2}$$

avec : m = masse de la baguette en g
t = temps d'enfoncement en s
a = facteur de proportionalité = 16,94 cm^{-1}
r = rayon de la baguette en cm
l = longueur d'enfoncement en cm
g = accélération de la pesanteur = 9,81 cm/s^2

- Equation V.F.T (9) qui relie la viscosité à la température

$$\log \eta = - A + \frac{B}{T - T_0}$$

avec : $A = \sum a_i . m_i$
$B = \sum b_i . m_i$
$T_0 = \sum t_i . m_i$

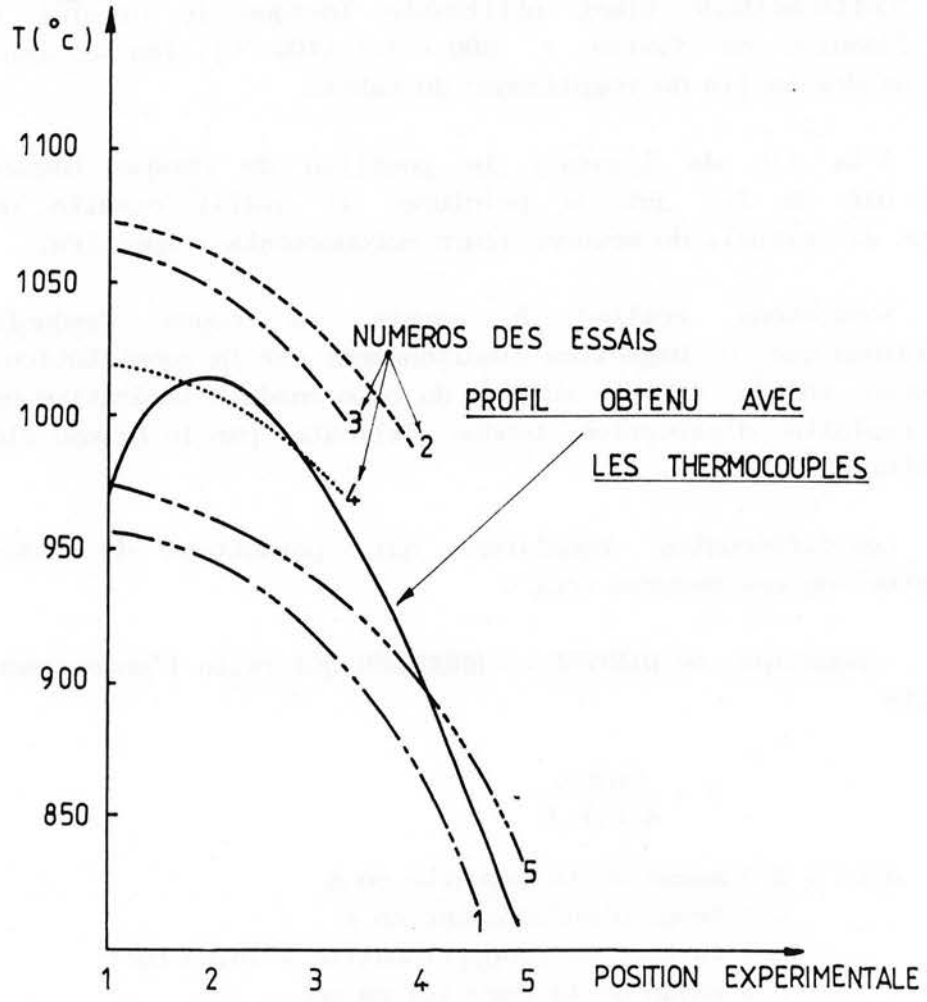


Fig. 35 : RESULTATS OBTENUS PAR LA METHODE DES ENFONCEMENTS.

HERHERT et al (32) et LAKATOS et al (33)) donnent les coefficients a_i, b_i et t_i relatifs aux constituants, m_i étant le pourcentage moléculaire d'un constituant ramené à une mole de SiO_2 et T la température donnée en °C.

Tableau 3 : Valeurs des coefficients utilisés.

	m_i	a_i	b_i	t_i
SiO_2	1	-	-	-
PbO	0,132	-1,3058	-5880,0	-275,5
K_2O	0,155	0,8350	-1439,6	-321
Sb_2O_3	0,01054	15,88	7272,1	521,4

Les différents coefficients ont pour valeur :

$$A = 1,4550 + \sum a_i . m_i = 1,5744$$
$$B = 5736,4 + \sum b_i . m_i = 4813,76$$
$$T_o = 198,1 + \sum t_i . m_i = 117,47$$

Le système d'équations donnant la température en fonction de l'enfoncement s'écrit alors :

$$\eta = 80410,4 \cdot \frac{1}{L^2}$$

$$T = T_o + \frac{B}{\log \eta + A}$$

Les résultats obtenus, et figure (35), donnent la valeur de la température du cristal à un instant donné en fonction de la profondeur.

Les résultats obtenus par la méthode des enfoncements sont tout à fait comparables à ceux obtenus avec les thermocouples en ce qui concerne l'allure générale des profils de température dans le bloc de cristal.

En outre, ils permettent de vérifier que les températures sont maximales au centre du bloc de cristal et décroissent quand on se rapproche de la surface externe.

Toutefois, cette méthode n'est applicable que lorsque le cristal est à haute température et donne un profil moyen pendant une

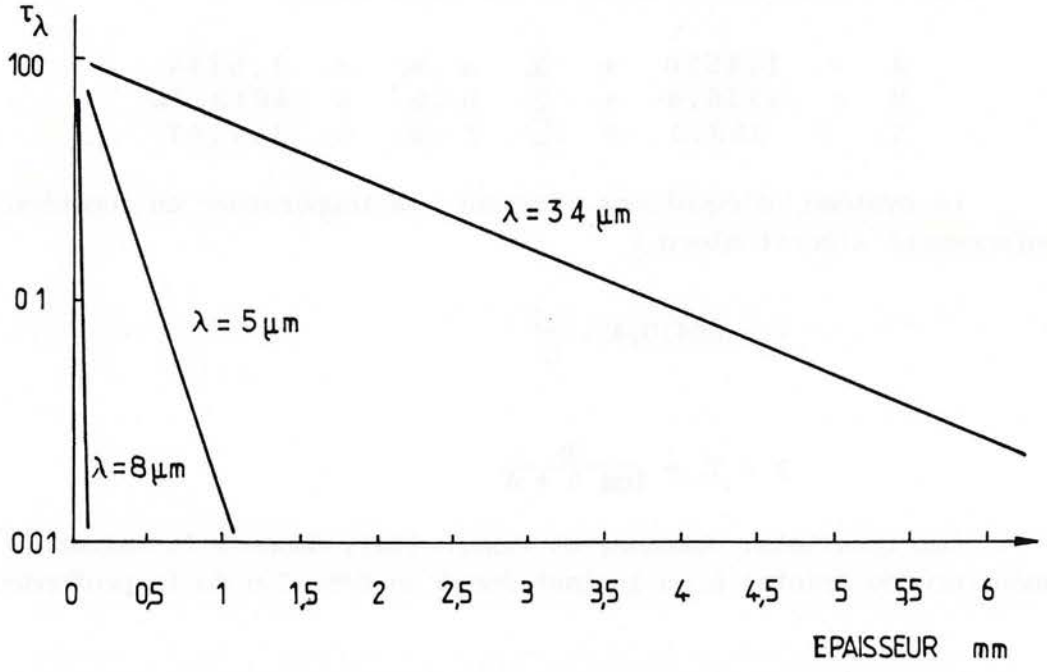


Fig. 36 : EVOLUTION DE LA TRANSMITTIVITE MONOCHROMATIQUE D'UN VERRE SODOCALCIQUE EN FONCTION DE L'EPAISSEUR ET POUR DIFFERENTES LONGUEURS D'ONDES.
(Glass Temperatur Measurement, Technical Notes, IRCON, TN 101)

période donnée. Cette technique est donc plus qualitative que quantitative et nous n'utiliserons pas ces résultats ultérieurement si ce n'est pour obtenir les températures au centre par extrapolation.

En pratique, lors des essais 3 à 6, nous avons supprimé alternativement l'un des thermocouples (soit le n° 1 soit le n° 2) afin de limiter les perturbations engendrées par leur implantation dans cette zone.

III.2.2 Mesure des températures par voie optique

L'avantage du pyromètre optique est qu'il permet des contrôles non destructifs. En effet la mesure de la température est effectuée sans contact donc sans perturber le comportement thermique de l'objet analysé.

Ces appareils analysent, le plus souvent, une luminance monochromatique et sont généralement utilisés pour mesurer les températures de surface des corps opaques.

Ils sont également employés pour mesurer la température de surface du verre au cours de certaines opérations de traitement telles que mise en forme, cintrage, trempe, recuit; toutefois, cette application particulière se limite aux faibles épaisseurs.

Le verre est un milieu semi-transparent dont la conductivité thermique est faible; en conséquence de quoi, pour des épaisseurs importantes, il existe des gradients de température importants entre l'intérieur et la surface. La question qui se pose alors est de savoir ce que mesure le pyromètre et à quelle profondeur.

Chaque élément de volume, localisé à une profondeur x sous la surface, contribue à la luminance apparente du bloc en fonction de la transmittivité du milieu.

Par exemple, pour un verre sodocalcique, la figure 36 montre la contribution du rayonnement émis par une couche de verre en fonction de sa profondeur pour différents pyromètres caractérisés par des longueurs d'onde de travail différentes.

En ce qui concerne le cristal au plomb, nous avons réalisé des mesures avec deux pyromètres optiques dont les longueurs d'onde de travail sont centrées sur 1 µm pour l'un et 8 µm pour l'autre. Toutefois, nous n'avons pû ratacher les résultats obtenus à ceux obtenus par contact direct qui nous donnent la température du cristal à 5 mm sous la surface.

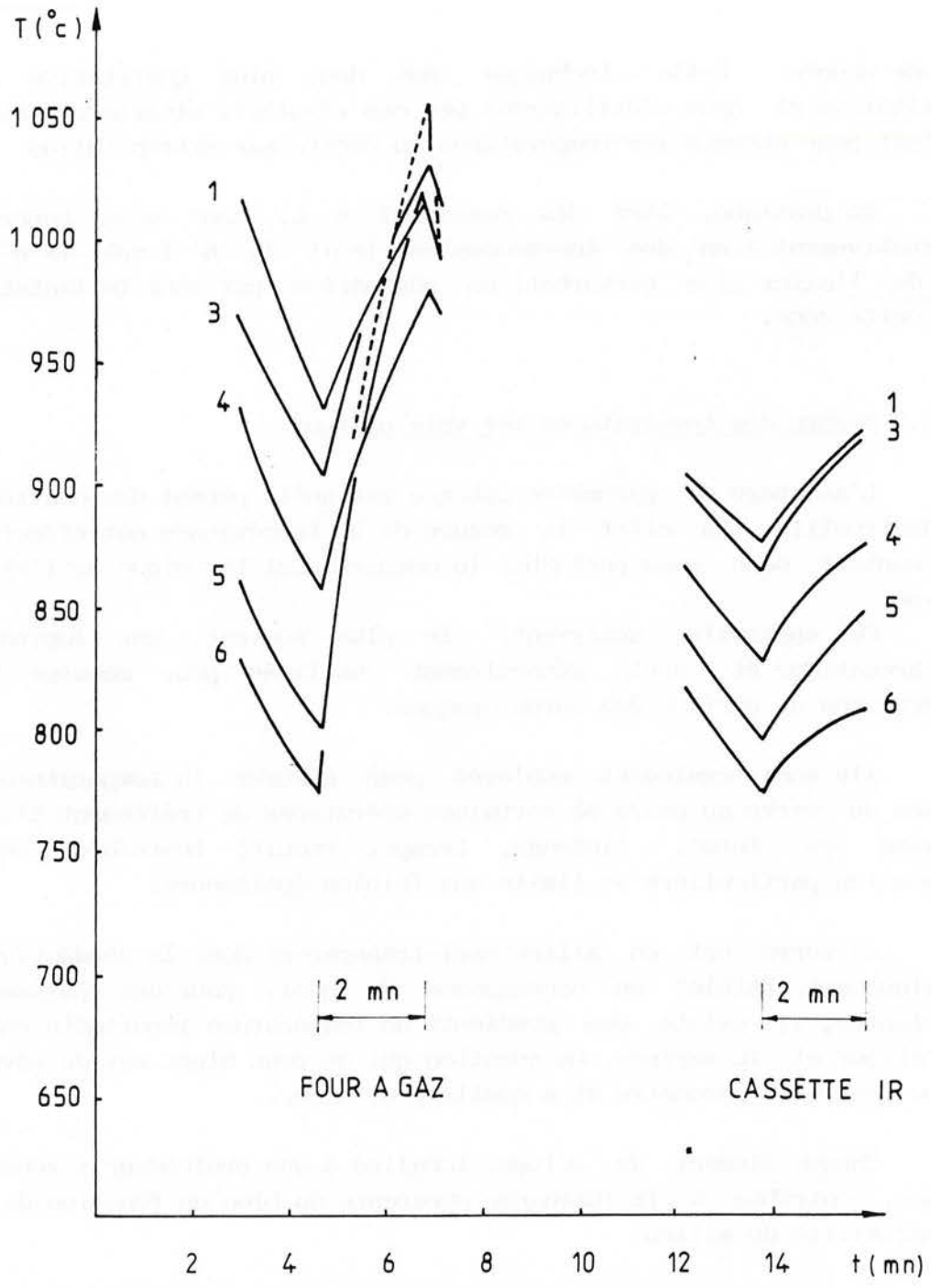


Fig. 37 : COMPARAISON DES DEUX MOYENS DE CHAUFFAGE.
FOUR A GAZ ET CASSETTE A RAYONNEMENT INFRA-ROUGE.

III.2.3 Essai avec une source infra-rouge

Afin d'obtenir quelques indices quant au comportement du cristal face au rayonnement infra-rouge, nous avons procédé à quelques essais de réchauffage.

Nous avons utilisé une "cassette", élément rayonnant plan comportant 6 tubes infra-rouges, de 280 mm de longueur émettant à une température de 3200 K et identiques à ceux qui équipaient le premier four d'éssai.

Dans un premier temps, le bloc de cristal était maintenu en rotation devant la source puis il fut maintenu fixe dans différentes positions repérées par rapport à l'emplacement des pics de mesure .

Il a été constaté que le rayonnement infra-rouge court a permis un réchauffage du cristal (figure 37) avec une élévation de température de 30 à 40 °C avec une durée d'exposition de l'ordre de 1 min.

Ce premier essai de réchauffage avec un rayonnement infra-rouge n'avait pour objet que de vérifier qu'il n'était pas impossible et nous conforter dans l'idée qu'il convient de développer une approche fondamentale du problème posé en vue d'obtenir un rendement optimum et un niveau de température suffisant.

Lorsque le bloc est en rotation, on peut remarquer que l'élévation de température est plus importante dans la masse qu'en peau (50°C contre 30°C). Mais comparé à un réchauffage conventionnel, ces résultats demeurent très insuffisants.

Il serait cependant nécessaire d'effectuer de nouveaux essais en équipant une enceinte cylindrique qui concentrerait le flux thermique vers le bloc de cristal afin d'obtenir un meilleur rendement.

Cette autre phase du travail sera abordée ultérieurement et permettra de confirmer la faisabilité du réchauffage par rayonnement infra-rouge.

III.3 MODELISATION SIMPLIFIEE

Les différents mécanismes de transfert de chaleur, rayonnement-conduction-convection, provoquent soit une diminution, soit une augmentation de la température du cristal selon que le bloc est placé dans une ambiance froide ou chaude.

D'une manière générale, la variation de température d'une

$$p = \frac{r}{n}$$

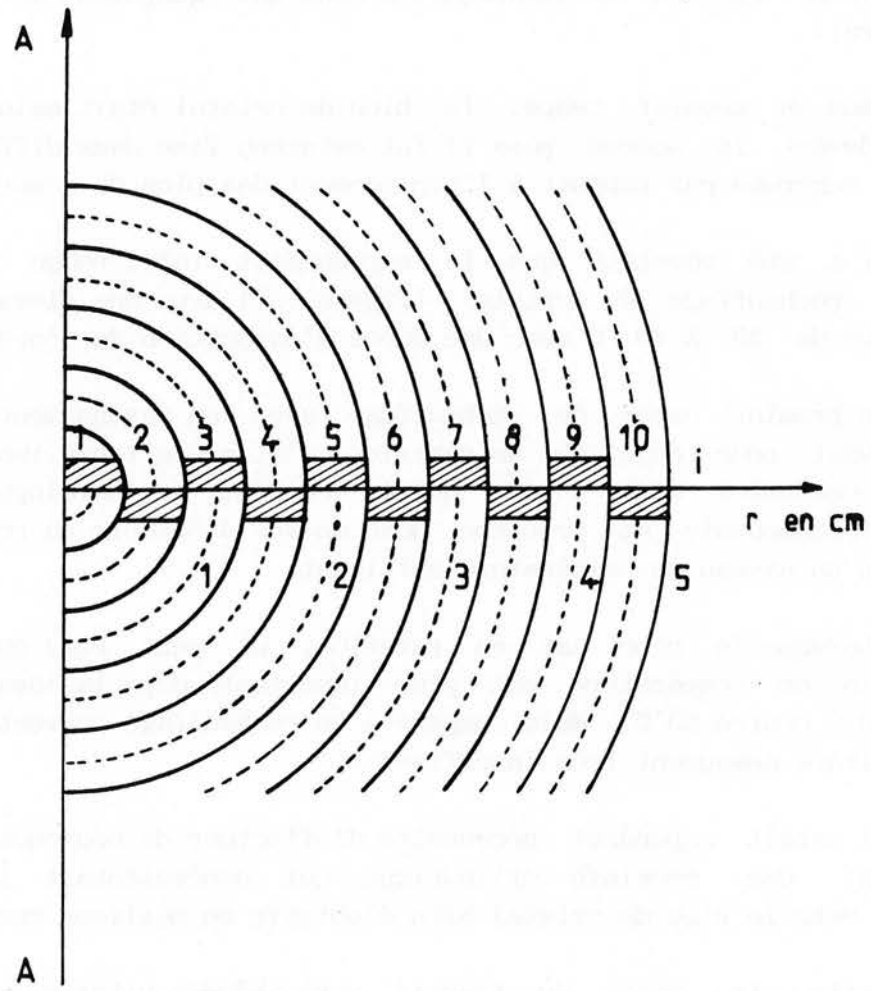


Fig. 38 : DISCRETISATION SPACIALE D'UN BLOC DE 100 MM DE DIAMETRE

masse de matière est reliée au flux net échangé par la relation :

$$\frac{dQ}{dt} = M.c_p.\frac{dT}{dt}$$

où le terme dT/dt a été déterminé expérimentalement.

A l'aide de relations simples, nous allons tenter de modéliser le système "bloc de cristal" afin d'établir le bilan thermique en chacun de ses points.

III.3.1 Découpage "multizone" du cylindre

Le bloc cylindrique de cristal de rayon R est partagé en N anneaux coaxiaux dans les conditions suivantes (figure 38);

- chaque anneau, dont la température est considérée comme homogène, est assimilé à une surface cylindrique d'épaisseur infinitésimale et de rayon égal à son rayon moyen;

- le pas du découpage est donné par p = R/N;

- à chaque surface ainsi définie, on affecte toutes les caractéristiques de l'anneau (masse, transmittivité, absorptivité, émissivité);

- on néglige les échanges de chaleur par les faces planes du cylindre (cylindre infini).

Nous considérons alors les flux de chaleur échangés par chaque zone avec toutes les autres et avec l'environnement extérieur.

III.3.2 Hypothèses simplificatrices générales

Compte tenu de la complexité des échanges thermiques dans un tel bloc, nous sommes amenés à faire un certain nombre d'hypotèses simplificatrices préalablement à l'écriture des équations correspondantes.

a) Cylindre infini. Le cylindre de cristal est considéré comme étant infiniment long afin de négliger les effets de bord dans le sens longitudinal.

b) Convection et conduction. Nous négligeons les effets de la conduction dans la masse du cristal et la convection avec le milieu extérieur.

En effet, la conductivité thermique du cristal est très faible (0,8 W/m.K) et d'autre part les différences de température entre chaque zones sont petites (voisin de 20 °C avec un écart maximum mesuré de 200 °C entre le centre et la peau du bloc). Ce terme risque donc d'être insignifiant devant celui du rayonnement.

L'échange convectif avec le milieu ambiant s'effectuant, pour les refroidissements, en convection naturelle risque lui aussi d'être négligeable. Le coefficient d'échange par convection naturelle pour un cylindre horizontal peut calculé à partir de la relation pratique :

$$h = 1{,}33\left(\frac{\Delta\theta}{D_e}\right)^{0,25}$$

En considérant une température extérieure du bloc de 900 °C, nous obtenons alors un flux convectif de 600 W contre 5000 W émis par rayonnement.

Lors des réchauffages, nous avons déjà précisé que l'élévation de la température des blocs de cristal n'était pas influencée ni modifiée lorsque le brûleur est à l'arrêt.

C) Propriétés physiques. Nous considérons qu'elles sont indépendantes de la température dans la plage 700 - 1100 °C. Nous les avons déterminées à une température moyenne de 900 °C.

d) Propriétés thermo-optiques. Tel que nous le connaissons, le spectre de transmission du cristal présente, comme pour les verres, une bande étroite de longueur d'onde (comprise entre 2,5 et 2,8 µm) pour laquelle on remarque une variation brutale de la transmittivité.

De part et d'autre de cette bande les variations de la transmittivité sont très faibles; il est donc envisageable de ne retenir qu'une valeur moyenne. Cela revient à faire l'hypothèse du milieu gris pour chacune des deux bandes spectrales ainsi définies l'une infèrieure, l'autre supérieure à 2,7 µm.

e) Enfin nous considérons que le flux émis par les émetteurs a une incidence normale car ils sont placés sur l'un des axes focaux des réflecteurs elliptiques, l'autre étant l'axe du bloc de cristal, ce qui permet de concentrer l'énergie et de minimiser les phénomènes de réflection.

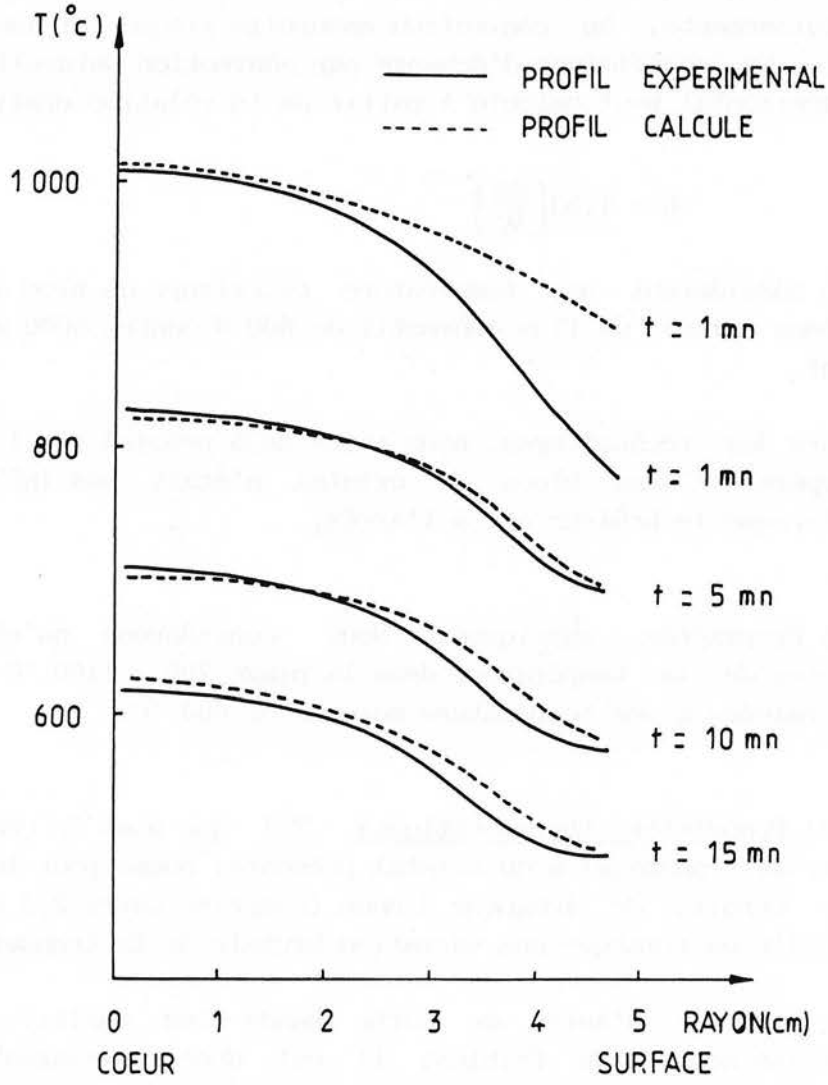


Fig. 39 : COMPARAISON DES PROFILS DE TEMPERATURE CALCULES ET EXPERIMENTAUX.

III.3.3 Bilan énergétique

Pour écrire ce bilan énergétique, sous forme de flux, nous adoptons les notations suivantes :

- l'émetteur extérieur est à la température T_s ,

- la zone i du cristal ($1 \leq i \leq N$) de surface S_i, d'émissivité moyenne $\epsilon_{T(i)}$, de transmittivité et d'absorptivité moyenne τ_T et α_T , fonctions de la température de source T_s est à la température t_i ,

- la transmittivité moyenne entre zones i et j pour un rayonnement issu d'une source à la température T est :

$$(\overline{TR})_T(i,j) = (\tau_T(x))^{|i-j|}$$

Nous pouvons alors exprimer le flux net échangé par rayonnement entre la zone i et la zone j :

$$\Phi_{net}(i,j) = \frac{S_i \cdot \bar{\epsilon}_{T(i)} \cdot \overline{TR}_{T(j)}(i,j) \cdot (M_i - M_j)}{\frac{1}{\bar{\epsilon}_i} + \frac{S_i}{S_j}\left(\frac{1}{\bar{\epsilon}_j} - 1\right)}$$

D'où le flux total, stocké ou destocké par la zone i :

$$\Phi(i) = \Phi_{net}(i,s) + \sum_{j=1}^{N} \Phi_{net}(i,j)$$

Nous obtenons ainsi N équations dont les inconnues sont les températures des différentes zones en supposant que celles-ci restent constantes pendant un intervalle de temps de 1 seconde.

III.3.4 Résultats obtenus

Le traitement informatique du système d'équations ainsi établies nous donne la variation de la température en fonction du temps représentée sur la figure 39.

Si nous superposons les courbes expérimentales et les courbes déterminées à l'aide de la modélisation nous constatons un bon accord pour les périodes de refroidissement.

En ce qui concerne la période de réchauffage, il convient de souligner que les mesures ont été effectuées dans le four cylindrique à gaz existant alors que les calculs ont été menés en considérant des réflecteurs elliptiques tels qu'ils sont prévus dans le four I.R. expérimental.

Nous constatons néanmoins que les courbes mesurées et calculées après le même temps de réchauffage se superposent assez bien sauf près de l'axe du cylindre et près de sa surface.

Les différences peuvent s'expliquer par le fait que les réflecteurs elliptiques permettront un apport énergétique plus important au centre contrairement à ce qui se passe dans un four à surface cylindrique qui apporte plus d'énergie en surface.

III.4 CONCLUSION DE CETTE PREMIERE PHASE DU TRAVAIL

La nature du produit concerné et les conditions expérimentales rendent délicates et difficiles les mesures de l'évolution de la température dans un bloc cylindrique de cristal.

La transparence du cristal nous a amené à prendre certaines précautions en ce qui concerne le choix et l'implantation des capteurs de température. Il était impératif que ceux-ci perturbent le moins possible le comportement thermique des blocs étudiés.

Il convenait de programmer et de préparer avec soin les différents essais pour rester dans des conditions expérimentales aussi voisines que possible les unes des autres afin d'obtenir des résultats reproductibles tout en respectant les impératifs de production.

Malgré ces conditions difficiles, nous obtenons des résultats qui peuvent être considérés comme représentatifs de la réalité et qui sont, d'après les verriers, en accord avec leur expérience du cristal.

Nous sommes cependant conscients qu'une erreur peut résulter des moyens mis en oeuvre et en particulier de l'introduction des pics de mesure susceptibles de modifier localement les mécanismes de transfert de chaleur qui sont à l'origine des variations de température (effet d'ailette).

Les différents contrôles complémentaires nous renseignent d'avantage quant aux particularités du cristal. De plus ils nous permettent d'expliquer certains phénomènes ou anomalies rencontrés.

L'essai de réchauffage du cristal à l'aide d'une cassette munie de sources infra-rouges, a permis de montrer que l'on pouvait envisager ce type de réchauffage.

Enfin, les résultats que nous obtenons avec la modélisation simplifiée sont satisfaisants quant à la prévision des répartitions de température dans un bloc de cristal en refroidissement.

Ce modèle pourrait être employé sur site industriel pour prévoir le niveau énergétique d'un bloc de cristal. Toutefois l'étude n'a été menée que pour des blocs de 100 mm de diamètre et il serait nécessaire de l'étendre à d'autres dimensions.

D'un point de vue plus scientifique la formulation mathématique utilisée n'est pas totalement satisfaisante. En fait elle est une adaptation pour les milieux semi-transparents de relations utilisées pour les corps opaques. Cela implique qu'une partie des mécanismes de transfert de chaleur n'est probablement pas prise en compte ou du moins pas de façon explicite.

CHAPITRE IV

MODELISATION BASEE SUR L'ETUDE DES LUMINANCES

Avec la modélisation simplifiée des mécanismes de transfert de chaleur, que nous avons présenté au chapitre précédent, et qui régissent les évolutions de température dans un M.S.T. de forme cylindrique, nous sommes parvenus à prévoir de façon satisfaisante les profils de température résultants d'un refroidissement.

Par contre en ce qui concerne les réchauffages, les résultats obtenus par le calcul présentent quelques discordances par rapport aux mesures. De plus, ce modèle ne nous permet pas de définir la nature du rayonnement infra-rouge à mettre en oeuvre pour réchauffer efficacement un bloc de cristal.

Nous nous proposons donc de développer une modélisation plus précise afin de prendre en compte les trois modes de transfert de chaleur (rayonnement, convection, conduction) existant dans le cristal ainsi qu'entre le cristal et son environnement.

M. LALLEMAND et J.F. SACADURA (34) ont passé en revue les travaux des équipes françaises qui travaillent dans ce domaine à l'occasion du colloque de Thermique des Systèmes et des Procédés de décembre 1988. En outre, ils présentent les diverses techniques employées pour résoudre l'équation du transfert radiatif (en abrégé E. T.R.).

Appliquée à un milieu semi-transparent, l'E.T.R. traduit la variation locale de la luminance monochromatique qui résulte d'une atténuation par absorption et diffusion, de l'émission propre du milieu ainsi que du rayonnement diffus en provenance de toutes les directions du milieu.

Dans le cas du cristal, qui ne contient pas de particules d'indices de réfraction différents en suspension, nous pouvons effectuer une simplification importante en négligeant la diffusion.

Sous sa forme générale, l'E.T.R. s'écrit donc :

$$\frac{dL_\nu}{dS}(S.\vec{\Omega}) = -k_\nu.L_\nu.(S.\vec{\Omega}) + k_\nu.n_\nu.L_\nu(T_s)$$

Dans cette expression :

$L_\nu(S.\vec{\Omega})$ est la luminance monochromatique à la fréquence ν, au point d'abscisse curviligne S et dans la direction $\vec{\Omega}$,

$L_\nu(T_s)$ la luminance monochromatique du corps noir à la température T_s ,

n_ν l'indice de réfraction du milieu,

k_ν le coefficient d'absorption monochromatique.

Dans ce chapitre, nous nous proposons donc d'appliquer l'équation du transfert radiatif à une modélisation de type zonal.

IV.1 PRINCIPE DE LA MODELISATION

La complexité des équations tridimensionnelles en régime transitoire qui régissent les échanges thermiques dans un M.S.T. nous a conduit à imaginer un modèle de simulation numérique prenant en compte la symétrie radiale avec un certain nombre d'hypothèses simplificatrices.

Les différentes équations que nous allons présenter expriment que l'énergie stockée (positive) ou destockée (négative) par le cristal ($m.c_p.\Delta T$) est égale à la somme algébrique des énergies absorbée venant de l'extérieur et émise vers l'extérieur.

Puisqu'il s'agit d'un M.S.T. que nous décomposons en différentes zones, nous séparons pour chacune d'elles le flux échangé en quatre parties :

Φ_1 : flux radiatif echange entre zones de cristal,

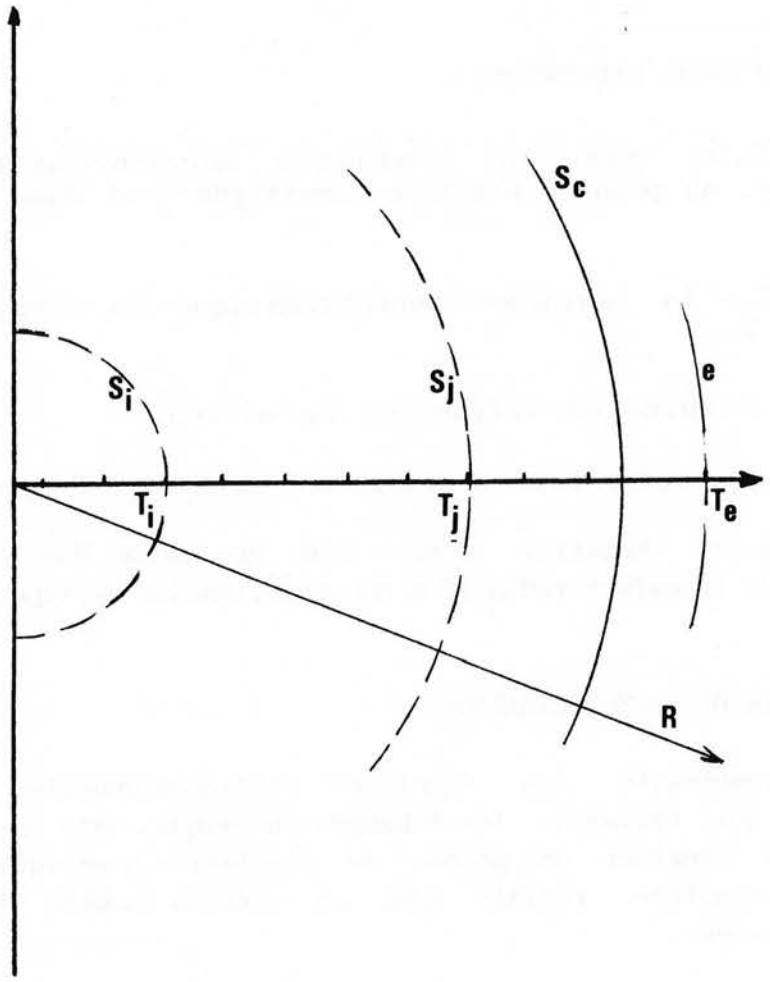


Fig. 41 : DECOUPAGE "MULTIZONE".

Φ_2 : flux radiatif échangé entre chaque zone et l'extérieur,

Φ_3 : flux échangé par conduction avec les zones voisines,

Φ_4 : flux convectif échangé par convection (surface du bloc).

soit :

$$M.C_p.\frac{dT}{dt} = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4$$

L'écriture de ces flux nécessite que nous précisions la triple discrétisation à laquelle nous avons procédé : une discrétisation temporelle, un découpage "multizones" du cylindre (nous avons gardé le même découpage que pour la modélisation simplifiée) et une discrétisation spectrale du rayonnement.

IV.1.1 Discrétisation temporelle

Pour des intervales de temps suffisament petits (inférieurs à 1 seconde), nous faisons l'hypothèse que la température de chaque zone est homogène et constante. Cela nous permet de traiter séparément les trois modes de transfert de chaleur qui influent sur les variations de température pour chaque zone.

Ainsi nous diminuons les temps de calcul en limitant la résolution itérative de l'E.T.R. et de l'équation de l'énergie qui n'est effectuée que toutes les secondes.

IV.1.2 Discrétisation spatiale ou découpage "multizone"

Nous conservons le découpage multizones présenté au chapitre III ce qui nous permet de traiter le rayonnement, phénomène volumique dans un M.S.T., comme un phénomène surfacique.

Cette simplification importante est d'autant plus justifiée que le pas du découpage (p=R/N) est petit.

Pour chaque zone i (figure 41) à la température T_i , le bilan radiatif prend en compte le flux perdu par émission propre, le flux absorbé provenant des autres zones j à la température T_j ainsi que le flux provenant de l'ambiance (zone fictive à la température T_e).

En ce qui concerne les échanges conductifs, pour chaque zone i, nous comptabilisons les flux échangés avec les zones i-1 et i+1 immédiatement voisines.

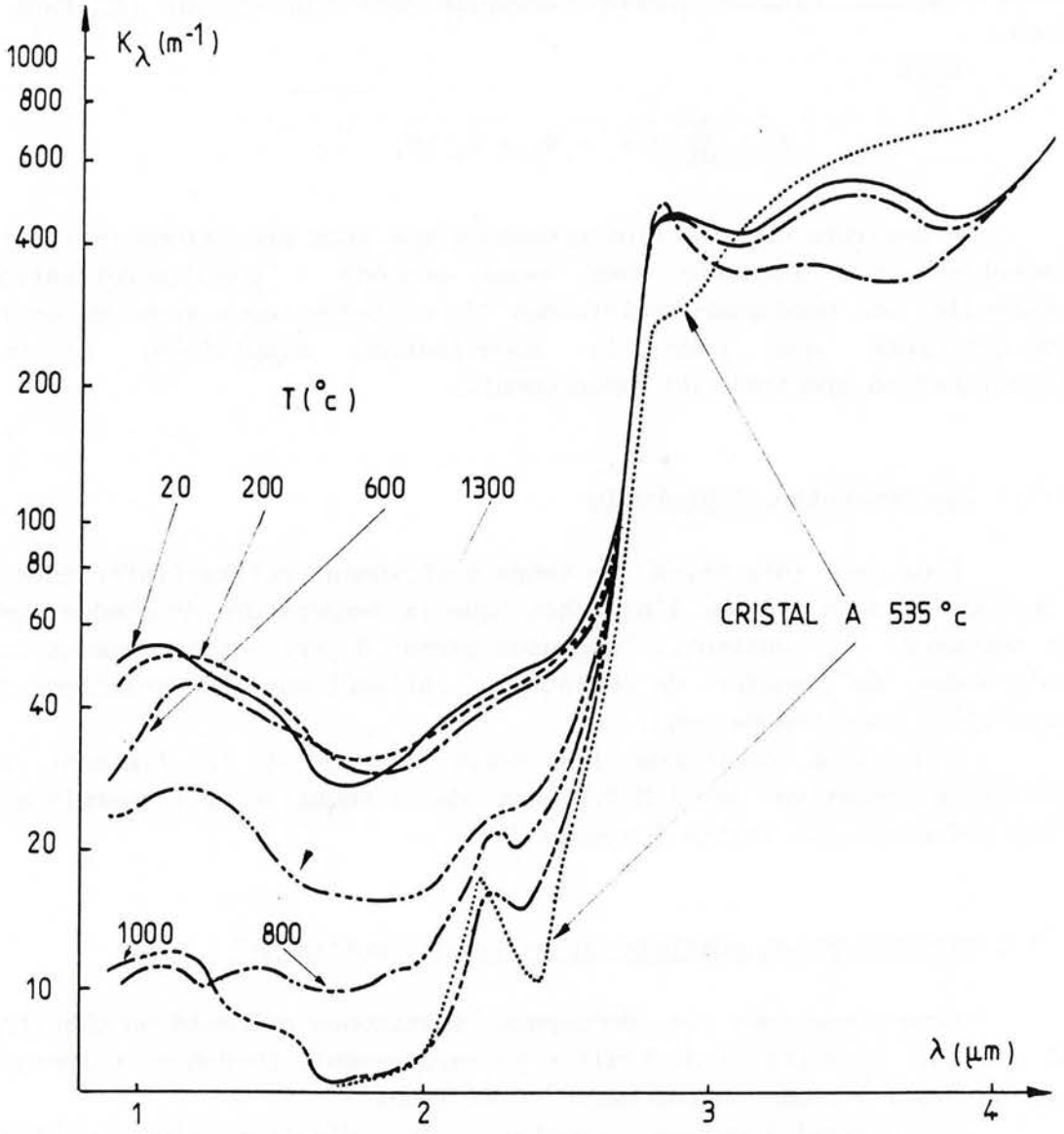


Fig. 42 : VARIATION SPECTRALE DU COEFFICIENT D'ABSORPTION D'UN VERRE A VITRE EN FONCTION DE SA TEMPERATURE.

IV.1.3 Discrétisation spectrale

On sait que les propriétés thermo-optiques du cristal varient en fonction de la longueur d'onde du rayonnement et de la température du matériau.

La mesure du spectre d'absorption du cristal (chapitre II), réalisée pour différentes températures de l'échantillon (de l'ambiance à 550 °C), montre que la température du cristal influe sur la valeur du coefficient d'absorption monochromatique dans cette plage.

Nous ne sommes pas parvenus à réaliser des mesures pour des températures plus élevées de l'échantillon car il perdait sa tenue mécanique (passage de la phase solide à la phase visqueuse).

Divers travaux tels ceux de GENZEL (35) ou NEUROTH (36) relatifs à du verre à vitre, ainsi que ceux de SEKKOTI (37) pour des verres de silice (figure 42) et des verres de borosilicates, donnent la variation spectrale de K_λ pour des températures plus élevées.

Globalement, nous remarquons que l'influence de la température est très faible sur le domaine 0 - 600 °C; ce qui est en accord avec nos résultats expérimentaux.

Par contre, pour des températures plus élevées (800, 1000 °C), la valeur du coefficient d'absorption chute de façon importante, les variations peuvent atteindre 70 %. Toutefois, elles n'affectent que le domaine de longueur d'onde s'étendant de 0,5 µm à 2,7 µm.

Dans ce domaine spectral, le coefficient d'absorption du cristal est très faible. Il est de l'ordre de 10 m^{-1} ce qui correspond à une transmittivité de 0,99 pour une épaisseur de 1 mm de cristal. Dans ces conditions, une minoration même de 70 % ne se traduit que par une très faible variation de la transmittivité qui sera alors 0,996.

Nous n'introduisons donc que de faibles erreurs en utilisant la variation spectrale du coefficient d'absorption déterminée à 535 °C pour caractériser le comportement thermo-optique du cristal à 900 ou 1000 °C.

La variation spectrale du coefficient d'absorption monochromatique peut être décrite facilement à l'aide de polynômes simples du premier degré.Pour couvrir l'ensemble du spectre utile, de 0,5 à 5 µm, nous avons défini 15 bandes spectrales pour lesquelles la valeur de K_λ varie faiblement avec la fréquence du rayonnement incident.

Remarque : Au dela de 5 µm, le coefficient d'absorption croit très rapidement ($K_\lambda > 12\ cm^{-1}$), ce qui signifie qu'une épaisseur de 1 mm de cristal devient quasiment opaque.

Pour ces 15 bandes spectrales nous définissons les propriétés thermo-optiques moyennes du cristal (τ, ϵ et α) qui sont exprimées en fonction de longueurs d'ondes en considérant la vitesse de la lumière dans le vide.

Considérons un flux émis par une source à la température T_s, sa luminance monochromatique est :

$$L_\lambda(s) = \epsilon_{\lambda,s} \cdot \frac{C_1 . \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda . T_s}\right) - 1}.$$

où :

$\epsilon_{\lambda,s}$ est l'émissivité monochromatique de la source

$C_1 = 3{,}741\ 10^{-16}\ W.m^2$

$C_2 = 1{,}438\ 10^{-2}\ m.K$

Au cours de la traversée d'une épaisseur x de cristal, ce rayonnement subit une atténuation due à de l'absorption, le flux émergeant a alors pour expression :

$$\Phi_\lambda(x) = \Phi_\lambda(o).\exp(-K_\lambda.x)$$

Pour une bande spectrale $\Delta\lambda$, délimitée par les longueurs d'onde λ_1 et λ_2, la transmittivité moyenne de l'épaisseur x est donnée par :

$$\overline{\tau}_{\Delta\lambda}(x) = \frac{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda(x).L_\lambda(s).\Delta\lambda}{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda(s).\Delta\lambda}$$

Il apparait clairement que la transmittivité moyenne, pour une bande spectrale $\Delta\lambda$ et pour une épaisseur donnée de cristal, est fonction de la composition spectrale du rayonnement incident, donc de la température de la source et des caractéristiques propres du cristal.

L'absorptivité moyenne pour une épaisseur x de cristal et pour la même bande spectrale se déduit de la transmittivité par la relation :

$$\alpha_{\Delta\lambda}(x) = 1 - \overline{\tau}_{\Delta\lambda}(x)$$

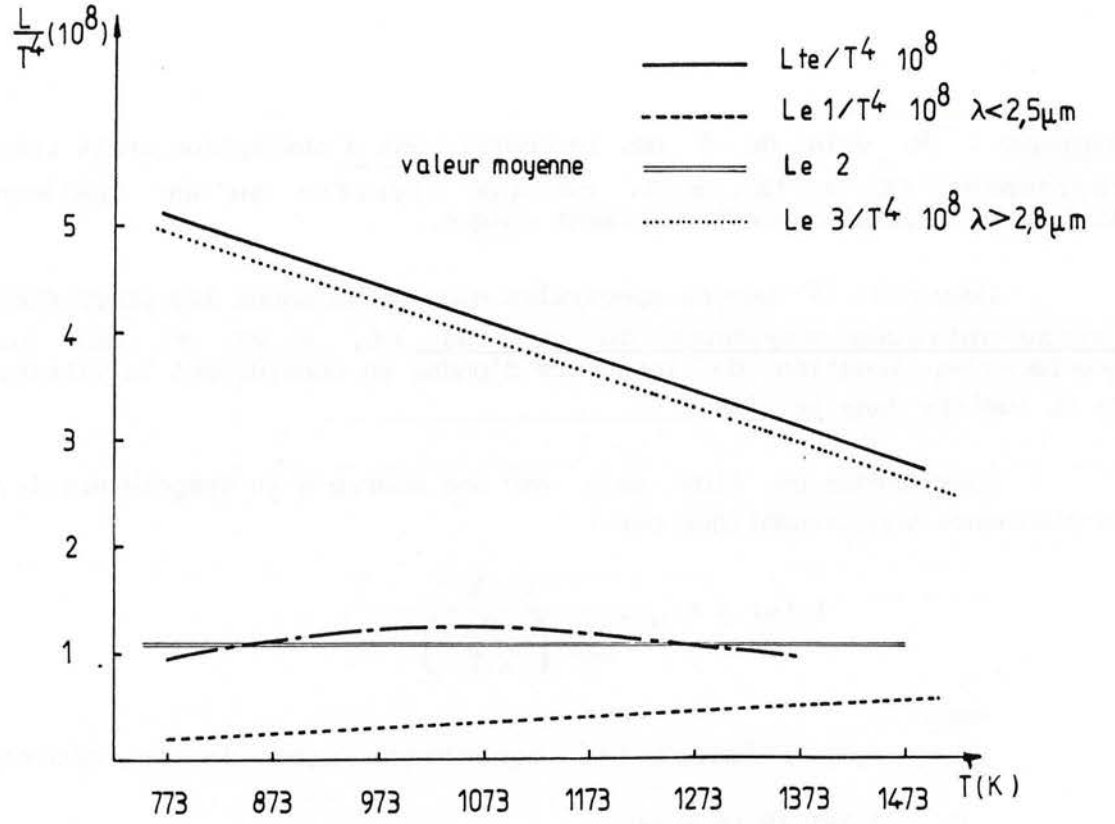


Fig. 43 : VARIATION DU RAPPORT DE LA LUMINANCE A LA PUISSANCE QUATRIEME DE LA TEMPERATURE POUR 5 MM DE CRISTAL.

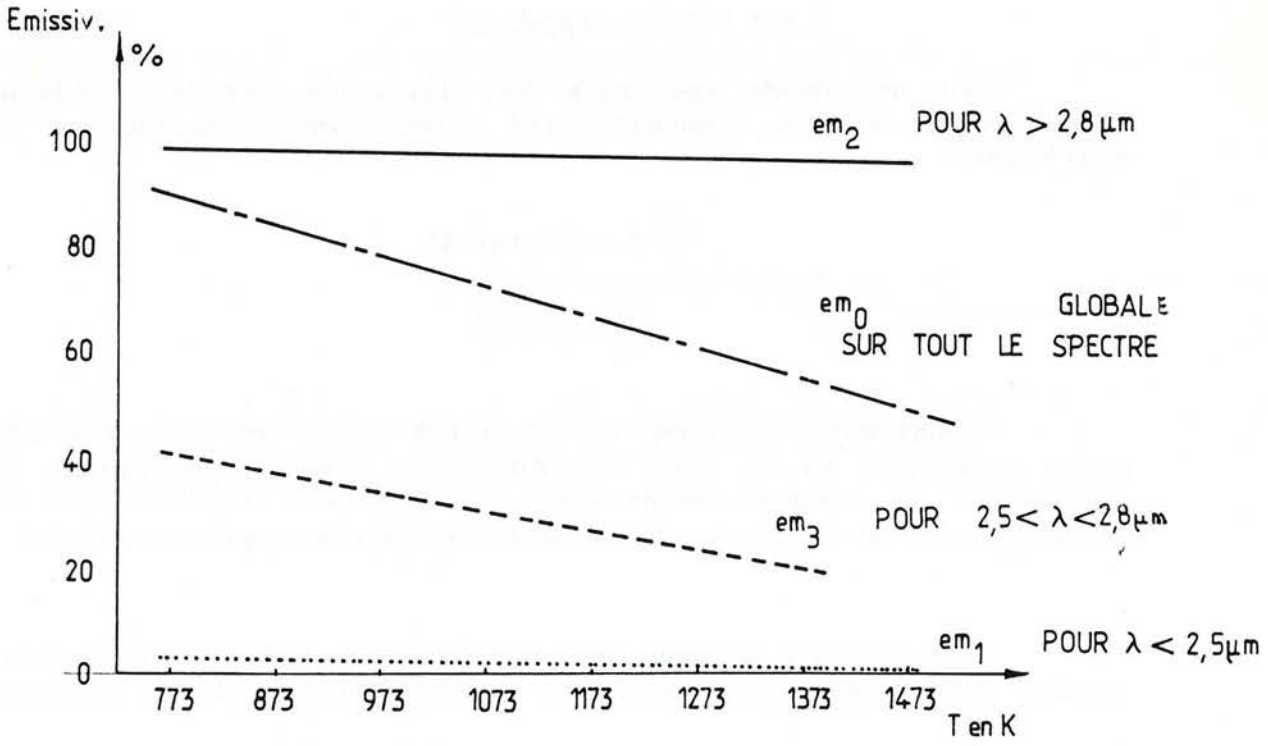


Fig. 43 b : VARIATION DE L'EMMISIVITE POUR CHAQUE BANDE SPECTRALE ET POUR 5 MM DE CRISTAL.

En ce qui concerne l'émissivité moyenne d'une épaisseur x de cristal, et compte tenu que $\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda$, elle n'est fonction que des caractéristiques de celle-ci, soit :

$$\bar{\epsilon}_{\Delta\lambda}(x) = \frac{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon_\lambda(x).L_\lambda(c).\Delta\lambda}{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda(c).\Delta\lambda}$$

Théoriquement, $\bar{\epsilon}_{\Delta\lambda}(x)$ est fonction de la température de la source et du récepteur alors que $\epsilon_{\lambda,}$ n'est fonction que de la température de la source.

Etant donné le spectre d'absorption du cristal, nous avons appliqué ce raisonnement à un modèle composé de trois bandes spectrales afin de mettre en évidence l'influence de la température du cristal quant à son comportement radiatif.

Les 3 bandes spectrales retenues sont définies ainsi :

- $0,1\ \lambda_m < \lambda < 2,5\ \mu m$
- $2,5\ \mu m < \lambda < 2,8\ \mu m$
- $2,8\ \mu m < \lambda < 10\ \lambda_m$

Nous limitons l'étendue du spectre à l'intervale $0,1\lambda_m$-$10\ \lambda_m$ correspondant à 99,5 % de l'énergie totale, λ_m étant la longueur du maximum d'emission

Pour des températures variant de 773 à 1373 K, et pour chaque bande spectrale, nous pouvons calculer et tracer l'évolution de la luminance (figure 43) et de l'absorptivité ou de l'émissivité moyenne en fonction de la température d'émission d'une épaisseur de 5 mm de cristal qui correspond à un découpage en N=10 zones.

Ces résultats suggèrent deux remarques intéressantes :

a) Pour une épaisseur donnée de cristal, l'évolution de l'absorptivité moyenne de bande est une fonction linéaire de la température et il en est de même pour la luminance.

Cela nous permet d'allèger les calculs lors de la résolution de de l'E.T.R. car nous pouvons remplacer les sommations spectrales par les expressions linéaires simples suivantes :

si $0,1\ \lambda_m < \lambda < 2,5\ \mu m$

$$\bar{\epsilon}_{\Delta\lambda 1} = 5,627\ 10^{-2} - 3,6\ 10^{-5}.T_c$$

$$\bar{I}_{\Delta\lambda 1} = (-1,79\ 10^{-2} + 4,8\ 10^{-5}).T_c^4$$

si $2,5\ \mu m < \lambda < 2,8 \mu m$

$$\bar{\epsilon}_{\Delta\lambda 2} = 6,78\ 10^{-1} - 3,54\ 10^{-4}.T_c$$

$$\bar{I}_{\Delta\lambda 2} = 0,1087.T_c^4$$

si $2,8\ \mu m < \lambda < 10\ \lambda_m$

$$\bar{\epsilon}_{\Delta\lambda 3} = 1,016 - 4,6\ 10^{-5}.T_c$$

$$\bar{I}_{\Delta\lambda 3} = (7,59 - 3,39\ 10^{-3}).T_c^4$$

Bien entendu, ces relation ne demeurent valables que pour le domaine de température $773 < T < 1373$ K.

b) Pour les longueurs d'onde inférieures à 2,5 µm, l'absorptivité de 5 mm de cristal demeure très faible et inférieure à 5 %. Cela semble contradictoire avec l'emploi de rayonnement infra-rouge court pour réchauffer le cristal.

Toutefois, les émetteurs I.R.C. ont des densités de puissance linéiques très supérieures aux émetteurs I.R.M. (4,6 kW contre 1,3 kW par tube installé), ce qui laisse penser que la quantité d'énergie absorbée demeurera plus importante.

Par contre, en infra-rouge court, la longueur d'onde correspondant au maximum d'émission est de 1 µm, une part importante de l'énergie ne sera pas absorbée par le bloc de cristal (figure 43) et risque de provoquer un échauffement des éléments constitutifs du four.

IV.3 BILAN ENERGETIQUE D'UNE ZONE i

Pour écrire ce bilan énergétique, nous adopterons les mêmes notations, en ce qui concerne l'émetteur et les propriétés thermo-optiques du cristal, que pour la modélisation simplifiée (Chap. III).

Nous nous proposons d'étudier séparément les contributions de chaque mode de transfert de chaleur pour exprimer les différents flux échangés par une zone quelconque i.

IV.3.1 Contribution radiative

Pour toute zone i, nous écrivons que la variation d'énergie résulte de son émission propre et des flux qu'elle absorbe et provenant de toutes les autres zones j (j variant de 1 à N+1, la N+1 ème étant le milieu extérieur).

Pour un ensemble de N zones de cristal, la variation de flux radiatif en i peut s'écrire :

$$\Phi_i = \Phi_{ei} + \sum_{j=1}^{n+1} \Phi_{ej,ai}$$

Φ_{ei} est le flux émis par i,
$\Phi_{ej,ai}$ est le flux absorbé par i et émis par j.

En faisant l'hypothèse du milieu gris pour chaque bande spectrale, et en considérant les flux monochromatiques, le bilan devient :

$$\Phi_{i,\Delta\lambda} = -\Phi_{ie,\Delta\lambda} + \sum_{j=1}^{n+1} \Phi_{ej,\Delta\lambda,ai}$$

L'expression du flux émis par chaque zone, dans une bande spectrale $\Delta\lambda$ est donnée par l'expression :

$$d\Phi_{ie,\Delta\lambda} = L_{i\Delta\lambda}.dS_i.d\Omega.d\Delta\lambda$$

Pour chaque zone, après intégration suivant les directions et sur la surface, on obtient :

$$d\Phi_{i,e,\Delta\lambda} = \pi . S_i . L_{i,\Delta\lambda} . d_{\Delta\lambda}$$

Or, on montre que la luminance monochromatique, dans un milieu dont l'indice de réfraction n est différent de 1, peut s'exprimer en fonction de la luminance dans le vide sous la forme :

$$L_{\Delta\lambda,c} = L_{\Delta\lambda,v} . n^2$$

D'autre part la luminance du corps considéré, le cristal, peut également s'exprimer en fonction de la luminance du corps noir à la même température :

$$L_{\Delta\lambda,c} = n . \bar{\epsilon}_{\Delta\lambda,c} . L^{\circ}_{\Delta\lambda}$$

avec $\epsilon_{\Delta\lambda} = 1 - \exp(-K_{\Delta\lambda} . x)$

D'où l'expression globale du flux émis par bande spectrale par chaque zone i de surface S_i à la température T_i :

$$d\Phi_{i,e,\Delta\lambda} = \pi . S_i . n^2_{\Delta\lambda} . \bar{\epsilon}_{\Delta\lambda} . L^{\circ}_{\Delta\lambda}(T_i) . d\Delta\lambda$$

$L^{\circ}_{\Delta\lambda}(T_i)$ est la luminance de la bande spectrale $\Delta\lambda$ a la temperature T_i :

$$L_{\Delta\lambda}(T_i) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L^{\circ}_{\lambda}(T_i) . d\lambda$$

D'où le flux total émis par chaque zone i :

$$\Phi_{i\,e} = \sum_{\Delta\lambda=1}^{M} \Phi_{i\,e,\Delta\lambda}$$

Le flux net échangé entre une zone i et les autres zones j du cristal ou l'ambiance s'écrit donc :

$$\Phi_{net\ i\to j} = \sum_{j=1}^{N+1} \Phi_{e\,i}(T_i) . \bar{\tau}_{ii-ji}(T_i) . \bar{\alpha}_j(T_i) - \sum_{j=1}^{N+1} \Phi_{e\,j}(T_j) . \bar{\tau}_{ii-ji}(T_j) . \bar{\alpha}_i(T_j)$$

Pour chaque surface, et pour chaque bande spectrale, nous calculons ainsi tous les flux nets échangés. Le flux radiatif échangé par une zone i est obtenu par sommation soit :

$$\Phi_i = \sum_{\Delta\lambda}^{M} \sum_{j=1}^{N} \Phi_{net\ i \to j}$$

ou encore :

$$\Phi_i = n^2 . S_i . \sum_{j=1}^{N} \sum_{\Delta\lambda=1}^{M} \left[\Phi_{e_i}(T_i) . \tau_{\Delta\lambda,|i-j|}(T_i) . \alpha_{\Delta\lambda,j}(T_i) - \Phi_{e_j}(T_j) . \tau_{\Delta\lambda,|i-j|}(T_j) . \alpha_{\Delta\lambda,i}(T_j) \right]$$

où $|i-j|$ prend en compte le chemin optique moyen entre les deux zones du cristal etudiées,

$\alpha_{\Delta\lambda,i}(T_j)$ est l'absorptivité de la zone i, calculée pour la bande spectrale $\Delta\lambda$, à la température de la zone j,

$\tau_{\Delta\lambda,|i-j|}(T_i)$ la transmittivité de l'épaisseur de cristal séparant i et j, calculée sur la bande spectrale $\Delta\lambda$ la température de la zone i .

IV.3.2 Contribution conductive

Le flux thermique par conduction à travers la paroi d'un tube est donné par la relation :

$$\Phi_{cond} = \frac{2.\pi.\lambda_c.L_c.(\theta_1 - \theta_2)}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}$$

Avec un découpage en N zones concentriques, d'épaisseurs égales, nous considérons que le flux est échangé entre deux zones immédiatement voisines et que les rayons sont ceux de la surface fictive située au centre de la zone.

Cela revient à faire l'hypothèse que la température est homogène dans l'épaisseur de la zone (cette hypothèse est d'autant plus vraisamblable que le pas du découpage est petit).

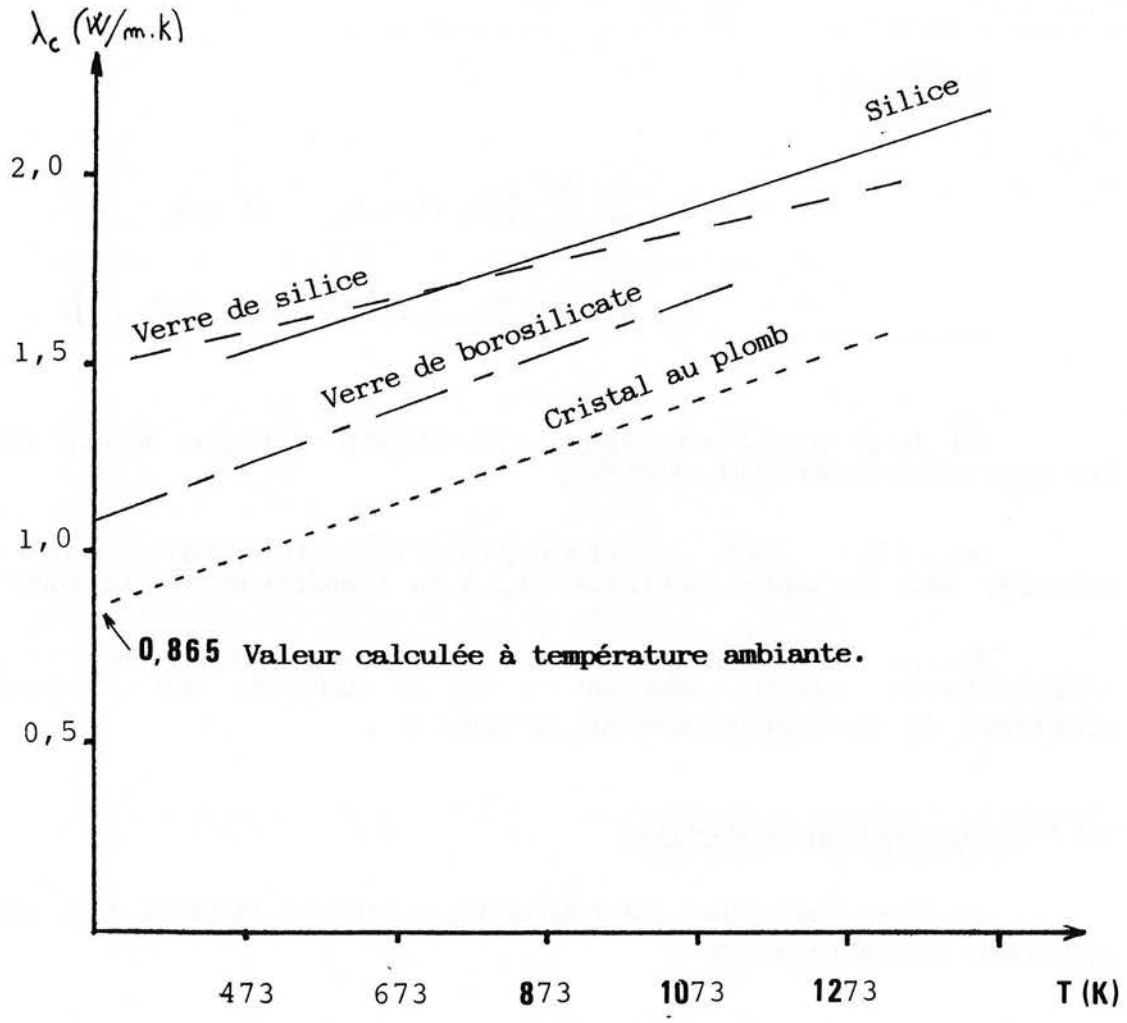


Fig. 44 : DETERMINATION DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DU CRISTAL PAR EXTRAPOLATION.

Nous avons donc pour un nombre de zones variant de 1 à N :

$$\Phi_3(i) = 2.\pi.L_c.\lambda_c(T_i).\left[\frac{T(i-1)-T(i)}{\ln\left(\frac{R_i}{R_{(i-1)}}\right)} - \frac{T(i)-T(i+1)}{\ln\left(\frac{R_{(i+1)}}{R_i}\right)}\right]$$

$\lambda_c(T_i)$ est la conductivite thermique du cristal a la température T_i .

Remarque : Pour i=1 nous écrivons que cette zone ne peut échanger de la chaleur par conduction qu'avec la zone 2; de même pour i=N, cette zone n'est en contact direct qu'avec la zone N-1.

Au chapitre II nous avons calculé la conductivité thermique du cristal à partir de sa composition et à température ambiante. Dans le cadre de notre étude, le cristal a une température moyenne de 900 °C et nous nous sommes inspirés des travaux de T. KUNC (26) pour calculer la variation de la conductivité thermique du cristal en fonction de sa température.

T. KUNC a étudié le transfert couplé conduction-rayonnement dans un M.S.T. et appliqué ses résultats à la détermination de la conductivité phonique des verres.

Il a développé une méthode d'identification, entre les résultats donnés par l'analyse numérique du couplage et ceux obtenus expérimentalement (mesure des profils de température et de flux de chaleur global transféré), pour déterminer la conductivité thermique vraie d'un milieu semi-transparent au sens de la loi de Fourier.

En outre, dans cette étude, il a montré qu'entre 400 et 800 K pour le verre de borosilicate et entre 400 et 1000 K pour le verre de silice, la conductivité phonique varie peu et de façon linéaire avec la température.

Nous faisons donc l'hypothèse que la conductivité thermique du cristal, qui n'est autre qu'un verre de composition particulière, a un comportement similaire et nous définissons sa variation avec la température par extrapolation des résultats se rapportant à différents verres comme le montre la figure 44.

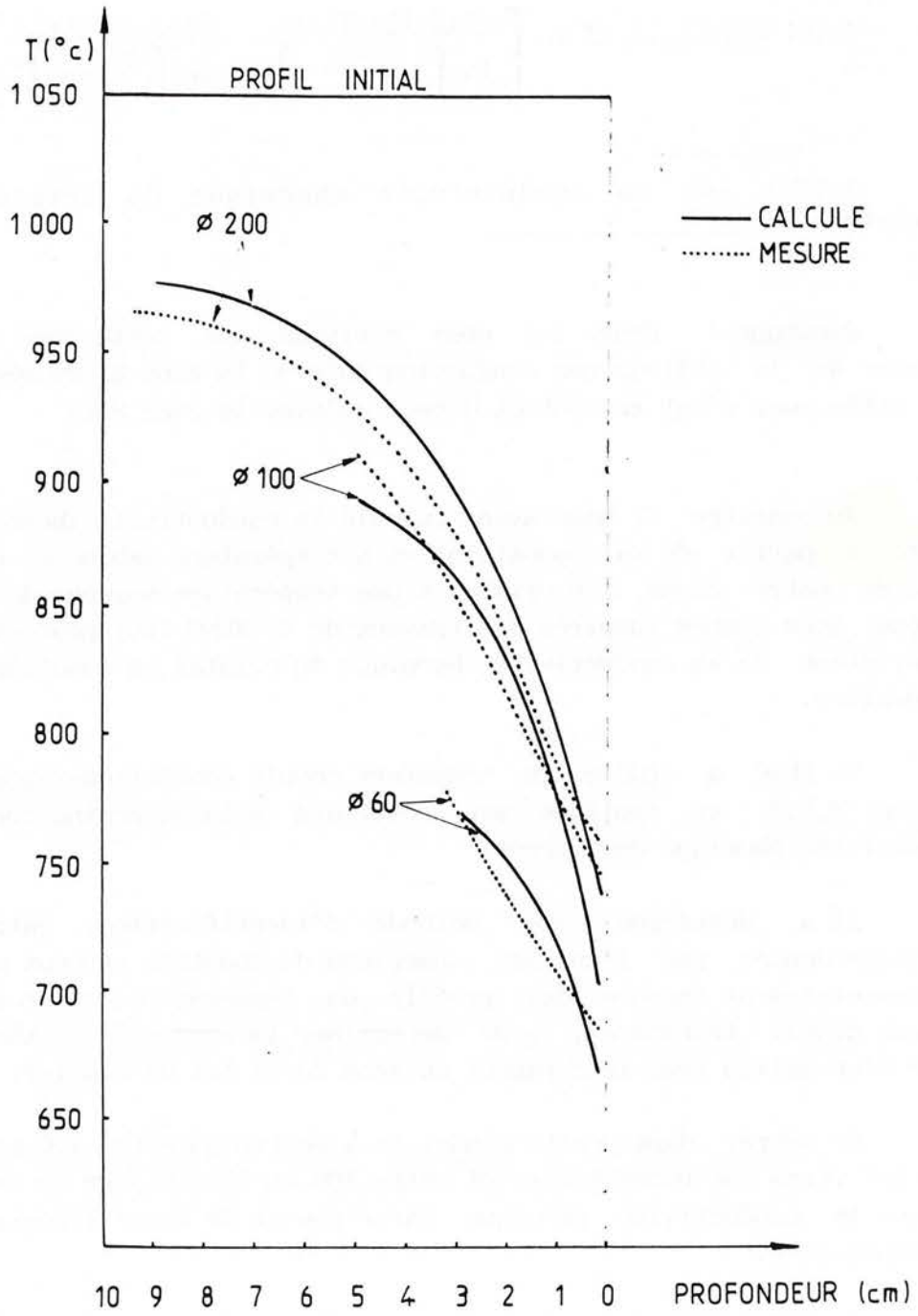


Fig. 45 : COMPARAISON DES PROFILS DE TEMPERATURE MESURES ET CALCULES POUR UN REFROIDISSEMENT DE 5 Min.

Ainsi la variation de la conductivité thermique du cristal en fonction de la température est décrite par la loi simple :

$$\lambda_c(T) = 0,634 + 8,47\ 10^{-4}\ T_c$$

IV.3.3 Contribution convective

Les échanges convectifs ne concernent que la zone N représentative de la surface extérieure du bloc de cristal.

Nous considérons que le cylindre de cristal est maintenu au bout de la canne de manutention aussi bien lors des périodes de refroidissement que de réchauffage et que la convection est naturelle.

Dans ces conditions, le flux échangé par la surface S_N du cristal à la température T_N avec le milieu extérieur est donné par la relation :

$$\Phi_4 = h.S_N.(T_N - T_{ext})$$

avec : $h = \frac{\lambda_{air}}{D}.\ a.(Gr.Pr)^b$

et $a = 0,53$ si $10^3 < Gr.Pr < 10^9$

$a = 0,10$ si $10^9 < Gr.Pr < 10^{12}$

$b = 1/4$ en régime laminaire et $1/3$ en régime turbulent.

En ce qui concerne les réchauffages dans le four à gaz, nous avons déjà signalé que l'apport convectif pouvait être négligé devant l'apport par rayonnement.

IV.4 RESULTATS OBTENUS

Le traitement informatique de ce système d'équations nous donne les variations de la température pour chaque zone en fonction du temps.

En ce qui concerne les **refroidissements**, si nous superposons les courbes expérimentales et les courbes calculées à l'aide de la modélisation, nous constatons un bon accord.

De plus, ce modèle nous permet de prévoir l'évolution de la température quelque soit le diamètre du bloc de cristal (figure 45)

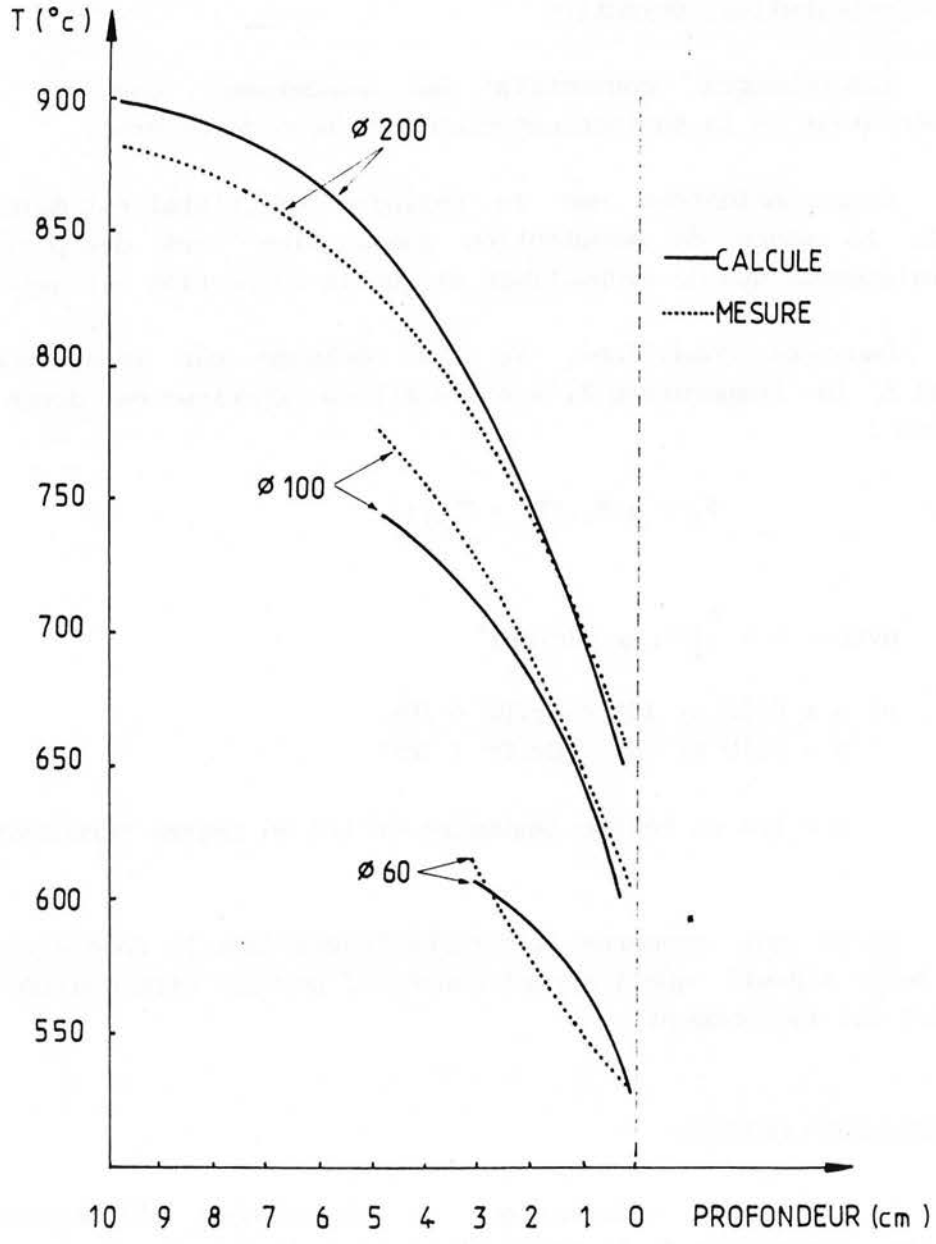


Fig. 45 b : COMPARAISON DES PROFILS DE TEMPERATURE MESURES ET CALCULES POUR UN REFROIDISSEMENT DE 10 Min.

avec une bonne concordance entre résultats expérimentaux et théoriques.

Ces résultats sont obtenus pour un découpage en zones de 5 mm d'épaisseur. Afin de valider ce modèle et de vérifier que les hypothèses formulées n'induisent pas des erreurs importantes, il nous parait important de le tester pour un pas de découpage plus fin.

Avec des pas de 1 et 0,1 mm, nous obtenons des résultats tout à fait comparables sans divergeance notable. Par contre les temps de calcul sont allongés de façon très importante, ce qui en outre, supprime l'intérêt de notre modèle pour une éventuelle utilisation en milieu industriel.

En ce qui concerne les réchauffages, il convient de souligner que les mesures ont été effectuées dans le four cylindrique existant alors que les calculs ont été menés en considérant des réflecteurs elliptiques tels que nous les avons prévus dans le futur équipement.

Aprés un même temps de réchauffage, les résultats calculés se superposent assez bien avec les résultats expérimentaux sauf près de l'axe du cylindre et près de sa surface.

Ces différences peuvent s'expliquer par le fait que les réflecteurs elliptiques favorisent un apport énergétique plus important au centre du bloc (effet de concentration) contrairement à ce qui se passe avec un four à surface cylindrique qui apporte plus d'énergie en surface.

Ce modèle nous permet de simuler l'évolution de la température en tous points du bloc de cristal en fonction des conditions extérieures. Nous allons donc l'exploiter pour définir le type de rayonnement infra-rouge ainsi que la puissance minimale qui sera nécessaire afin d'obtenir un réchauffage identique à celui du four à gaz avec un four à rayonnement infra-rouge pour un temps d'exposition voisin de 1 minute. Nous utiliserons ces résultats dans le chapitre V relatif à la conception et à la construction du four expérimental.

IV.5 Exploitation du modèle

L'utilisation de sources infrarouges et de réflecteurs permettant de concentrer le flux émis nous conduit à une exploitation intéressante du modèle pour simuler des réchauffages.

Dans un premier temps, nous avons procédé à une étude des performances d'absorption du cristal en fonction de la nature du rayonnement incident (I.R.C. ou I.R.M.).

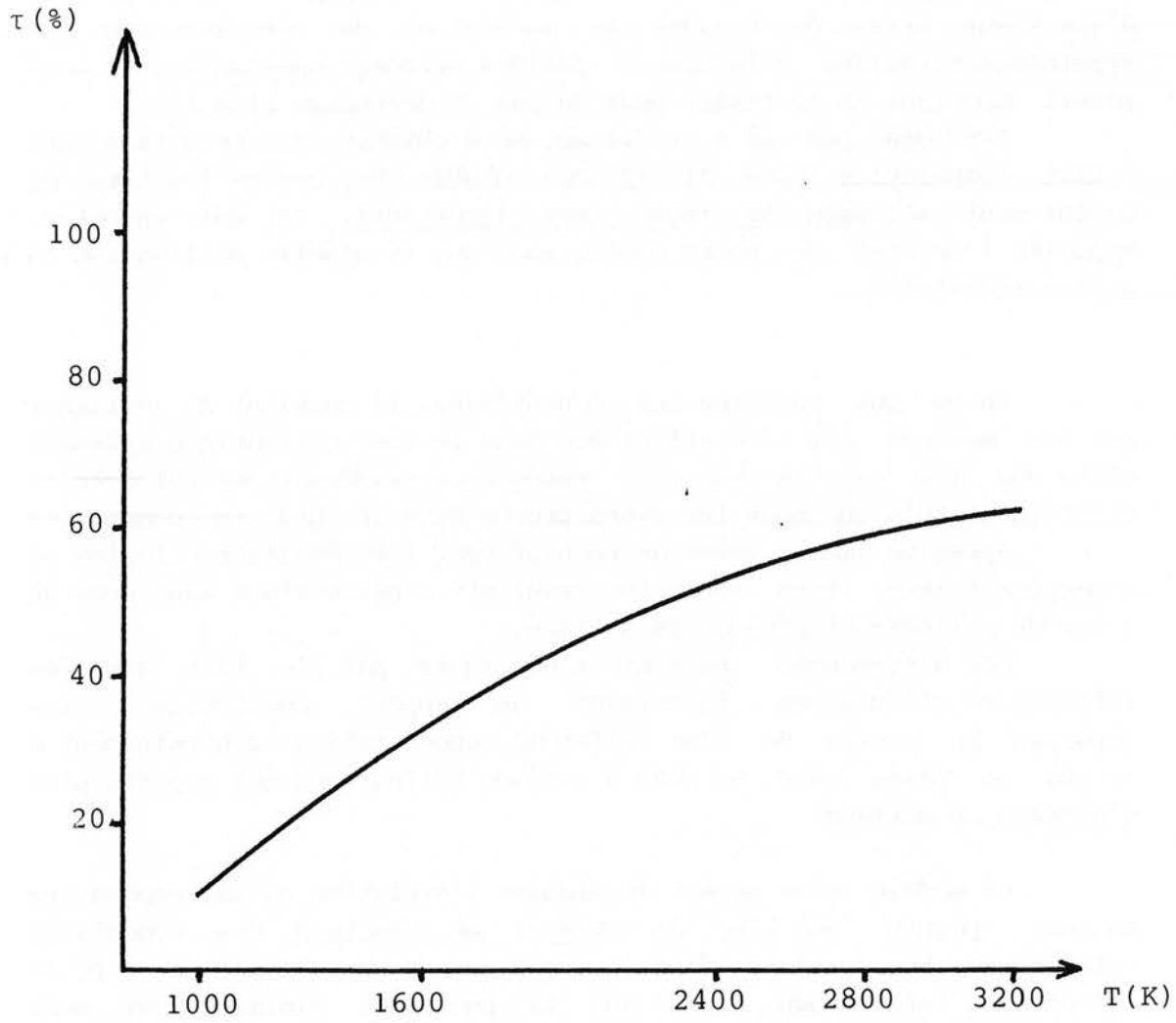


Fig. 46 : VARIATION DE L'ENERGIE TRANSMISE PAR 10 CM DE CRISTAL EN FONCTION DE LA TEMPERATURE D'EMISSION DE LA SOURCE I.R.

A cause de ses propriétés thermo-optiques, le cristal se comporte comme un corps à forte absorptivité pour les rayonnements dont la longueur d'onde est supérieure à 2,5 µm ce qui se caractérise par une absorption sélective et importante localisée au niveau des couches externes du bloc.

Pour les rayonnements dont la longueur d'onde est inférieure à 2 µm, le cristal est pratiquement transparent et n'absorbe qu'une faible proportion de l'énergie incidente.

La figure 46 représente la variation de la fraction d'énergie transmise par une épaisseur de 10 cm de cristal en fonction de la température d'émission de la source infrarouge.

Pour des températures d'émissions de 3200 K, la fraction d'énergie transmise atteint 60 % alors qu'elle n'est que de 30 % pour des températures d'émission de 1600 K.

En ce qui concerne le rendement du transfert énergétique, il apparait donc plus interessant d'utiliser l'infrarouge moyen.

Du fait de la technique employée lors des opérations de mise en forme des blocs de cristal, ce sont les couches externes qui se refroidissent le plus rapidement (au contact du moule métallique et des outils de formage). Elles nécessitent donc un réchauffage plus important que les zones centrales pour lesquelles un maintient en température est suffisant.

D'après les mesures de l'évolution de la température lors des réchauffages dans le four à gaz, la puissance moyenne absorbée par le cristal correspond à 5 kW. En prenant en compte l'énergie absorbable en fonction de la température d'émission, les puissances à mettre en oeuvre seraient 7 kW pour de l'I.R.M. à 1600 K et 18 kW pour de l'I.R.C. à 3200 K.

Pour définir le type de rayonnement (caractérisé par sa température d'émission) et les puissances à mettre en oeuvre, nous avons procédé à diverses simulations de réchauffage pour des puissances de 5, 10, 15, et 20 kW en I.R.C. et en I.R.M..

La comparaison des profils de température obtenus expérimentalement et par simulation numérique est riche en enseignement comme le montre les figures 47 et 48.

L'utilisation d'I.R.M. à 1600 K, avec une puissance utile de 5 kW permet de réchauffer correctement le cristal sur une profondeur de 5 mm, par contre le reste de la masse de cristal continue à se refroidir.

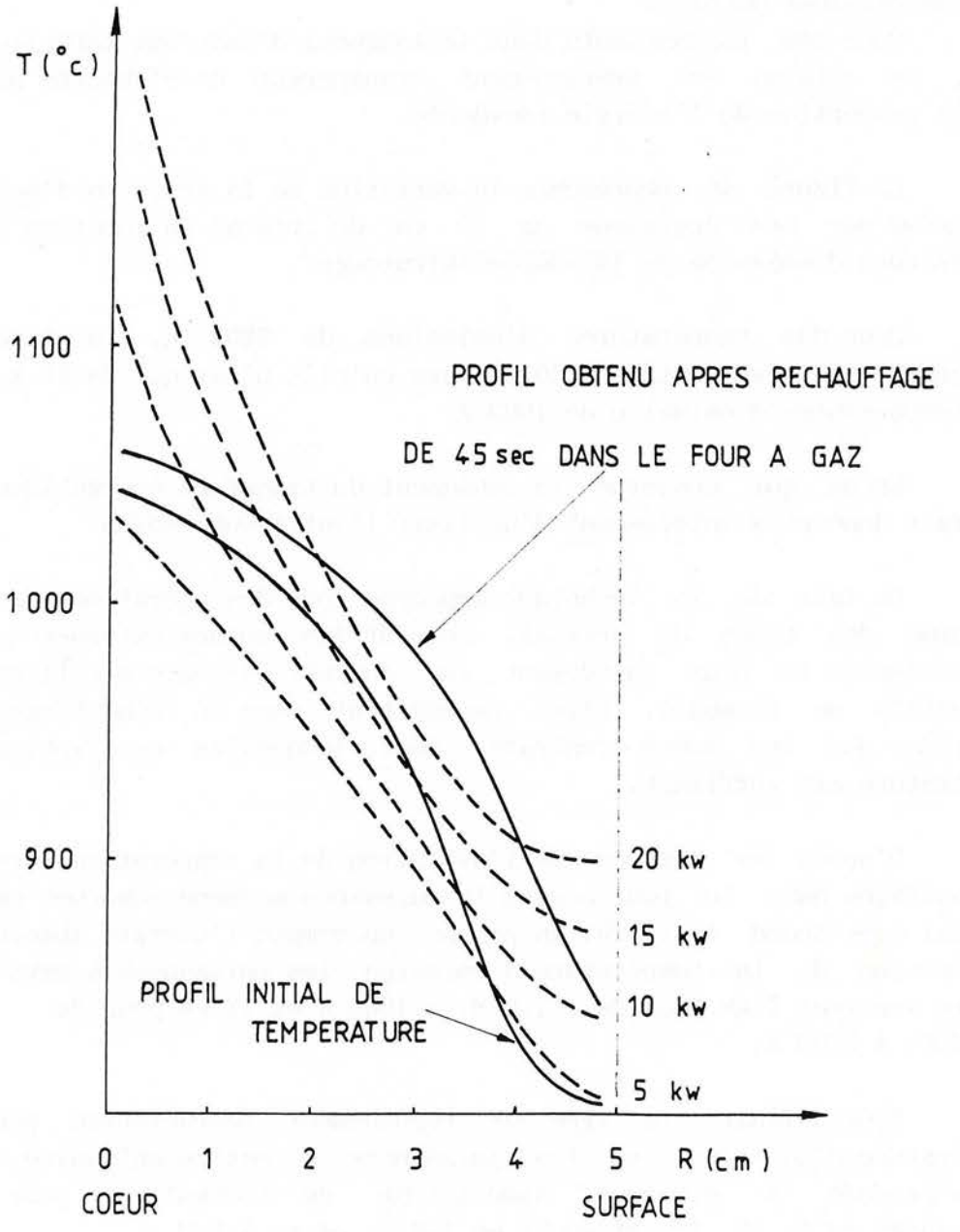


Fig. 47 : PROFILS DE TEMPERATURE OBTENUS PAR SIMULATION EN FONCTION DE LA PUISSANCE INSTALLEE POUR LES EMETTEURS I.R.C.

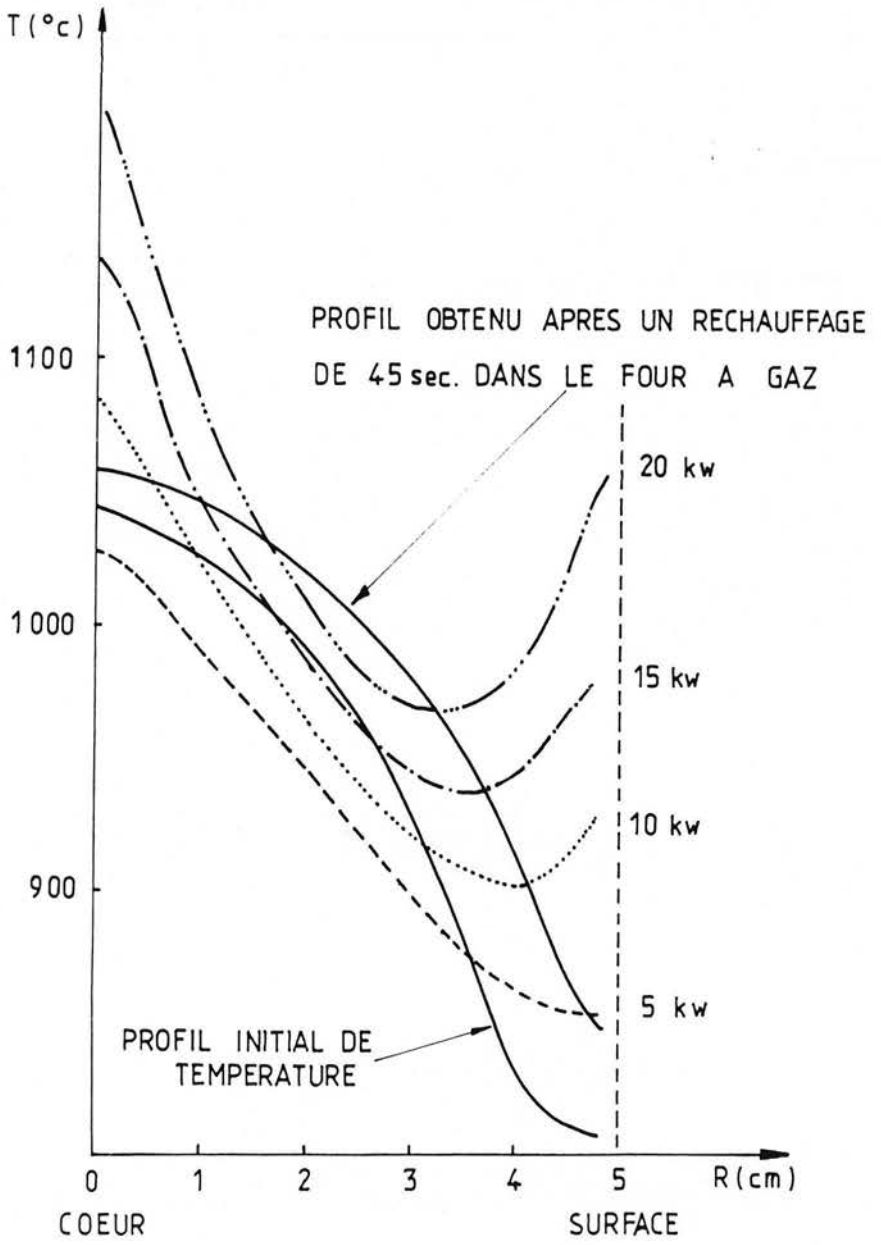


Fig. 48 : PROFILS DE TEMPERATURE OBTENUS PAR SIMULATION EN FONCTION DE LA PUISSANCE INSTALLEE POUR LES EMETTEURS I.R.M.

Pour que l'ensemble du bloc puisse être réchauffé, il est nécessaire d'employer une puissance minimum de 15 kW pour un temps de chauffe de 60 secondes.

Dans ces conditions, nous pouvons observer que les élévations de température en peau et au coeur du bloc sont très importantes (respectivement + 200 °C et + 100 °C), par contre à mi-rayon elles demeurent faibles (+ 20 °C).

Dans les mêmes conditions, l'utilisation d'I.R.C. à 2800 K permet un réchauffage en peau très satisfaisant (+ 70 °C) alors qu'il devient excessif au centre du bloc (+ 150 °C).

Dans tous les cas de figure, il apparait nécessaire de fournir une puissance suffisante de l'ordre de 15 kW pour assurer un réchauffage des zones situées à mi-rayon ce qui peut être obtenu soit avec l'I.R.M. soit avec l'I.R.C.

Avant de retenir l'une ou l'autre des deux possibilités, il est nécessaire de prendre en compte deux éléments particulièrement importants :

a) Par soucis d'économie d'énergie, mais aussi pour protéger les éléments constitutifs du four, nous devons maitriser les flux réémis et transmis par le cristal. A puissance égale, la fraction d'énergie transmise par le cristal est deux fois plus faible avec l'emploi de l'I.R.M. qu'avec celui de l'I.R.C., ce qui lui confère un certain avantage.

b) Il apparait important de limiter le nombre de tudes émetteurs nécessaires pour obtenir la puissance souhaitée. Or, en I.R.M. les densités de puissance linéiques sont de l'ordre de 6 kW/m alors qu'elles peuvent atteindre 190 kW/m pour l'I.R.C., cela représente respectivement 12 ou 3 émetteurs pour fournir une puissance de 15 kW.

Dans ces conditions, nous préconisons une solution mixte qui permettra de fournir la puissance nécessaire en optimisant le nombre d'émetteurs à mettre en oeuvre et les déperditions de flux.

Par exemple, la puissance requise de 15 kW pourrait être fournie par 4 émetteurs I.R.M. et 2 émetteurs I.R.C.. Toutefois, nous seront amené à modifier ces données en fonctions des matériels disponibles dans le commerce.

IV.6 CONCLUSION

Il est nécessaire de rappeler ici que la modélisation proposée a d'abord une finalité appliquée au problème posé qui était de

réchauffer du cristal au plomb par rayonnement infra-rouge. Toutefois l'intérêt fondamental de cette approche ne doit pas être négligé.

Nous avons engagé cette étude fondamentale pour étudier les principaux mécanismes de transfert de chaleur qui régissent les évolutions de température dans un bloc de cristal cylindrique lors des refroidissements et des réchauffages dans le four à gaz.

Ayant défini expérimentalement le comportement thermique du cristal et après l'avoir modélisé, nous avons défini une solution théorique qui doit permettre, après mise en oeuvre, d'obtenir un réchauffage similaire avec le rayonnement infra-rouge.

En ce qui concerne la conception d'un four expérimental, cette approche, qui donne des résultats cohérents avec l'expérience, nous parait suffisante.

Cependant nous sommes conscients qu'elle demeure incomplète car nous ne prenons pas en compte les échanges longitudinaux. Nous décrivons uniquement le comportement thermique d'une large portion centrale du bloc sans connaitre exactement celui des extrémités planes.

Pour augmenter le champ d'application de nos travaux, nous prévoyons de développer, en nous inspirant de l'analyse nodale associée à la méthode de HOTTEL (6), une modélisation plus complète prenant en compte les échanges thermiques dans les trois dimensions.

CHAPITRE V

CONCEPTION ET REALISATION D'UN FOUR EXPERIMENTAL

Ayant défini la solution théorique, il convient maintenant de rechercher les matériels qui permettrons de la mettre en oeuvre.

V.1 LA SOLUTION TECHNIQUE

Les principales contraintes techniques à respecter sont les suivantes :

- la durée du réchauffage ne doit pas excéder 40 à 60 secondes,

- la répartition du flux doit être homogène sur toute la surface du bloc,

- la température finale du bloc doit être uniforme et comprise entre 950 et 1000 °C .

De plus, nous devons supprimer les principaux inconvénients des fours à gaz en ce qui concerne :

- la consommation énergétique et l'inertie thermique,

- la pollution sonore et la pollution atmosphèrique due à la volatilisation du plomb.

Avec l'emploi de l'infra-rouge d'origine électrique, nous supprimons la convection forcée entre les produits de combustion et le cristal et donc la pollution par l'oxyde de plomb ainsi que l'inertie thermique.

Pour assurer une répartition homogène du flux, nous conservons la géométrie cylindrique du four à gaz.

De plus, nous utilisons des réflecteurs de forme elliptique afin de concentrer le flux vers le centre du bloc (l'émetteur et l'axe du bloc étant respectivement aux deux axes focaux de chaque réflecteur cylindrique à surface de révolution elliptique.

L'analyse des résultats expérimentaux permet de connaitre l'énergie absorbée par un bloc de cristal de 100 mm de diamètre pendant un réchauffage dans des conditions normales avec un four à gaz.

A partir des élévations de températures de chaque zone, nous trouvons que le bloc de cristal absorbe en moyenne 220 kJ pendant les 55 secondes de réchauffage, ce qui correspondrait à une puissance nécessaire 5 kW.

Comme la puissance fournie par les fours à gaz était voisine de 50 kW (soit un rendement voisin de 8 %), nous avons conçu un four expérimental à rayonnement infra-rouge dont la puissace maximale serait celle des fours à gaz et cela bien que les diverses simulations réalisées avec la modélisation nous conduisaient à penser que l'emploi de 4 emetteurs I.R.C. complétés de 4 émetteurs I.R.M. suffisait pour aboutir au résultat escompté.

La réalisation d'un four comportant 24 ensembles émetteurs-réflecteurs nous paraissait interessante car nous pouvons ainsi modifier leur emplacement dans le four pour en déterminer la position la plus favorable et de plus nous pourrons en cas de besoin accroitre la puissance et atteindre 50 kW bien qu'une telle puissance soit certainement trop importante.

V.2 LES MATERIELS

De nombreux auteurs ont traité le rayonnement infra-rouge et ses applications pour l'industrie, c'est le cas notamment de PELISSIER (38), VIALIER (39) et FOREST (40).

Pour les applications industrielles, on exploite le domaine qui s'étend de 0,76 à 10 µm. Il est habituellement divisé en 3 bandes spectrales dont les limites varient quelque peu suivant les auteurs :

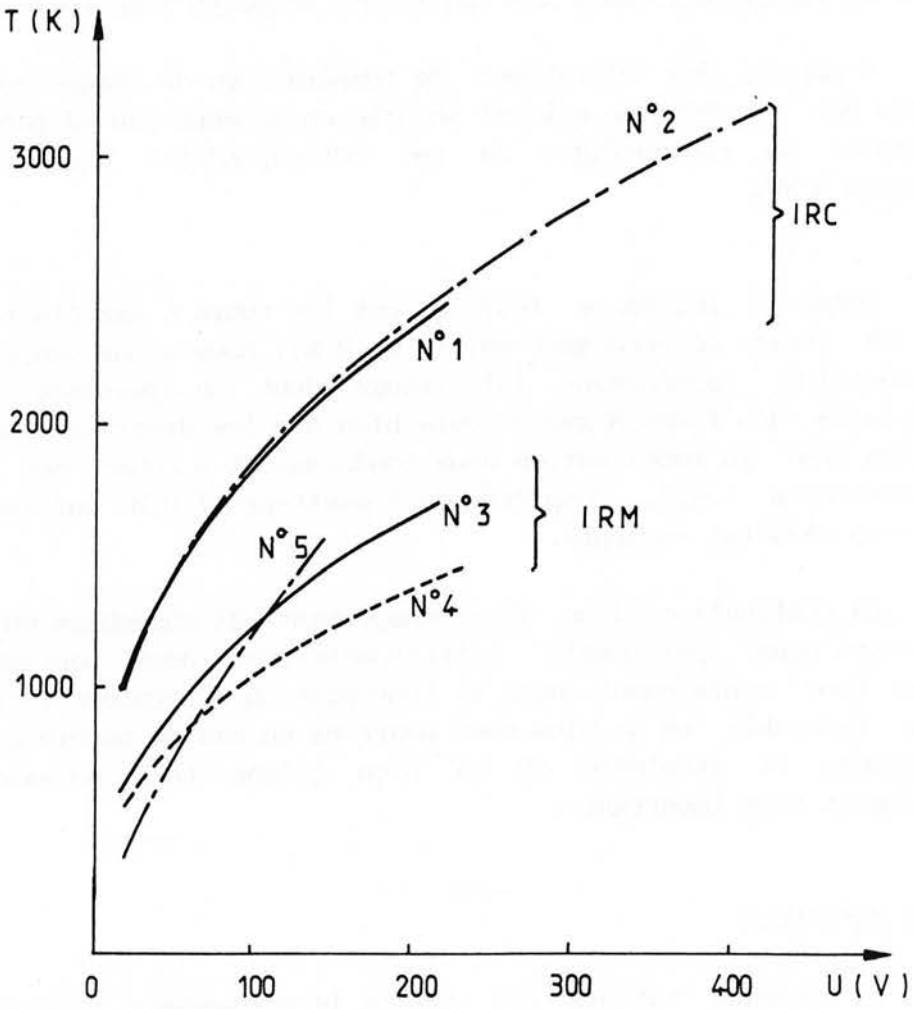


Fig. 49 : VARIATION DE LA TEMPERATURE D'EMISSION EN FONCTION DE LA TENSION.

	ORFEUIL (41)	HUDSON (42)
L'infra-rouge court	0,76 à 2 µm	0,75 à 3 µm
L'infra-rouge moyen	2 à 4 µm	3 à 6 µm
L'infra-rouge long	4 à 10 µm	6 à 15 µm

A ces trois bandes qui constituent le domaine des applications industrielles du spectre infra-rouge, correspond 3 types d'émetteurs qui sont caractérisés par des technologies et des températures d'émission différentes.

V.2.1 Les émetteurs infra-rouges

Dans ce chapitre nous n'aborderons que les émetteurs susceptibles d'être utilisés pour l'application qui nous concerne.

Les émetteurs à rayonnement infra-rouge court (I.R.C.) sont constitués par des tubes de verre de silice (quartz fondu) de faible épaisseur (0,5 mm) dans l'axe duquel se trouve disposé, généralement sous vide partiel avec ou sans halogène), une spirale de tungstène.

L'emploi du quartz s'explique par ses propriétés optiques et thermomécaniques. Pour des longueurs d'onde inférieures à 3 µm, il est parfaitement transparent; de plus, il est peu sensible aux chocs thermiques et il est très mauvais conducteur de la chaleur.

La température d'émission du filament varie de 2000 à 3200 K et les puissances mises en jeu varient de 500 à 4600 W.

Les émetteurs en infrarouge moyen (I.R.M.) sont constitués par des tubes en silice fondue transparente. Le filament de tungstène est remplacé par une résistance en fil ou ruban (Ni-Cr ou Fe-Cr-Al), pratiquement insensible à l'air.

Le maximum d'émission de ces émetteurs se situe vers 2,6 µm pour des températures d'émission voisines de 1200 °C et ils permettent d'atteindre des puissances de l'ordre du kW.

Pour minimiser le facteur de forme lié au rapport des longueurs entre émetteur et bloc de cristal (150 mm), nous avons retenus 5 types d'émetteurs dont les caractéristiques principales sont rassemblées dans le tableau suivant.

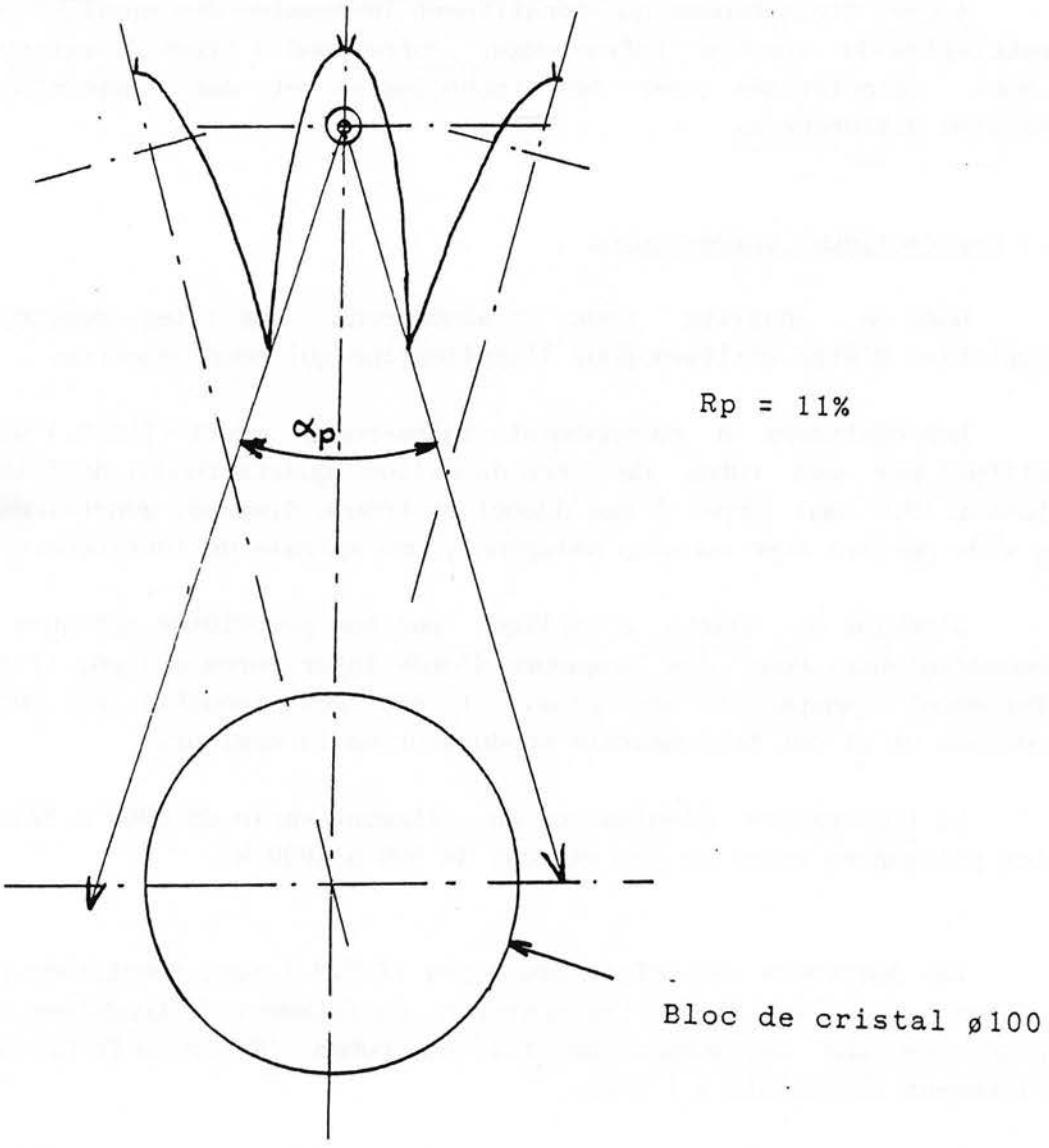


Fig. 50 : FORME DES REFLECTEURS ET RAYONNEMENT PRIMAIRE.

Caractéristiques des différents émetteurs.

	N°1	N°2	N°3	N°4	N°5
enceinte transparente					
diam. ext. (mm)	9,75	9,88	12	12	12
épaisseur (mm)	1,25	1,24	1	1	1
filament					
diam.fil (mm)	0,38	0,38	0,64	0,64	0,64
diam.spire (mm)	2,96	3,14	9,5	9,5	9,5
long.fil. (mm)	289	240	280		240
surf.rayon.(10^{-3} m)	2,34	2,37	8,48		7,16
temp.d'émis. (K)	2450	3200	1600	1420	1140
tension nom. (V)	250	400	190	220	95
puis. nom (W)	2000	4600	1000	3000	850

Pour chacun d'eux, nous avons mesuré la variation de la température du filament en fonction de la tension sous laquelle il est alimenté. Cela nous permet en outre de connaitre sa température à tout instant, au cours des essais sur site, en ne réalisant qu'une mesure de tension.

Lors de l'analyse de ces résultats, il est apparu que la variation de la température en fonction de la tension ou de l'intensité est linéaire lorsqu'elle est représentée en coordonnées logarithmiques.

Nous avons consigné dans le tableau suivant les lois de variation de la température d'émission en fonction des grandeurs électriques établies à partir des résultats expérimentaux.

	T = f(U)	T = f(I)	T = f(P)
N°1	$310,5 . U^{0,38}$	$548,5 . I^{0,71}$	$377,4 . P^{0,25}$
N°2	$314,7 . U^{0,38}$	$578,4 . I^{0,70}$	$389,0 . P^{0,25}$
N°3	$164,1 . U^{0,43}$	$287,6 . I^{0,64}$	$207,0 . P^{0,26}$
N°4	$158,9 . U^{0,41}$	$259,0 . I^{0,65}$	$208,9 . P^{0,24}$
N°5	$40,3 . U^{0,74}$	$251,5 . I^{0,73}$	$97,1 . P^{0,37}$

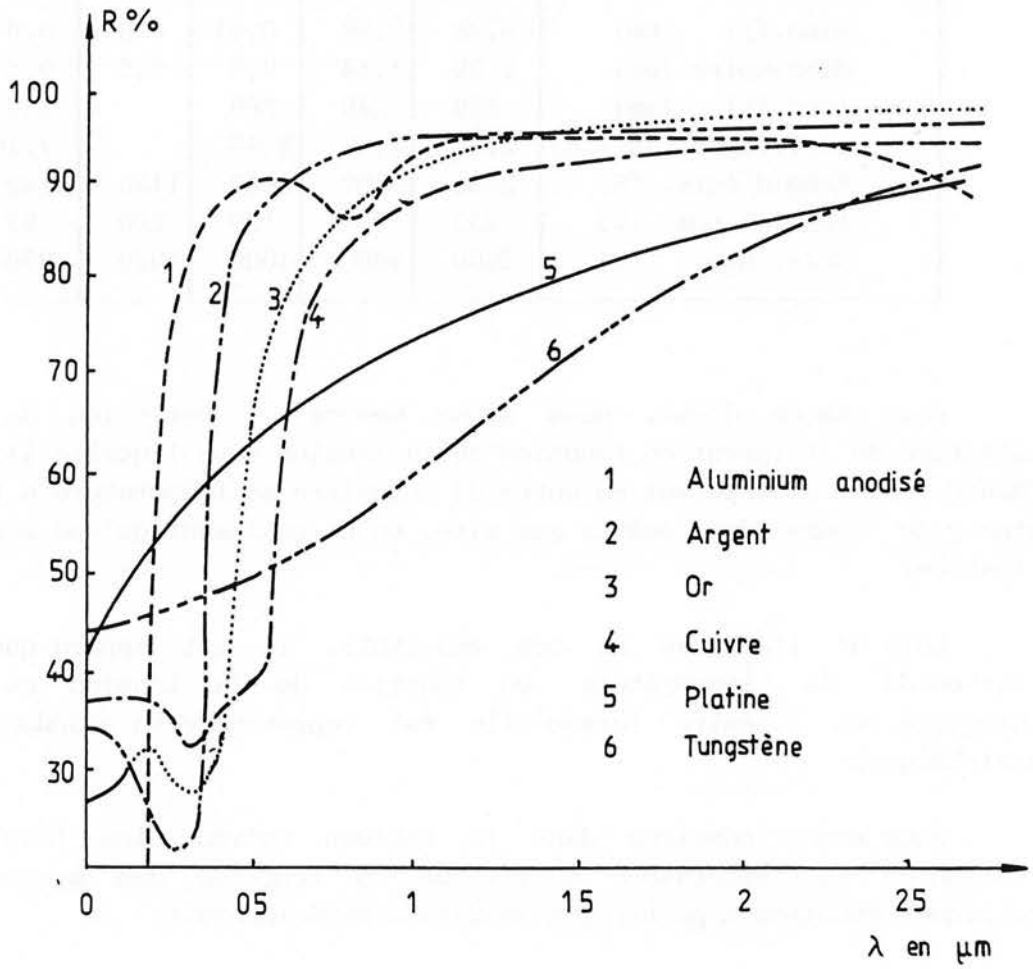


Fig. 51 : COEFFICIENT DE REFLECTION DE DIFFERENTS MATERIAUX.

Pour les émetteurs I.R.C., quelque soit l'émetteur et pour une tension donnée, la température du filament est la même. Il apparait donc intéressant de choisir celui qui supporte la plus grande tension sachant qu'en faisant varier celle-ci, nous pouvons obtenir des températures d'émission donc des longueurs d'ondes réparties sur un plus grand intervalle.

V.2.2 Les réflecteurs

Pour obtenir une répartition homogène de l'énergie sur la surface du bloc de cristal nous avons choisi une géométrie cylindrique équipée de réflecteurs à section elliptique ce qui permettra de concentrer l'énergie sur le cristal.

Avec ce type de réflecteurs, il subsiste une fraction non négligeable (jusqu'à 20 %) de rayonnement qui n'est pas concentré. Il s'agit du rayonnement primaire (figure 50).

Nous avons donc recherché une forme permettant de limiter au maximum le rayonnement primaire tout en essayant de conserver des dimensions réduites pour le four.

Pour fabriquer ces réflecteurs, nous avons choisi de l'aluminium anodisé qui présente l'avantage d'être facile à travailler lorsqu'il est en feuille. Cependant, il existe des matériaux dont les performances au niveau de la réflection sont meilleures (figure 51); mais nous ne les utiliserons pas car leur prix de revient est élevé.

Ce type de réflecteur est à réflexion spéculaire, il suit donc les lois de l'optique géométrique. Cela impose que la matrice doit être réalisée avec une très grande précision sinon on ne maitrise plus les flux énergétiques.

V.3 ETUDE THERMOCINETIQUE

Nous avons réalisé cette étude afin de maitriser le comportement des différents éléments constitutifs du four mais aussi pour effectuer les choix technologiques qui permettront leur mise en oeuvre.

En effet, tous les montages avec des émetteurs à rayonnement infra-rouge doivent être refroidis, pour éviter une surchauffe excessive des éléments (émetteurs, réflecteurs, connections électriques ...) due aux puissances mises en jeu.

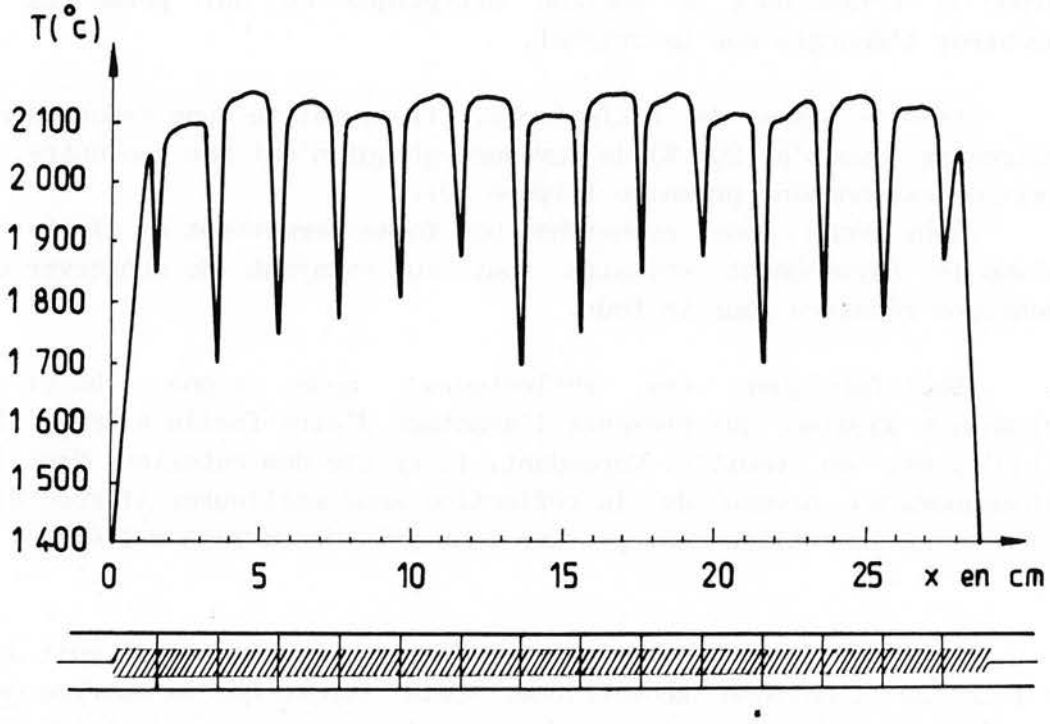


Fig. 52 : EVOLUTION DE LA TEMPERATURE LE LONG D'UN FILAMENT DE TUNGSTENE POUR UNE TENSION DONNEE.

V.3.1 Carte thermique d'un filament

Notre étude s'appuyant sur les capacités d'absorption sélective du cristal, il est important que l'émetteur ait une température homogène.

Or, nous avons observé qu'il existait des différences de températures importantes le long du filament de tungstène. Nous avons donc cherché à établir une carte thermique d'un tel filament en réalisant des mesures de température à tension constante tous les deux millimètres en déplaçant l'émetteur devant le pyromètre.

Ces écarts de température (figure 52) peuvent atteindre 750 °C pour les I.R.C.; les températures les plus faibles se situant aux extrémités du filament et au niveau de chaque spire de centrage.

Ces différences s'expliquent par une perte thermique par conduction,d'une part avec les extrémités (le métal qui relie le filament aux connections est bon conducteur de la chaleur), d'autre part avec les spires de centrage (elles sont de nature différente et sont en contact avec le tube de quartz).

Pour les émetteurs I.R.M. les variations de température sont nettement moins marquées. La spire a un diamètre plus grand et le filament est en contact permanent avec le tube de silice. La déperdition se trouve donc répartie sur toute la longueur.

Nous avons présenté les résultats de nos mesures sous forme de courbes (figure 53) analogues à celles qui sont données par les fabricants d'émetteurs I.R.C. .

Ces diagrammes permettent, à partir d'une donnée, de déterminer les autres caractéristiques et ainsi de connaitre les conditions de fonctionnement de ces émetteurs et par conséquent d'en déduire le flux absorbé par le cristal.

V.3.2 Schéma aéraulique

Etant donné les puissances qui peuvent être mises en jeu (50 kW) et les fractions importantes de flux qui ne seront pas absorbées par le cristal (10 % de rayonnement primaire et 35 % dû au rapport des longueurs), il est nécessaire d'évacuer cette énergie afin d'éviter une surchauffe excessive des différents éléments.

Nous assurons le refroidissement des différents éléments au moyen d'une circulation d'air. La configuration cylindrique impose un

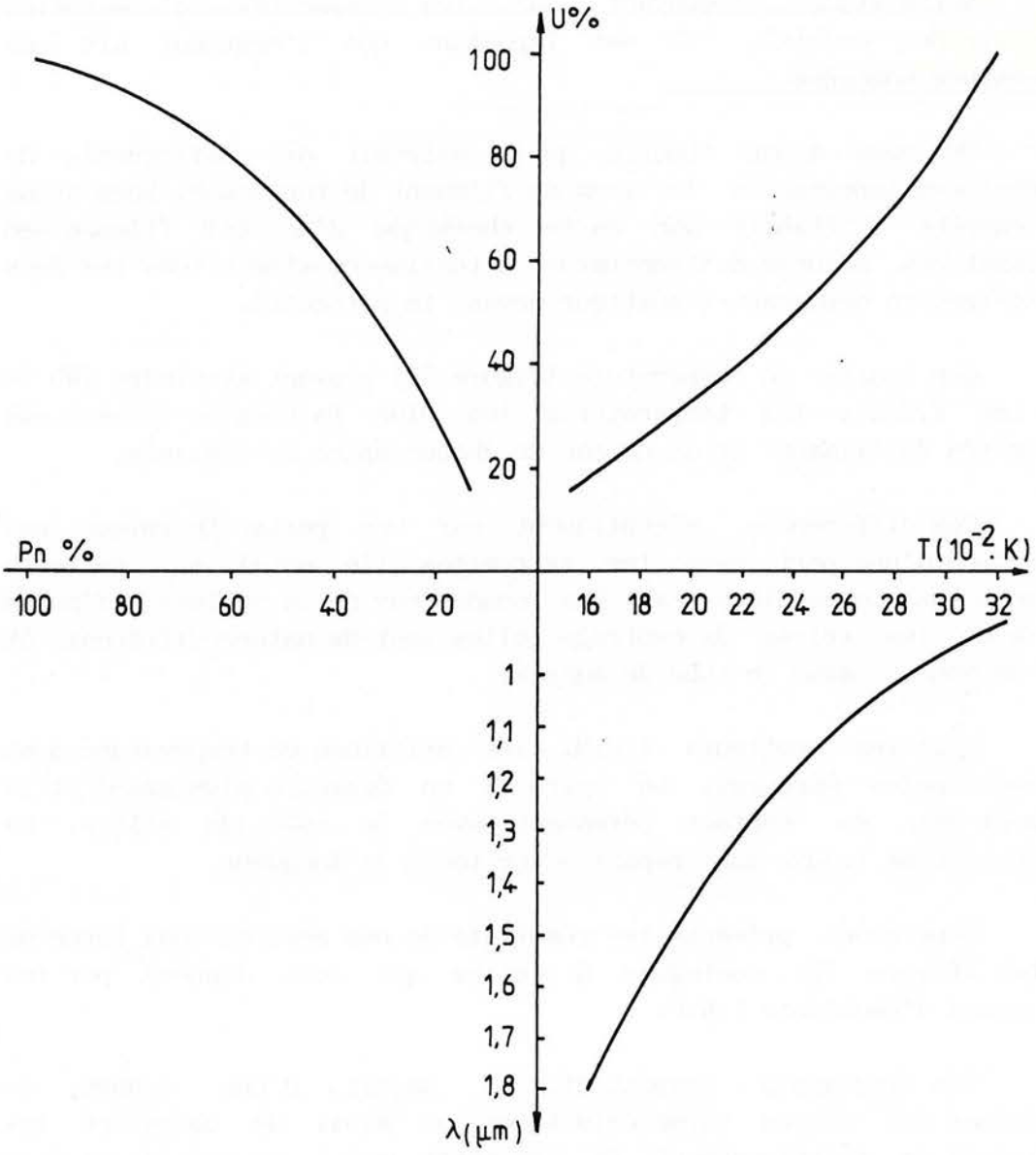


Fig. 53 : DIAGRAMME I.R.C..

refroidissement doit être efficace car le rayonnement émis par les émetteurs et qui n'est pas absorbé par le cristal l'est par les réflecteurs après de multiples réflexions.

De plus il faut particulièrement veiller à ce que l'air ne refroidisse pas le bloc de cristal. C'est pourquoi nous avons envisagé un refroidissement longitudinal des réflecteurs.

Un ventilateur situé à l'arrière du four aspire l'air qui rentre par des orifices aménagés sur la face avant et circule parallèlement aux réflecteurs et aux émetteurs.

L'étude thermique du problème nous permet de définir et de dimensionner le ventillateur.

Deux conditions nous sont imposées :
- la température de l'air extrait ne doit pas excéder 60 °C
- celle des réflecteurs doit demeurer inférieure à 200 °C.

La solution envisagée correspond à une puissance installée voisine de 20 kW. Une partie de ce flux sera absorbée par les réflecteurs dont l'absorptivité est égale à 0,05. De plus, la différence de longueur entre les émetteurs et le bloc de cristal se traduit par un facteur de forme qui est de 0,63.
Dans ces conditions, le flux à évacuer est de l'ordre de 8 kW.

En assimilant chaque demi réflecteur à une plaque plane avec une incidence nulle, les valeurs de la fonction $Nux/(Rex)^{\cdot 5}$ sont donnés par H. SCHLICHTING (43) pour $0,6 < Pr < 10$:

$$0,332.\ Pr^{\frac{1}{3}} = \frac{Nux}{\sqrt{Rex}}$$

Le coefficient moyen de convection pour la longueur L de la plaque est alors :

$$h_m = \frac{\int_0^L h.dx}{L} = 0,664.\frac{\lambda_{air}}{L}.Re_L^{0,5}.Pr^{0,33}$$

En prenant les caractéristiques de l'air à la température de film, il devient possible d'exprimer h_m en fonction de la vitesse moyenne de l'air circulant dans un canal dont la forme peut être assimilée à un triangle soit :

$$h_m = 0,664 . \frac{\lambda_{air}}{L} . \left(\frac{\rho . L}{\eta} \right) U_m^5 . Pr^{0,33}$$

ou encore apres application numerique :

$$h_m = 8 , 1 0 4 . U_m^{0,5}$$

Connaissant le flux à évacuer et la surface d'échange, il est alors possible de calculer la vitesse de l'air dans un canal.

En considérant que la répartition énergétique du flux est homogène, nous obtenons une vitesse calculée de 5,63 m/s qui correspond à un débit total aspiré de 0,28 m^3/s.

Dans ces conditions, la température de l'air à la sortie du four est de 43 °C.

Pour nous garantir une certaine marge de sécurité, nous avons choisi un ventillateur capable d'extraire 0,5 m^3/s, soit le double de la valeur calculée. Cela permet notament de compenser les pertes de charges que nous ne pouvons pas facilement évaluer à priori.

V.4 REALISATION DU FOUR EXPERIMENTAL

Nous avons dessiné les plans (annexe III) des pièces mécaniques constitutives du four et nous en avons confié la réalisation aux cristalleries de Baccarat.

Le four se compose essentiellement d'une enveloppe cylindrique qui rigidifie l'ensemble et canalise la veine d'air. Deux disques, face avant et face arrière permettent :

- le passage des émetteurs; la fixation des linguets supportant les émetteurs sert également de connection électrique,

- le passage des tiges qui maintiennent les réflecteurs,

- les orifices d'admission d'air de refroidissement.

Nous utiliserons les émetteurs n° 2 (I.R.C) et n° 5 (I.R.M), (leurs caractéristiques sont consignées dans le tableau page 167). Nous avons choisis ces émetteurs car ils ont la même longueur, et ils sont équipés du même type de connection ce qui les rend parfaitement interchangeables.

Il est possible de diminuer la tension aux bornes de l'émetteur n° 2 et donc de faire varier sa température d'émission (de 2000 à 3200 K) ce qui a pour intéret d'adapter le spectre d'émission au spectre d'absorption du cristal tout en conservant des niveaux de puissance importants (de 2 à 4,5 kW).

L'émetteur n° 5 dont la température d'émission est de 1600 K est destiné à réchauffer les couches externes du bloc.

Le four est alimenté par une armoire de électrique équipée d'une minuterie permettant de programmer des cycles de chauffage déterminés. Un gradateur triphasé nous permet de faire varier la tension d'alimentation des émetteurs et de régler ainsi facilement, par simple lecture des grandeurs électriques, leur température d'émission.

Enfin un ventilateur dont la vitesse de rotation est 1360 tr/min extrait un débit d'air maximum (sans pertes de charges) de 0,5 m^3/s ce qui devrait permettre de maintenir la température des réflecteurs inférieure à 200 °C.

V.5 ESSAIS AVEC LE FOUR EXPERIMENTAL

Avant tout essai réel sur site, il convenait de tester le four en laboratoire afin de connaitre parfaitement le comportement des différents éléments.

Ces expérimentations menées de façon systématique, en analysant après chacune d'elles le comportement de l'installation, nous ont permis de modifier certains paramètres en fonction du but à atteindre.

V.5.1 Essais en laboratoire

Après une première phase de réglages divers, nous avons procédés à des essais préliminaires afin d'observer le comportement thermique et l'évolution des températures des différents éléments constitutifs pour des puissances et des temps donnés.

Nous avons en suite simulé des essais en charge (un cylindre métallique figurait le bloc de cristal) pour dresser un bilan énergétique et vérifier nos prévisions.

V.5.1.1 Etude du circuit aéraulique

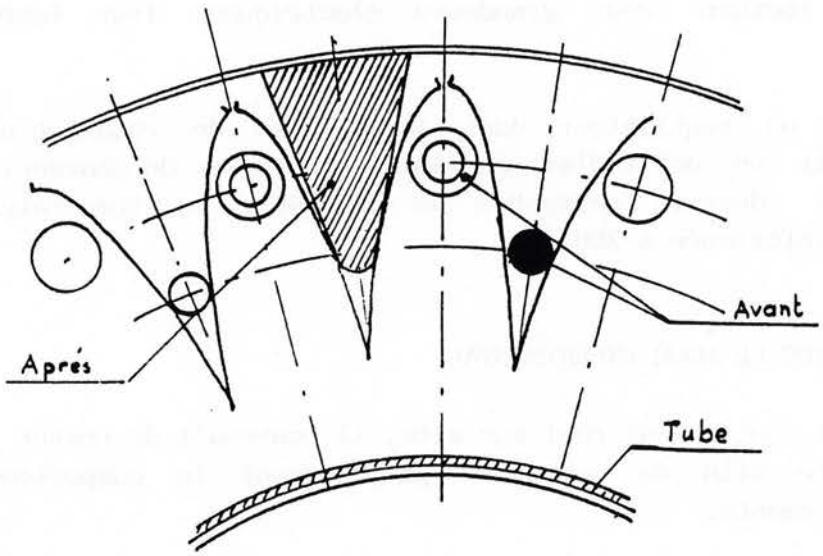


Fig. 54 : SECTION DE PASSAGE DE L'AIR AVANT ET APRES MODIFICATION.

Conformément à nos prévisions et n'ayant choisi initialement que de faibles sections de passage, les pertes de charges étaient importantes et lors des premiers essais, le débit obtenu de 0,1 m^3/s ne permet pas d'assurer le refroidissement.

Afin de réduire les pertes de charges, nous avons augmenté la section de passage de l'air sur les faces avant et arrière du four. La modification la plus simple consistait à découper des triangles isocèles dans les disques (figure 54), et ainsi de doubler le débit initial.

Lors d'un essai avec une puissance installée de 25 kW la température des réflecteurs n'a pas dépassé 150 °C pour un temps d'allumage des émetteurs de 50 secondes.

Par rapport aux puissances envisagées (20 kW), le refroidissement semble suffisant pour mener à bien les quelques essais sur site industriel nécessaires pour démontrer la faisabilité du réchauffage du cristal par rayonnement infra-rouge.

Toutefois, nous sommes conscients que ce mode de refroidissement n'est pas très adapté et qu'il devra être nettement amélioré lors de la conception d'un four prototype industriel.

V.5.1.2 Essais en charge

Afin de dresser un premier bilan thermique du four expérimental et d'étudier l'influence du rapport de taille entre cible et émetteur, nous avons simulé des réchauffages en utilisant un cylindre métallique pour figurer le bloc de cristal.

Les essais se sont déroulés en utilisant des cylindres à température ambiante de 150 et 240 mm de longueur, la puissance du four étant alors de 10 kW.

Dans ces conditions, la puissance fournie se répartit comme suit :

$$\Phi_{elec} = \Phi_M + \Phi_r + \Phi_e + \Phi_a + \Phi_p$$

où - le flux absorbé par la masse métallique est :

$$\Phi_M = M_m . C_m . \frac{dT_m}{dt}$$

- le flux absorbé par les réflecteurs est :

$$\Phi_r = M_r . C_r . \frac{dT_r}{dt}$$

- le flux absorbé par l'enveloppe est :

$$\Phi_e = M_e . C_e . \frac{dT_e}{dt}$$

- le flux évacué par l'air est :

$$\Phi_a = M_a . C_a . \frac{dT_a}{dt.}$$

Aprés différents essais et tous calculs faits, nous obtenons les résultats suivants :

Flux absorbé par	cyl 240 mm	cyl. 150 mm
Masse métal.	3070	2077
Enveloppe	220	220
Réflecteurs	1842	1786
Air refroid.	873	1940
Total	6005	6023
Pertes	3275	3257

Remarque : Sous la rubrique "pertes" sont comptabilisés les différents flux perdus par échange direct avec l'ambiance. Nous les avons obtenus par différence car ils sont difficiles à évaluer. On peut cependant remarquer qu'ils sont pratiquement constants quelque soit la longueur de la cible.

Ces résultats nous permettent de vérifier que le flux absorbé par la cible est directement proportionnel à la longueur du cylindre et qu'il est voisin du facteur de forme géométrique.

Le flux évacué par l'air de refroidissement augmente considérablement lorsque la longueur du cylindre diminue. En fait une proportion importante du flux émis (37 %) n'atteint pas la cible et est progressivement absorbé par les réflecteurs après de multiples réflections.

Après avoir préchauffé le cylindre métallique (600 °C), il a

été nécessaire d'augmenter la puissance du four (17 kW) pour pouvoir réchauffer d'avantage la cible.

V.5.1.3 Conclusion des essais en laboratoire

Ces essais effectués pendant plus de deux mois, nous ont permis de contrôler le comportement des différents éléments de ce four expérimental.

Ils nous ont conduit à modifier à deux reprises le circuit aéraulique ce qui a eu pour effet de diminuer considérablement la température des réflecteurs. Cela nous permettra de réaliser des essais sur site industriel en utilisant la pleine puissance pendant environ 90 secondes.

Malgré la différence de comportement radiatif entre une masse métallique (corps opaque d'absorptivité voisine de 0,9) et un bloc de cristal, nous pensons qu'il sera possible de réchauffer le cristal qui est quant à lui semi-transparent.Pour cela, nous devrons alimenter les 11 tubes en I.R.C. afin de fournir une puissance suffisante.

Toutefois, si la faisabilité d'un tel réchauffage est prouvée par les essais sur site, le four devra nécessairement être amélioré. En effet, l'énergie absorbable par la cible (cristal ou masse thermique), ne représente que 22 à 25 % du flux émis.

En outre, l'utilisation de sources (émetteurs et réflecteurs) de dimensions adaptées (actuellement non commercialisées) aux pièces à réchauffer permettrait une réduction appréciable des pertes ainsi que des besoins de refroidissement.

V.5.2 Essais du four in-situ

Nous avons réalisé plusieurs séries de mesures sur le site en utilisant dans un premier temps uniquement des émetteurs I.R.C puis une combinaison I.R.C. + I.R.M..

Les essais se sont déroulés avec le même matériel et dans les mêmes conditions expérimentales que lors de la phase de détermination des profils de température (chapitre III).

V.5.2.1 Essais en infra-rouge court.

Lors de précédents essais, nous avions constaté que l'évolution de la température dans un bloc était différente suivant

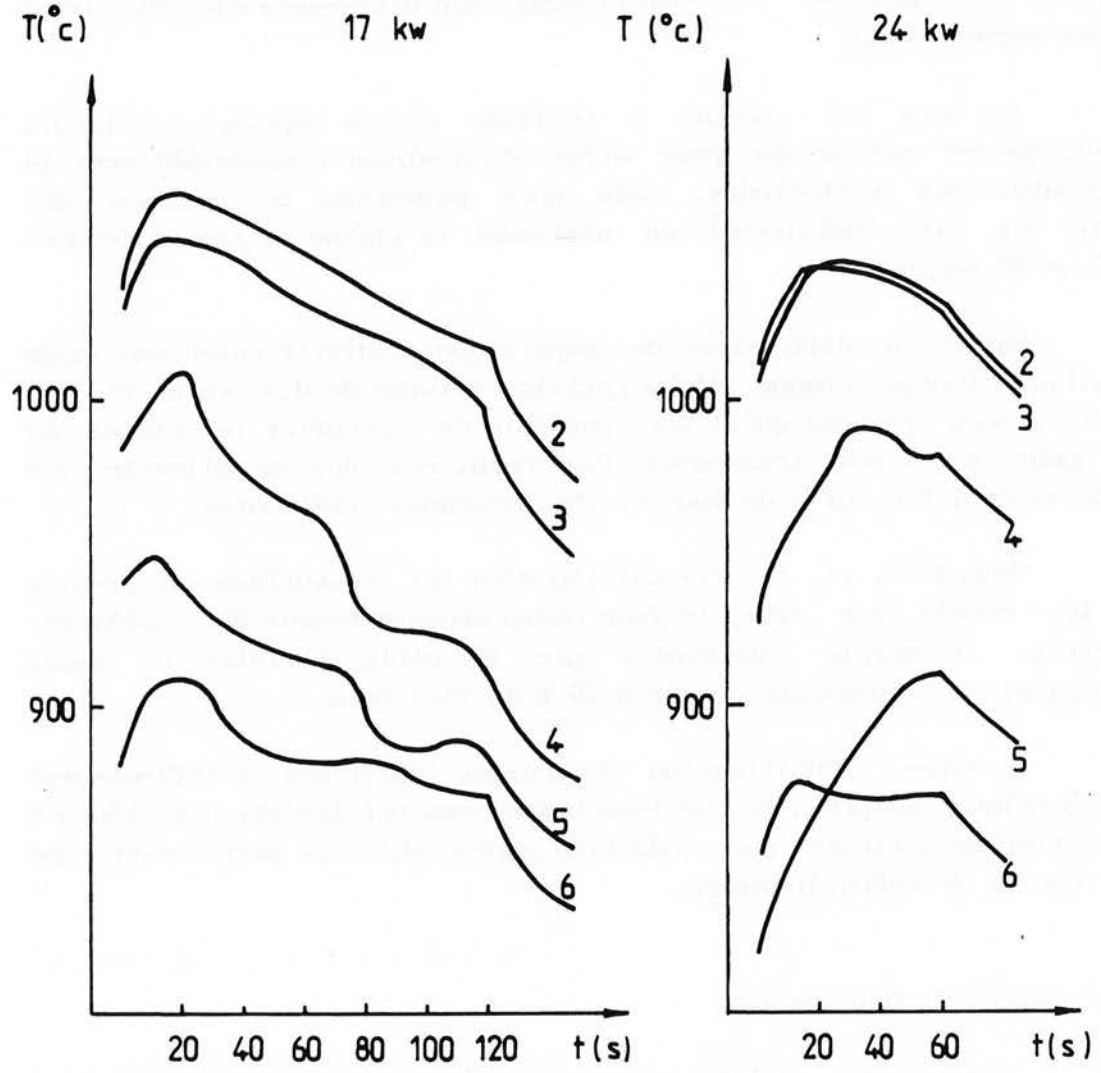


Fig. 55 : RESULTATS OBTENUS EN RECHAUFFAGE I.R.C.
POUR DIFFERENTES PUISSANCES.

qu'il s'agissait d'un premier réchauffage ou des suivants.

Afin de nous placer dans des conditions initiales aussi identiques que possible, nous avons effectué tous nos essais de réchauffage dès le démoulage du bloc de cristal (soit un nouveau bloc par essai).

Nous avons réalisé différentes mesures pour des tensions aux bornes des émetteurs variant de 200 à 380 volts, ce qui représentait des puissances comprises entre 17 à 47 kW.

Pendant toute la durée du réchauffage, nous contrôlions en permanence l'évolution de la température dans le cristal, mais aussi celle des réflecteurs et de l'air de refroidissement afin d'éviter toute détérioration.

Dans ces conditions, les résultats obtenus sont très différents suivant la puissance mise en jeu (figure 55, 56, 57).

- Pour une puissance de 17 kW (alimentation sous 200 volts), les températures à la fin d'un réchauffage de 60 secondes sont inférieures à celles de départ.

En effectuant un bilan zone par zone, nous pouvons évaluer la déperdition calorifique globale du bloc voisine de 1 kW.

- Avec une puissance de 24 kW (250 volts), on constate une élévation légère de la température en tous points du bloc pendant les premières 30 s du réchauffage puis à nouveau une chute de la température.

Cependant, le bilan global est positif :l'augmentation de température correspond à un gain de 2,6 kW.

- Avec une puissance de 47 kW, le gain obtenu est de 12 kW. Par rapport aux réchauffages classiques, il est tout à fait comparable à la différence près que ce sont les couches intérieures, celles qui nécessitent le moins un réchauffage, qui s'échauffent le plus.

Or le but recherché est de réchauffer davantage les couches externes afin quelles retrouvent la viscosité nécessaire à la mise en forme du bloc. Cela nous amène à envisager une mixité du rayonnement, l'un assurant le réchauffage interne, l'autre celui des couches externes.

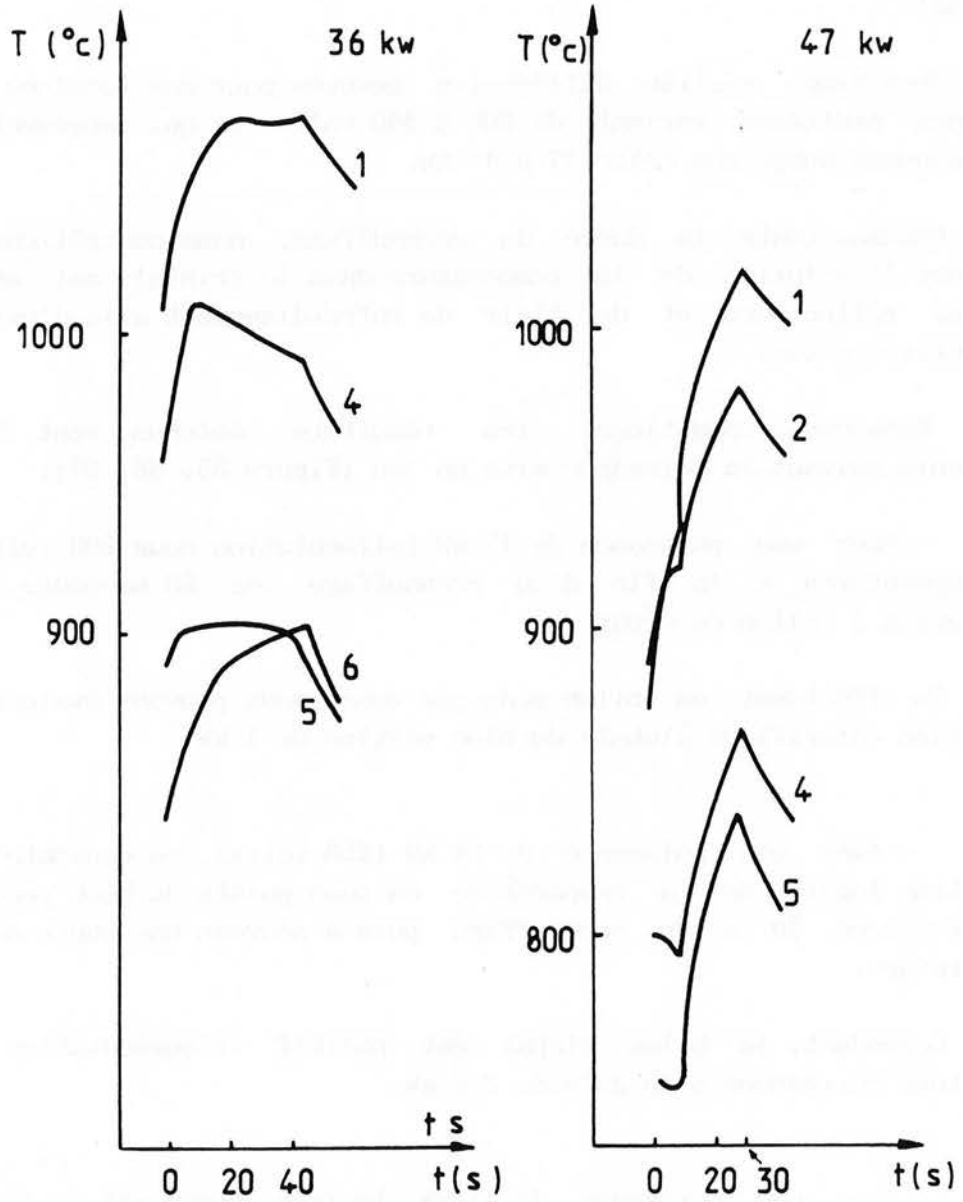


Fig. 56 : RESULTATS OBTENUS EN RECHAUFFAGE I.R.C.
POUR DIFFERENTES PUISSANCES.

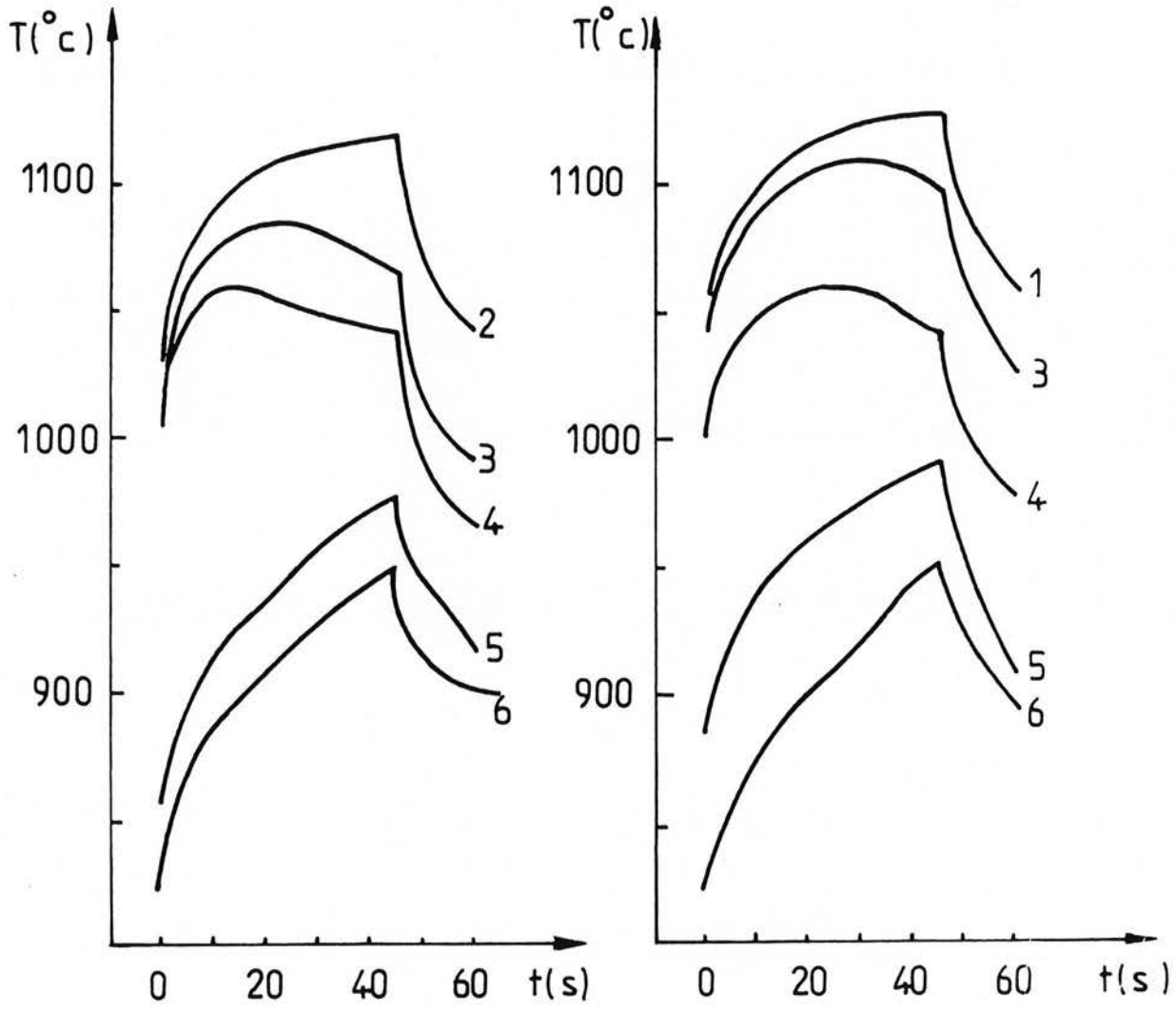


Fig. 56 : RESULTATS OBTENUS EN RECHAUFFAGE MIXTE I.R.C + I.R.M.

V.5.2.2 Essais de réchauffage mixte

Nous utilisons toujours 11 tubes I.R.C. que nous complétons avec 6 puis 11 émetteurs I.R.M.

Les émetteurs I.R.M. ont une puissance unitaire de 1335 W sous une tension de 126 V. Nous avons adopté un survoltage de 30 volts afin de limiter à 8 secondes leur inertie à l'allumage (sous 95 V elle est de 2 secondes pour obtenir 90 % de la puissance nominale).

Dans ces conditions, en alimentant les tubes I.R.C. sous 300 V, nous obtenons une puissance globale du four de 41 kW. Malgré l'adjonction de 6 tubes I.R.M., l'élévation de la température demeure insuffisante. .

Par contre aprés avoir augmenté la puissance des tubes I.R.C. (330 V au lieu de 300 V) et augmenté le nombre des tubes I.R.M. (12 tubes), nous avons constaté que le cristal fluait rapidement.

Aprés 45 secondes de réchauffage, le verrier effectuant les manipulations pouvait commencer à travailler le bloc de cristal dans des conditions satisfaisantes. Cette observation visuelle était confirmée par les enregistrements de l'évolution de la température.

D'autres manipulations réalisées dans des conditions identiques permettaient d'aboutir à des résultats similaires.

Nous venions d'atteindre le but recherché à savoir démontrer la faisabilité du réchauffage du cristal par ryonnement infra-rouge.

V.6 CONCLUSION

Si la faisabilité du réchauffage du cristal au plomb par rayonnement infra-rouge est établie, nous n'avons pas encore totalement réalisé tous nos objectifs.

En effet, l'un des objectifs était également de réduire la consommation énergétique des fours. Or nous sommes parvenus à un résultat similaire au point de vue de la qualité du réchauffage (répartition de la température, temps de chauffe et limitation des pollutions) avec une consommation énergétique comparable entre le four à gaz (60 kW) et le four à rayonnement infra-rouge (54 kW).

Toutefois, dans son état actuel, le four a subi de nombreuses adaptations et doit être reconstruit en tenant compte des résultats acquis. Nous pensons améliorer son rendement énergétique et réaliser un véritable four prototype qui pourra être testé dans les conditions réelles d'utilisation industrielle.

CHAPITRE VI

DEVELOPPEMENT D'UN FOUR PROTOTYPE

Pour répondre complétement à l'objectif de cette étude, nous devons passer maintenant de la phase expérimentale à une phase pré-industrielle en construisant un prototype qui pourra être testé en fabrication afin de valider l'intérêt de la technologie proposée.

La poursuite de ce travail nous conduit à remédier à certaines imperfections du four expérimental. En particulier nous devons augmenter le transfert de chaleur des sources vers la cible, améliorer le schéma aéraulique et envisager une possibilité d'automatisation de l'ensemble.

En plus de ces points fondamentaux, il est nécessaire de prendre en compte à la fois les contraintes imposées par la technique de travail employée par les verriers, l'aspect technologique ainsi qu'aborder l'aspect économique.

VI.1 ASPECT FONDAMENTAL

Lors des essais de faisabilité menés sur le site industriel, nous avons noté que le rendement thermique du four expérimental demeurait très faible (environ 20 %) par rapport à nos prévisions.

D'autre part, le refroidissement, bien que suffisant pour ces essais menés avec une extrême prudence, n'est pas adapté à une utilisation intensive car il ne peut garantir une tenue correcte des réflecteurs.

Il est donc nécessaire de corriger ces défauts qui sont probablement liés.

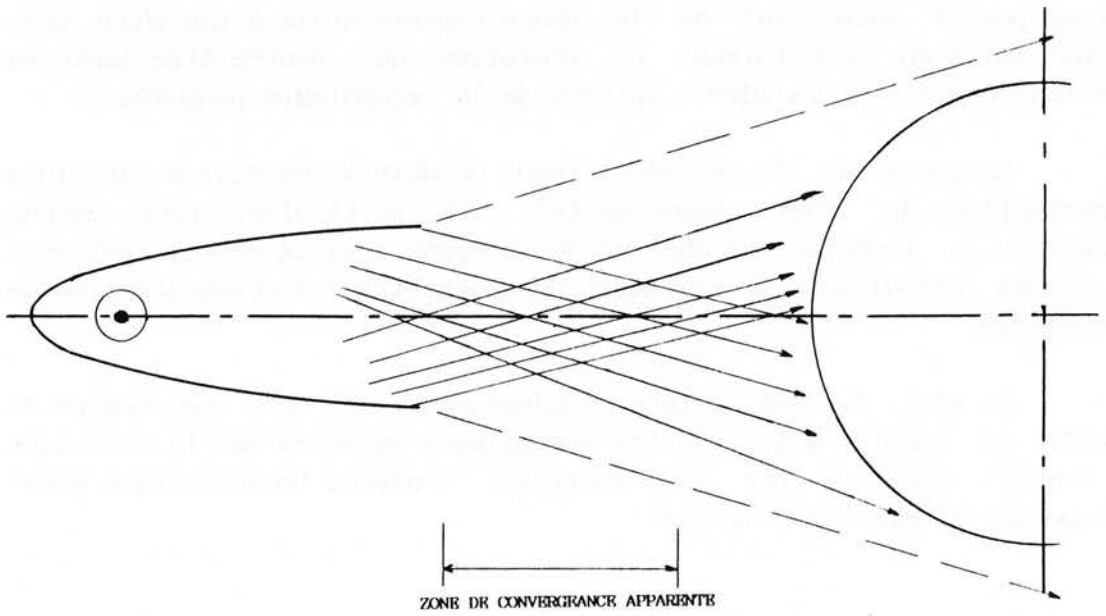


Fig. 59 : INFLUENCE DU DECALAGE DE L'EMETTEUR
PAR RAPPORT A L'AXE FOCAL.

VI.1.1 Etude des rendements

A partir de la modélisation, nous avions établi qu'une puissance maximale de 20 kW serait nécessaire pour obtenir des évolutions de température comparables à celles obtenues avec le four à gaz.

Nous nous sommes intérogés quant aux causes possibles de cette différence importante entre nos prévisions théoriques et la réalité expérimentale.

Il apparait clairement que seule une très faible proportion du flux émis par les sources I.R. est absorbé par le cristal, ce qui pourrait laisser supposer qu'une réflexion importante se produit à la surface du bloc de cristal.

Après avoir entrepris une vérification approfondie des équations décrivant les mécanismes de transfert de chaleur dans le bloc de cristal et leur traitement informatique, nous avons obtenu la confirmation de nos résultats prévisionnels. Nous en concluons que la différence constatée pourrait provenir du montage des différents éléments constitutifs du four.

En effet, l'utilisation de réflecteurs elliptiques, dans le but de concentrer le flux rayonné, nécessite un soin extrême lors de leur fabrication et de leur mise en oeuvre, si non il est possible d'obtenir un effet contraire à celui recherché.

En outre, l'émetteur doit être positionné exactement sur l'un des axes focaux, ce qui présente quelques difficultés à cause du diamètre du filament de l'émetteur qui est de 3 mm et de celui du tube qui est de 12 mm.

A l'aide d'un banc de thermographie infra-rouge, nous avons mesuré l'éclairement d'un écran noir placé à différentes distances d'un émetteur muni de son réflecteur dont le montage est semblable à celui utilisé dans le four expérimental.

Dans ces conditions, nous ne sommes pas parvenus à observer une zone de convergeance du rayonnement sauf lorsque l'écran est placé près de l'extrémité du réflecteur. Cette position ne correspond pas au second foyer du réflecteur et cela pourrait être la cause directe du mauvais rendement du four expérimental. C'est ce que nous allons vérifier.

VI.1.1.1 Influence d'un décalage de l'émetteur

Nous avons tracé géométriquement les trajets optiques des

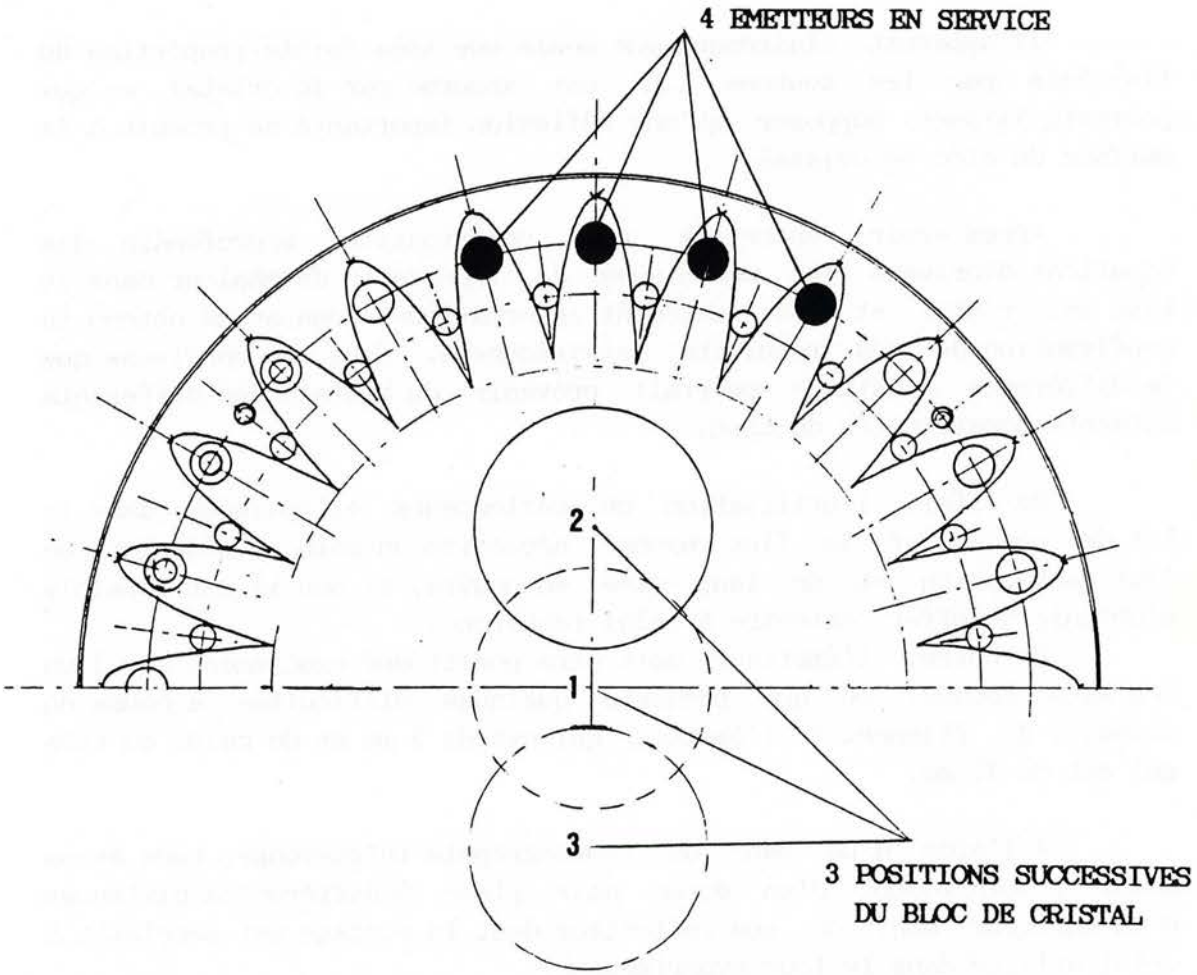


Fig. 60 : POSITION DU BLOC DE CRISTAL
DANS LE FOUR EXPERIMENTAL.

rayons réfléchis par un des réflecteurs équipant le four expérimental et nous pouvons remarquer sur la figure **59** que l'on obtient une dispersion du rayonnement qui est due au mauvais positionnement de l'émetteur.

Nous retrouvons également la zone de convergeance apparente visualisée par thermographie infra-rouge. Si l'on y place le bloc de cristal, nous devrions noter une amélioration du rendement.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons programmé une nouvelle série d'essais. Après avoir équipé le four de 4 tubes I.R.C seulement, alimentés sous 300 volts, nous avons mesuré l'évolution de la température consécutive à trois réchauffages pour des positions différentes du bloc dans le four comme le montre la figure 60.

Il apparait nettement que, placé dans la position n°2, les évolutions de température dans le bloc de cristal sont plus importantes et assez voisines de celles que nous recherchons.

Malheureusement, il nous sera impossible de confirmer ce résultat par d'autres essais de ce type car nous avons rencontré certaines difficultés techniques dont les conséquences furent néfastes pour le four.

En particulier, la proximité du cristal par rapport aux réflecteurs a provoqué leur détérioration ainsi que celle de deux émetteurs. Face à cette situation, nous avons décidé de suspendre les essais et de ne les reprendre qu'après avoir construit un nouveau four expérimental.

VI.1.1.2 Modification des réflecteurs

La construction d'un nouveau four nécessite une redéfinition des réflecteurs de telle sorte que l'émetteur puisse être correctement mis en place sur l'un des axes focaux.

Deux paramètres essentiels sont alors à prendre en compte :

a) Une distance minimale de 7 à 8 mm doit séparer le sommet de l'ellipse du tube émetteur dont le diamétre moyen est de 12 mm. Cet espace permet un mouvement convectif dont le rôle est d'éviter la formation d'un coussin d'air surchauffé entre l'émetteur et le réflecteur.

Une distance de 14 mm, entre l'axe focal et le sommet de l'ellipse, nous parait donc nécessaire et suffisante.

b) En considérant que le bloc de cristal occupe le second

R_o REFLECTEUR EQUIPANT LE FOUR EXPERIMENTAL

R REFLECTEURS ENVISAGES POUR LE FOUR PROTOTYPE

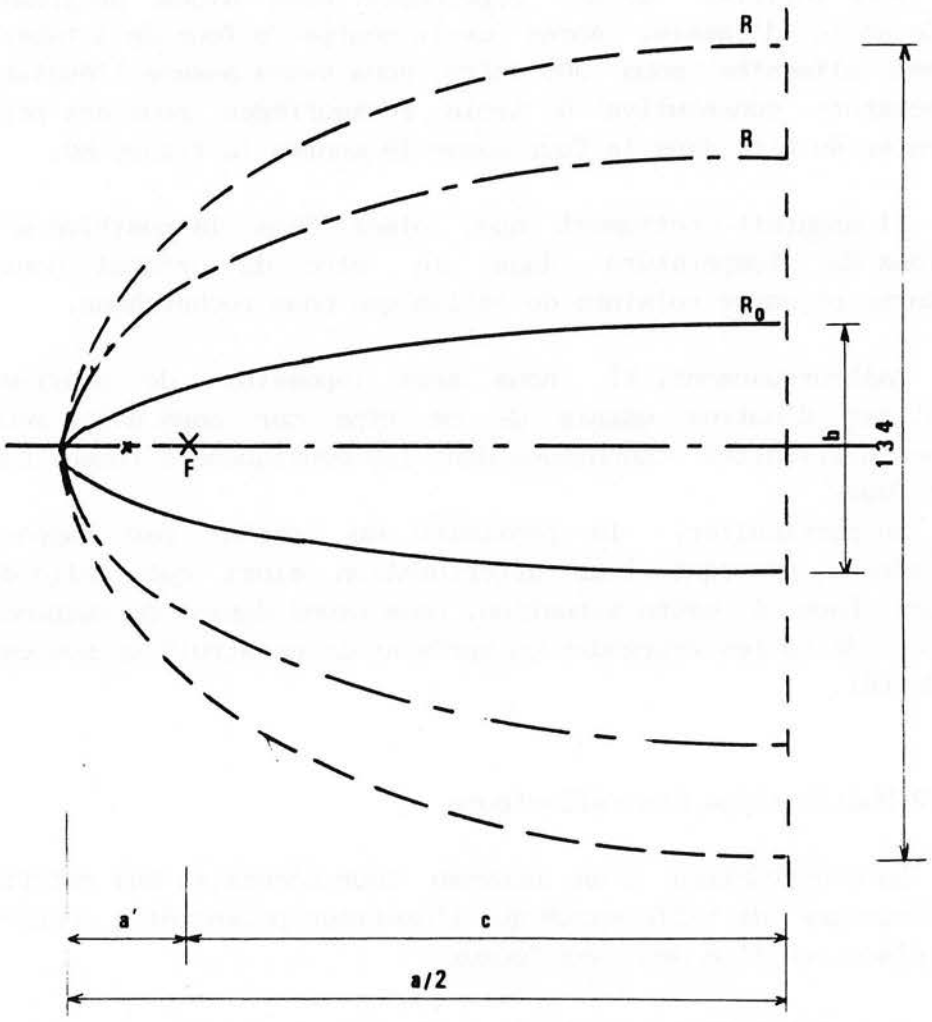


Fig. 61 : COMPARAISON DES NOUVEAUX REFLECTEURS
A CEUX EQUIPANT LE FOUR EXPERIMENTAL.

foyer de l'ellipse, la distance focale est imposée par le diamétre de la cible tout en prenant en compte le nombre d'ensembles émetteurs - réflecteurs à mettre en place.

De plus, il convient de limiter au maximum le rayonnement primaire (celui qui n'est pas réfléchi par les réflecteurs), ce qui impose des dimensions importantes du réflecteur, tout en conservant la possibilité d'équiper le four d'au moins 7 ensembles émetteurs-réflecteurs.

La solution consistera en un compromis permettant de concilier ces différents impératifs ce qui nous amène à un réflecteur de forme assez différente (figure 61) en comparaison de la forme initiale.

En considérant que le centre de l'ellipse a pour coordonnées $x_0 = a$ et $y_0 = 0$, l'équation de cette ellipse en coordonnées cartésiennes est :

$$y(x) = \frac{\sqrt{a' (2a - a')}}{a} \cdot \sqrt{x (x - 2a)}$$

où a' est la distance minimale entre émetteur et sommet du réflecteur.

a la demi-longueur du grand axe.

Pour réaliser ce réflecteur particulier, il est nécessaire de construire un ensemble matrice-poinçon qui servira à l'emboutissage des feuilles d'aluminium. Cette opération demande un soin extrême afin d'obtenir des réflecteurs de qualité irréprochable, ce qui implique un équipement particulier et un investissement financier important.

VI.1.2 Etude du refroidissement

Tel que nous l'avions prévu, le schéma aéraulique nous a permis de réaliser tous les essais de faisabilité. Toutefois, la température des réflecteurs a atteint le seuil critique de 200 °C ce qui a entrainé la détérioration de leur revétement réfléchissant. Des fissures dues aux différents coefficients de dilatation du support et du revêtement apparaissent à partir de 130 °C.

Pour réchauffer le cristal dans des conditions suffisantes avec le four d'essai, nous avons dû fournir une puissance très importante (50 kW) par rapport à l'énergie réellement absorbée (5 kW). Cette énergie excédentaire est la cause directe de l'échauffement excessif des réflecteurs.

La mise en place de nouveaux réflecteurs, tels que nous venons

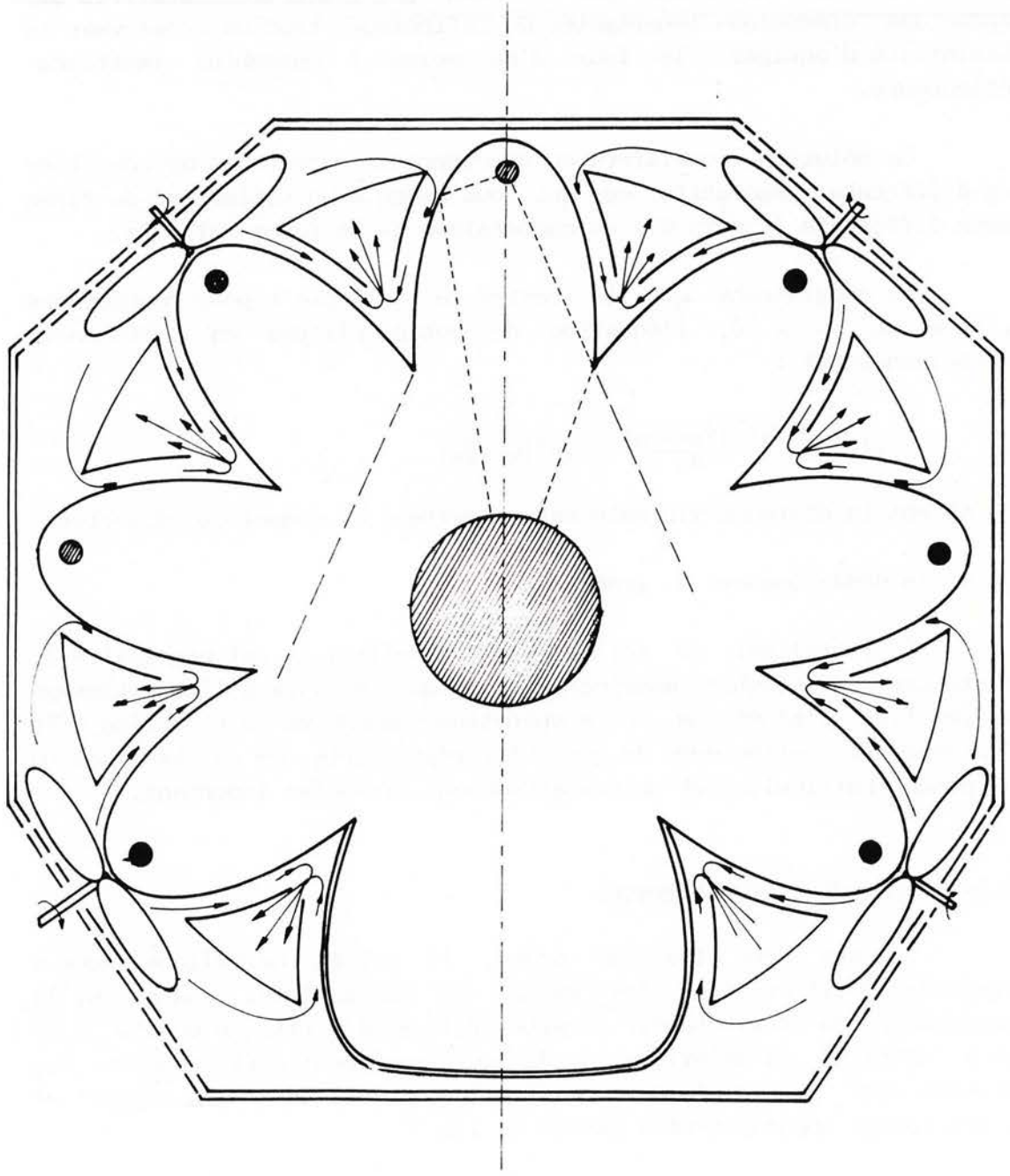


Fig. 62 : SCHEMA DU FOUR PROTOTYPE.

de les définir, doit permettre de limiter la puissance installée à un maximum de 20 kW, c'est-à-dire à un seuil proche de nos prévisions initiales.

En adaptant la longueur des émetteurs à celle des blocs de cristal, et donc en augmentant le facteur de forme géométrique qui pourrait être voisin de 1, il serait encore possible de limiter la puissance installée de près de 40 % et donc l'énergie résiduelle à évacuer.

Remarque : Actuellement, la longueur minimale des émetteurs I.R.C. de grande densité de puissance est de 240 mm, toutefois la production en série industrielle du four à rayonnement infra-rouge pourrait justifier une modification de la longueur des tubes émetteurs.

Dans ces conditions, nous pouvons envisager de remplacer avantageusement le puissant ventilateur de tirage par de petits ventilateurs axiaux placés au dos des réflecteurs comme le montre la figure .

Cette technique est déjà utilisée sur des ensembles plans autonomes appelés "cassettes" et elle permet de maintenir les réflecteurs à une température inférieure à 80 °C.

VI.2 LE FOUR PROTOTYPE - ASPECT PRATIQUE

Nous avons donc défini les réflecteurs qui permettent de construire un four d'encombrement réduit,comportant 7 ensembles émetteurs-réflecteurs.Son diamètre serait de 500 mm et sa longueur utile de 240 mm.

Afin de simplifier au maximum la mise en oeuvre des différents éléments constitutifs mais aussi pour faciliter le remplacement éventuel des émetteurs ainsi que le nettoyage des réflecteurs, nous nous sommes inspirés de la technologie des cassettes planes fabriquées par la Société France Rayonnement.

Ainsi le four protype pourrait être constitué de deux éléments symétriques mis en regard, le refroidissement étant assuré par 4 ventilateurs axiaux comme le montre la figure **62** .

En ce qui concerne les sources infra-rouges, plusieurs combinaisons sont envisageables. En tenant compte de l'expérience précédement acquise et des prévisions théoriques obtenues à partir de la simulation numérique, nous préconisons le montage suivant :

- 3 émetteurs I.R.M. alimentés sous 125 V permettant d'atteindre une température d'émission de 1600 K pour une puissance

unitaire de 1335 W,

- 4 émetteurs I.R.C. alimentés sous 330 V permettant d'atteindre une température d'émission de 2850 K pour une puissance unitaire de 3000 W.

Dans ces conditions, et en utilisant toutefois des émetteurs actuellement commercialisés de 240 mm de longueur, nous obtenons une puissance globale de 16 kW. Il en résulterait une absorption de 4,8 kW par le cristal ce qui permettrait un échauffement suffisant des différentes pièces qui pourraient alors être formées.

Actuellement, nous terminons la phase de conception technologique de ce nouveau four en concertation avec les deux partenaires industriels qui ont sollicité cette étude.

IV.3 ASPECT ECONOMIQUE

Au cours de notre travail, nous avons démontré la faisabilité du réchauffage du cristal par rayonnement infra-rouge et nos principaux résultats aboutissent à la conception d'un four prototype industriel.

La poursuite de cette étude et la mise en oeuvre proprement dite de cette solution ne peuvent s'envisager sans un appui technologique et financier important.

Il est donc interessant de montrer l'intéret économique et technique de ce nouveau procédé de réchauffage de milieux semi-transparents tels que les verres.

L'un des objectifs de cette étude était de diminuer le coût énergétique du réchauffage. Du fait de son instantanéité, le procédé électrique permet de supprimer le poste énergétique correspondant à l'inertie du four à gaz et à son maintien en permanence à haute température.

Le tableau suivant nous permet de comparer les ordres de grandeurs des consommations énergétiques à l'aide des différents procédés :

		Consommation kW.h
Four à gaz	(50 kW)	50
Four I.R. four d'essai	(50 kW)	12,5
Four I.R. version prot.	(17 kW)	4,2
Four I.R. version indus.	(10 kW)	2,5

Ces valeurs mettent en évidence l'intérêt du procédé. En effet, le four d'essai réalisé permet déjà d'envisager une économie d'énergie de l'ordre de 75 %.

La version industrielle, équipée d'émetteurs de longueur adaptée au produit à traiter, permettrait quant à elle de diminuer la consommation énergétique de 95 %.

Bien entendu, en comparaison de cet aspect économie d'énergie, il est nécessaire de considérer l'investissement à réaliser en ce qui concerne l'acquisition des fours et leur connection au réseau d'alimentation électrique.

Une telle étude financière complète n'entrait pas dans le cadre de ce travail mais devra, évidement, être mené avec précision.

CHAPITRE VII

CONCLUSION GENERALE

Initialement, ce travail de recherche faisait suite à la demande de deux entreprises qui souhaitaient remplacer leurs actuels fours à gaz, gros consommareurs d'énergie, bruyants et polluants, par des fours à rayonnement infra-rouge.

Ces fours étant destiné à réchauffer des blocs cylindriques de cristal, il nous fallait étudier les transferts thermiques dans un milieu semi-transparent de symétrie cylindrique.

Pour atteidre cet objectif, nous avions donc prévu d'analyser le processus industriel existant afin d'étudier les mécanismes de transfert de chaleur qui sont à l'origine des évolutions de température dans un bloc de cristal et déterminer ensuite le type de rayonnement infra-rouge et les puissances à mettre en oeuvre pour assurer un réchauffage correct du cristal.

L'analyse précise des transferts thermiques était compliquée par le fait que le cristal est un produit presque totalement méconnu d'un point de vue scientifique.

En effet, le travail des cristalliers, malgré des installations industrielles de dimensions importantes, demeure de type artisanal et le travail du verre nécessite une expérience importante qui ne s'acquiert qu'après un long apprentissage.

Nous avons donc dû déterminer expérimentalement les deux grandeurs essentielles que sont le coefficient d'absorption monochromatique du cristal à partir duquel il est possible de définir ses propriétés thermo-optiques et les profils de température dans un

bloc de cristal lors de son refroidissement et de son réchauffage dans des conditions aussi proches que possible de la réalité industrielle.

A température élevée, le cristal est visqueux; il convenait donc d'assurer une bonne tenue mécanique des capteurs tout en veillant à limiter les perturbations thermiques du milieu à étudier.

Pour obtenir des résultats représentatifs de la réalité, nous avons conçu un dispositif expérimental adapté permettant de mesurer l'évolution des températures à l'intérieur d'un bloc de cristal, à différentes profondeurs et en fonction des conditions extérieures.

Ces premiers résultats originaux obtenus, nous avons imaginé une modélisation des échanges thermiques applicable à un milieu semi-transparent de forme cylindrique et pour lequel on néglige les échanges de chaleur axiaux.

Alors que la plupart des travaux actuels sur les milieux semi-transparents concernent essentiellement des lames solides de petites dimensions et dont les conditions aux frontières sont imposées et contrôlées, notre étude portait sur un bloc cylindrique dont la viscosité évolue dans des proportions considérables. Le cristal étudié passe en effet de l'état solide à un état relativement fluide et réciproquement.

La modélisation que nous proposons permet de prévoir, en bon accord avec l'expérience, les évolutions de température dans un bloc cylindrique de diamètre variable (60, 100, 200 mm) aussi bien en refroidissement qu'en réchauffage.

L'exploitation de ce modèle en simulation, nous a permis alors de définir la nature du rayonnement infra-rouge ainsi que la puissance à mettre en oeuvre pour assurer un réchauffage du cristal semblable à celui obtenu avec les fours à gaz (temps de réchauffage, homogénéité des températures, etc...).

A partir de ces prévisions, nous avons recherché les matériels susceptibles de convenir pour construire un four expérimental.

Les premiers essais réalisés en laboratoire nous ont permis de maitriser les différents paramètres de fonctionnement du four. Nous nous sommes particulièrement attachés au problème posé par le refroidissement des différents éléments constitutifs du four surtout en ce qui concerne les réflecteurs qui doivent demeurer à une température inférieure à 80 °C.

Après différents essais de réchauffage , effectués sur le site

industriel, et quelques mises au point, nous sommes parvenus au but recherché c'est-à-dire que nous avons pu réchauffer le bloc de cristal dans les conditions imposéees par la cristallerie.

Toutefois, ce four d'essai ne peut encore être utilisé industriellement. Grâce à l'expérience acquise, nous construisons actuellement un four prototype industriel qui nous permettra de procéder à des essais en fabrication normale et de donner toute sa dimension à ce travail.

Les essais déjà réalisés sont particulièrement concluants puisqu'ils prouvent que le réchauffage du cristal, par rayonnement infra-rouge, est non seulement possible mais également que ce procédé permet de réduire considérablement les consommations énergétiques ainsi que les nuisances sonores et la pollution chimique.

D'autres avantages de ce procédé sont à souligner :

- l'inertie thermique est supprimée,

- l'électricité en tant que source d'énergie autorise une mise en oeuvre aisée de divers contrôles et d'une régulation tout en supprimant les risques d'accidents spécifiques au gaz,

- le procédé présente des capacités d'adaptabilité importantes en ce qui concerne la maitrise des profondeurs de pénétration du rayonnement et le traitement de verres de compositions ou de dimensions différentes par simple réglage de puissance ou de température d'émission des sources,

- ces fours sont de type modulaire et autonomes ce qui facilite leur mise en oeuvre (légéreté, faible dimension, ..) ainsi que les différentes opérations de maintenance et d'entretien.

En terminant la présentation de ce mémoire, nous tenons à souligner l'originalité de notre démarche :

- sollicités pour résoudre un problème industrie, nous avons d'abord effectué des mesures sur le site industriel en mettant au point une technique de mesure du profil de température dans un milieu-semi transparent de forme cylindrique,

- l'analyse fondamentale des résultats obtenus nous a conduit à proposer une modélisation des échanges thermiques dans un tel milieu,

- cette modélisation nous a alors permis de prévoir la répartition spectrale du rayonnement infra-rouge à mettre en oeuvre pour réchauffer le matériau semi-transparent et donc le type d'émetteurs à utiliser,

- la réalisation d'un four expérimental et les premiers essais réalisés avec celui-ci a confirmé les prévisions basées sur notre modélisation.

En conclusion, nous avons montré que la complémentarité d'une approche expérimentale en site industriel et d'une étude théorique des phénomènes mesurés, était particulièrement souhaitable et valorisable tant au niveau de la recherche fondamentale qu'appliquée.

BIBLIOGRAPHIE

(1) - LAURIAT G.
Modélisation et simulation numérique de l'interaction entre la convection natuirelle et le rayonnement thermique, Doct. Etat, Paris VI, 1981.

(2) - SAULNIER J. B.
La modélisation thermique et ses applications au transferts couplés et au contrôle actif, Doc. Etat, Poitiers, 1980.

(3) - LALLEMAND M., MARTINET J.
Influence de la température sur le coefficient thermo-optique des verres de silicates sodocalciques et du verre de silice, Verres Réfractaires, vol 35, pp 675-680.

(4) - KUNC C.
Détermination de la conductivité phonique de verres à haute température par identification paramètrique, Doct. 3ème cycle, Poitiers 1984, N° 999.

(5) - TAN HE P.
Transfert couplé rayonnement-conduction instationnaire dans un milieu semi-transparent, Doct Uni., Poitiers, 1988, N° 125.

(6) - SACADURA J. F. et AL ABED A.
Transferts couplés par conduction et rayonnement dans les M.S.T. Application aux matériaux fibreux. Rev. Gén. Ther. N° 264, 1983, PP 835-841.

(7) - HOTTEL H.C., SARIFIM A.F.
Radiative Transfer. Mac Graw-Hill Book Company, New-York, 1967.

(8) - WINKELMAN A. et SCHOTT O.
Über thermische Widerstandskoerffizienten verschiedener Gläser in ihrer Abhängigkeit von der Chemischen Zusammenseitung, Ann. Physik 54, 1984,pp 730-746.

(9) - BACON J.F.
Viscosity and density of milten silica and high silica content glasses, Physics Chem. Glasses, 1, 1960, pp 90-98. 11.

(10)- TILLETSEN

(11) - ENGLIS et TURNER

(12) - PAYNE

(13) - GILARD et DUBRUL
Calcul des propriétés physiques du verre, dilatationthermique et densité, Verre Sil. Ind., 9, 1938.

- FANDERLIK I. et SKRIVAN M.
Utilisation de la méthode mathématico-statistique des expériences planifiées pour suivre la variation des propriétés physiques des verres de cristal au plomb en fonction de leur composition, Verr. et Refract. 26, 1972, PP 19-23.

(14) - BRUCKNER R., DEMHARTER G.
Systematische Untersuchungen über die Anwendbarkeit von Penetrations viskosimetern. Glastech. Ber. 48, 1975, pp 12-18.

(15)- Vogel H.
Das Temperaturabhângigkeitsgesets der Viskosität von Flüssigkeiten. PhysiK. Z. 22, 1921, pp 645-646.

- FULCHER G.S.
Analysis of recent measurement of the viscosity of glasses. J. Amer. Ceram. Soc. 8, 1925, pp 339-355, 789-794.

- TAMNANN G.
Die Abhängigkeit der Viskosität von der Temperatur bei unter-Kühlten Flüssigkeiten. Z. Anorg. All. Chem. 156, 1926, pp 245-257.

(16) - LITTLETON J.T.
A method for measuring the softening température of glasses. J. Amer. Ceram. Soc. 10, 1927, pp 259-263.

(17) - DIETZEL A., BRUCKNER R.
Ein Fixpunkt der Zähigkeit im Verarbeitangsbereich der Gläser. Schnellbestimmung des Viskositäts Temperatur Verlaufes. Glastech. Ber. 30, 1957, pp 73-79.

(18) - LAKATOS T., JOHANSSON L.G., SIMMINGSKOLB B.
Viscosity température relations in the glass system $Si\,O_2$-Al_2O_3-Na_2O-K_2O-CaO-MgO in the composition range of technical glasses. Glass. Technol. 13, 1972, pp 88-95.

(19) - WINKELMAN A.
Über die Spezisfischen Wärmen Verschieden Zusammengesetzter Gläser. Ann. Physik. 49, 1893, pp 401-420.

(20) - MOORE J, SHARP D.E.
Note on calculation of effect of temperature and composition on specific heat of glass. J. Amer. Ceram. Soc. 91, 1958, pp 461-463.

(21) - SHARP D.E., GINTHER L.B.
Effect of composition and temperature on the spécific heat of glass. J. Amer. Ceram. Soc. 34, 1951, pp 260-271.

(22) - COENEN M.
Wärmleitung in Gläsern. Farchausschuss Bericht, Vol 70, 1974, pp 43-60.

(23) - WINKELMANN A.
Uber die Wärmeleitfähigkeit von Gläsern in Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung. Sprechsaal 61, 1928, pp 887-891.

(24) - RUSS
Die Wärmeleitfeihigkeit von Gläsern in Abhängigkeit von der Chemischen Zusammensetzung, Spreksaal, 61, 1928, pp 887-913.

(25) - RATCLIFFE E.H.
A survey of most probable values for the thermel conductivities of glasses between about -150 and 100 °C, including new data on twentytwo glasses and a working formula for the calculation of conductivity from composition. Glass. Techn. 4, 1963, pp 113-128.

(26) - KUNC T.
Etude du transfert couplé conduction-rayonnement. Application à la détermination de la conductivité phonique des verres à haute température par identification paramètrique, Thèse 3ème cycle, Poitiers, 1984.

(27) - APPEN A.A.
Calcul des propriétés optiques, de la masse volumique et du coefficient de dilatation des verres de silicates en fonction de leur composition. Dokl. Akad. Nauk. SSSR 69, 1949, pp 841-844.

- APPEN A.A.
Some "anomalies" in the properties of glass. Travaux du IVème congrés international du verre, Paris 1956, pp 36-40.

(29) - ROBERTSON D.
Glass temperature measurement. Senior Scientist. Leed and Nortrop Company, North Works, Pennyslvania.

(30) - GARDON R., COBONPUE J.
International developments in heat transfer. ASME New York, 1962, pp 454-460.

- GARDON R.
Somme heat transfer problems in glass technology. Interaction of radiation and conduction in glass. Scientific Research Staff, Ford Motor Company, Deaborn Michigan, 48121.

(31) - DIETZEL A.,BRUCKNER R.
Aufbau eines Absolutiviskosimeters für hohe Temperaturen und Messung der Zähigkeit geschmolzener Borsäure fur Eichzwecke. Glastechn. Ber., 28, 1955, pp 455-467.

Ein Fixpunkt der Zähigkeit im Verbeitungsbereich der Gläser. Scnellbestimmung des Viskositäts-Temperatur-Verlaufes. Glastechn. Ber., 30, 1957, pp 73-79.

(32) - HERBERT J., PROD'HOMME M., DEROBERT M.
Relations viscosoté-température dans le système $Si O_2$-Na_2O-K_2O-Al_2O_3-B_2O_3-PbO dans le domaine de composition du verre cristal au plomb. Verre et Refract. 30, 1976, pp 219-221.

(33) - LAKATOS T. et al.
Viscosity temperature relations in the glass system SiO_2-Al_2O_3-Na_2O-K_2O-CaO-MgO in the composition range of technical glasses, Glass Techn.,13, 1973, pp 88-95.

(34) - LALLEMAND M., SACADURA J.F.
Transferts radiatifs dans les milieux semi-transparents et couplage avec la conduction et la convection naturelle. Coll. de Therm. des Systèmes et des Procédés. Dec. 1988, pp 205-223.

(35) - GENZEL L.
Measurement of infrared absorption of glass between 20 and 1360 °C, Glass Techn. Ber., 24, 1951, pp 55-63.

(36) - NEUROTH H.
Der Einfluss der Temperatur auf die Spekrale Absorption von Gläsern in Ultraroten II, Glastechn. Ber., vol 26, pp 66-69.

(37) - SEKOUTI N.
Variation des constantes optiques d'un verre de borosilicate en fonctionde la température, DEA Université Poitiers, 1983.

(38) - PELLISSIER J.P.
Propriétés physiques des rayonnements infrarouges et ultraviolets.

(39) - VIALIER P.
Mécanismes de transfert thermique en infrarouge.

(40) - BASRIEN P., FOREST G.
Etude énergétique des rayonnements. Rech. de l'Ing. A 198.

(41) - ORFEUIL M.
Electrothermie industrielle, Editions Dunod, 1981.

(42) - TANGUIER J.L.,KLEINCLAUSS J.et al.
Etude expérimentale de la variation de température du cristal au plomb au cours du formage et approche fondamentale par modélisation. Coll. S.F.T. Chatenay Malabry, 1987.

(43) - SCHLICHTING H.
Boundary Layer Theory, Mac Graw-Hill, 1968.

(44) - KHEIRI A.,KLEINCLAUSS J. et al.
Transferts thermiques dans un bloc de cristal au plomb, aspect fondamental et applications. Coll. S.F.T. Nancy, 1989.

(45) - SCHOLZE H.
Le verre. Nature, structure et propriétés. Deuxième édition, Institut du Verre, 1980.

(46) - ÖZISIK M.N.
Radiative transfer and interactions with conduction and convection. J. Wiley, New York, 1973.

ANNEXE I

TABLEAU 1 : FACTEURS UTILISES POUR LE

CALCUL DE LA MASSE VOLUMIQUE EN FONCTION DE LA COMPOSITION

Composants	P_i	M_i	a_i	b_i	n_i
$Si\,O_2$	57,4	60,09	$2,3\ 10^3$	0,4409	2
K_2O	14,0	94,20	$2,8\ 10^3$	0,357	1
PbO	28,0	223,0	$9,6\ 10^3$	0,0926	1
Sb_2O_3	0,6	290	$4,1\ 10^{-3}$	0,372	3

TABLEAU 2 : FACTEURS UTILISES POUR LE CALCUL

DE LA VISCOSITE EN FONCTION DE LA COMPOSITION

Selon VOGEL, FULCHER et TAMNANN

Composants	P_i	c_i	d_i	t_i
$Si\,O_2$	57,4	1,4550	5736,4	198,1
K_2O	14,0	0,8350	$-1439,^6$	-321,0
PbO	28,0	-1,3058	-5580,0	-275,5
Sb_2O_3	0,6	15,88	7272,1	521,4

TABLEAU 3 : FACTEURS UTILISES POUR LE

CALCUL DE LA CHALEUR MASSIQUE EN FONCTION DE LA COMPOSITION

	WINKELMAN	MOORE ET SHARP	
	cp_i 10^6	a_i 10^8	c_i 10^6
SiO_2	1913	468	1657
K_2O	1860	445	1756
PbO	512	13	490
Sb_2O_3	2272	598	1935

TABLEAU 4 : FACTEURS UTILISES POUR LE

CALCUL DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE EN FONCTION DE LA COMPOSITION

	b_i	$1/\ _i$	c_i	d_i
SiO_2	75,99	3	2,3	3,07
K_2O	14,7	13,4	2,9	0,58
PbO	8,52	11,7	10,0	0,76
Sb_2O_3	0,77	3,7	2,35	1,59

TABLEAU 5 : FACTEURS UTILISES POUR LE

CALCUL DE L'INDICE DE REFRACTION EN FONCTION DE LA COMPOSITION

	r_i	q_i	n_i	d_i
SiO_2	0,2082	0,00308	1,458	0,0067
K_2O	0,2025	0,00413	1,575	0,0130
PbO	*	*	1,160	0,0528
Sb_2O_3	0,210	0,0092	2,550	0,0170

* Pour le calcul de ces facteurs, on utilise le rapport du nombre de moles d'ions R d'un oxyde R_mO_n au nombre de moles d'ions oxygène, lequel se calcule en utilisant l'équation :

$$N_r = \frac{\frac{m_r . P_r}{M_r}}{\sum \frac{n_i . P_i}{M_i}}$$

On a alors : $r_{PbO} = 0,1272 + 2,044.10^{-6} N_{Pb}^2$

$q_{PbO} = 0,00582 + 0,5044.10^{-6} N_{Pb}^2$

ANNEXE II

TABLEAU II : CARACTERISTIQUES DU COMBUSTIBLE UTILISE

- **Consommations pour une période de travail de 8 heures**

	Débit de gaz	Durée
Préchauffage	4,3 Nm^3/h	2,25 h
Maintient	4,3 Nm^3	6,0 h
Travail	5,6 Nm^3	2,0 h

Soit une moyenne horaire de 4,624 Nm^3/h hors préchauffage.

- **Caractéristiques du combustible :**

Composition massique : CH_4 97,70 %
C_nH_m 1,22 %
N_2 1,00 %
CO_2 0,08 %

Pouvoir calorifique : PCS 11,125 kW/Nm^3
PCI 10,0 kW/Nm^3

Pouvoir comburivore Va 9,526 Nm^3 air/Nm^3 gaz

Pouvoir fumigène fum. séches 8,540 Nm^3/Nm^3 gaz
fum. humides 10,534 $Nm^3.Nm^3$ gaz

Composition des fumées (calculée) CO_2 9,55 %
N_2 71,53 %
H_2O 18,92 %

Caractéristiques des fumées à 1400 °C :
masse volumique moyenne : 0,210 kg/m^3
chaleur massique moyenne : 1,486 kJ/kg.°C

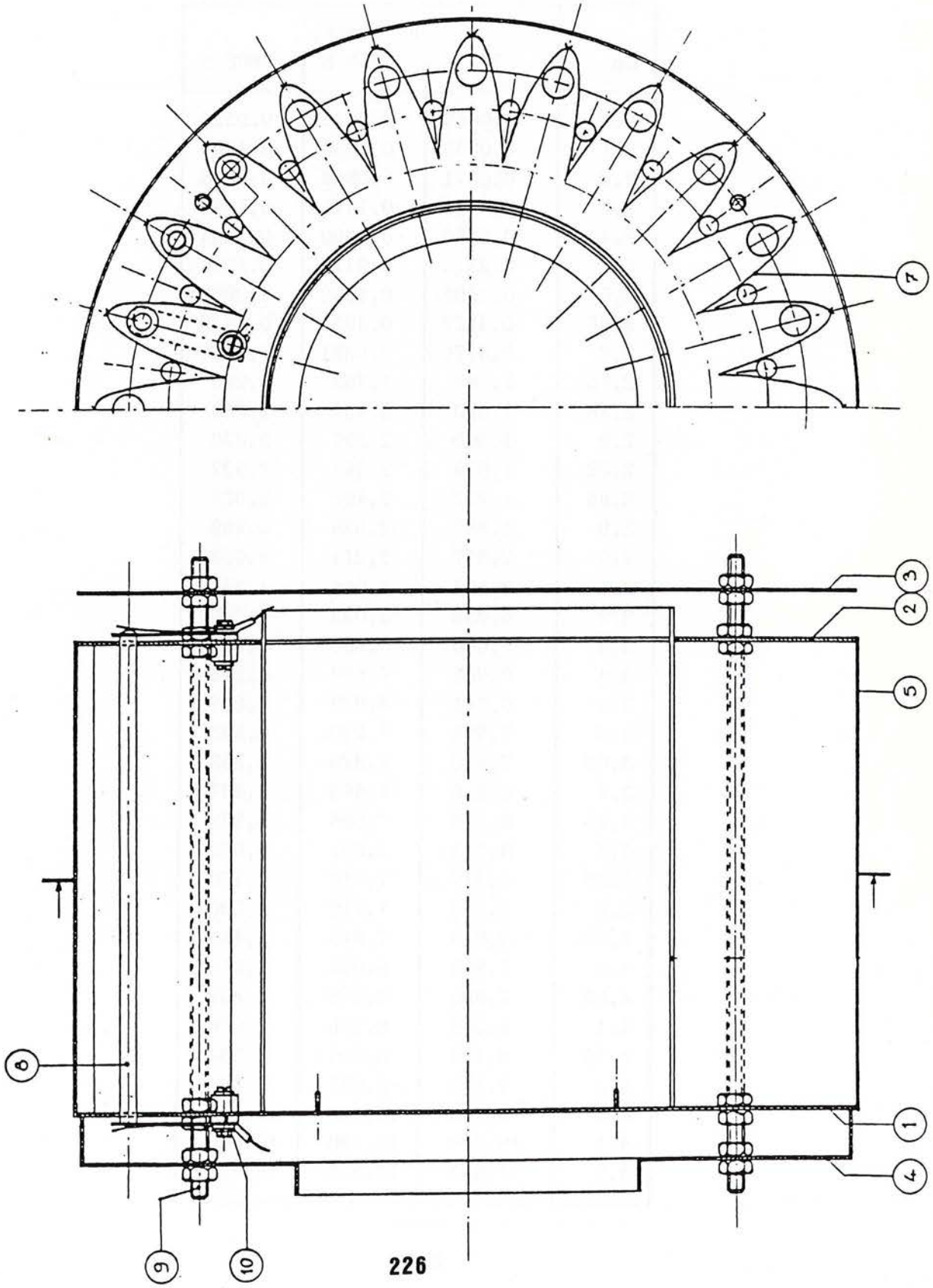
TABLEAU I: RESULTATS EXPERIMENTAUX

MESURE DU COEFFICIENT D'ABSORPTION MONOCHROMATIQUE

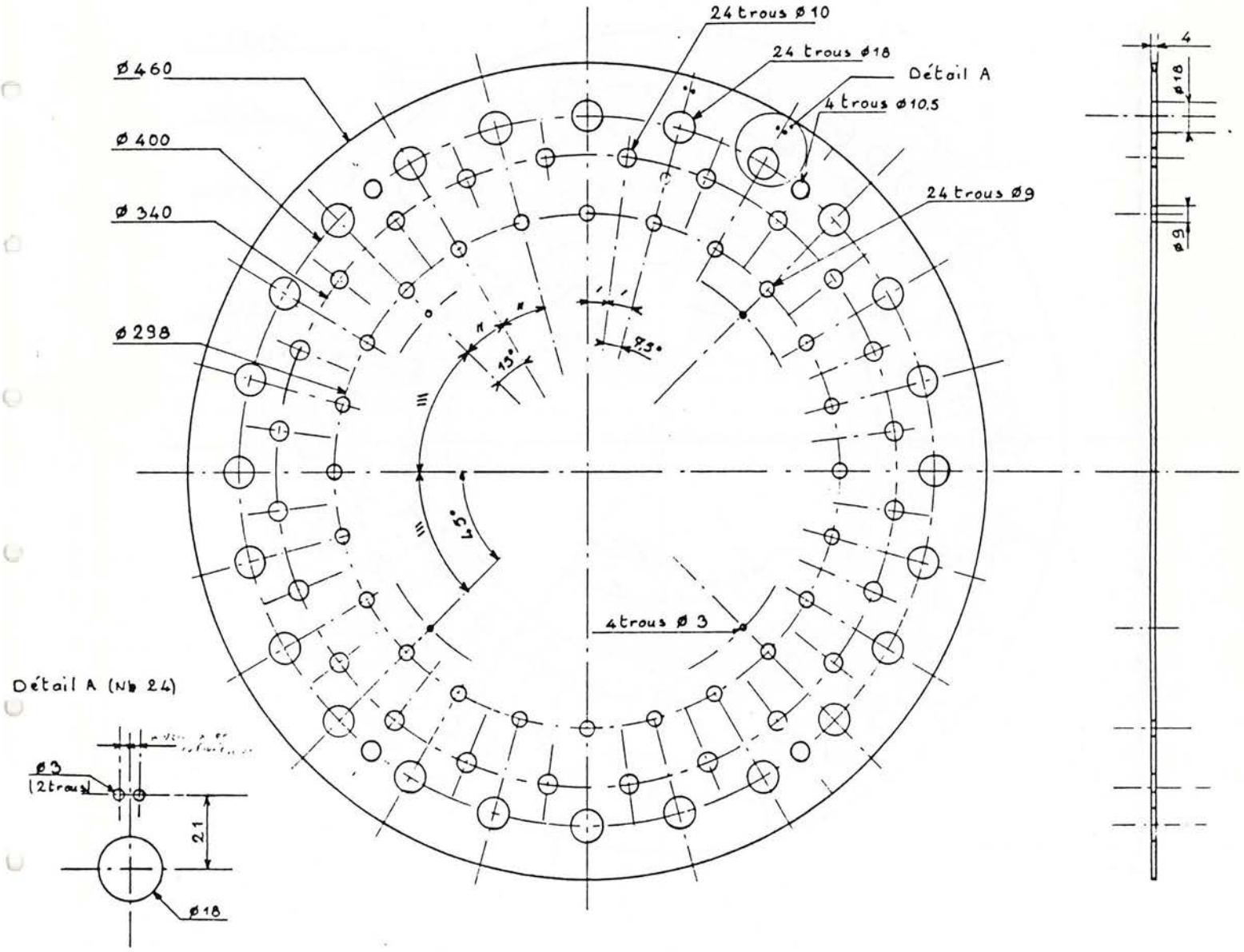
μm	K (cm^{-1}) 273 K	718 K	808 K
2,0	0,0065	0,0045	0,0325
2,1	0,0339	0,0065	0,1894
2,2	0,0971	0,0813	0,0625
2,3	0,1580	0,1475	0,1285
2,4	0,2065	0,1390	0,1054
2,5	0,2513	0,2110	0,1914
2,6	0,1992	0,1992	0,3508
2,65	0,4527	0,4334	0,4239
2,7	0,6170	0,6321	0,6611
2,75	1,167	1,769	2,296
2,78	1,520	2,307	2,866
2,8	1,500	2,297	2,870
2,82	1,679	2,363	2,937
2,85	1,732	2,400	2,927
2,9	1,885	2,539	2,989
3,0	2,377	3,211	3,603
3,1	3,127	4,066	4,344
3,2	4,036	5,093	5,049
3,3	5,040	5,868	5,773
3,4	6,088	6,550	6,275
3,5	6,741	6,939	6,627
3,6	7,591	7,230	6,833
3,65	7,870	7,370	6,858
3,7	8,146	7,463	6,987
3,75	8,186	7,595	6,999
3,8	8,274	7,631	7,083
3,85	8,317	7,716	7,150
3,9	8,134	7,712	7,280
3,95	8,019	7,913	7,415
4,0	7,960	8,008	7,610
4,05	7,896	8,155	7,809
4,1	8,056	8,376	8,076
4,15	8,489	8,756	8,384
4,2	9,149	9,297	8,984
4,3	10,760	10,760	10,360
4,4	12,800	13,190	12,650
4,5	15,960	17,220	16,870

ANNEXE III

FOUR EXPERIMENTAL - VUE D'ENSEMBLE

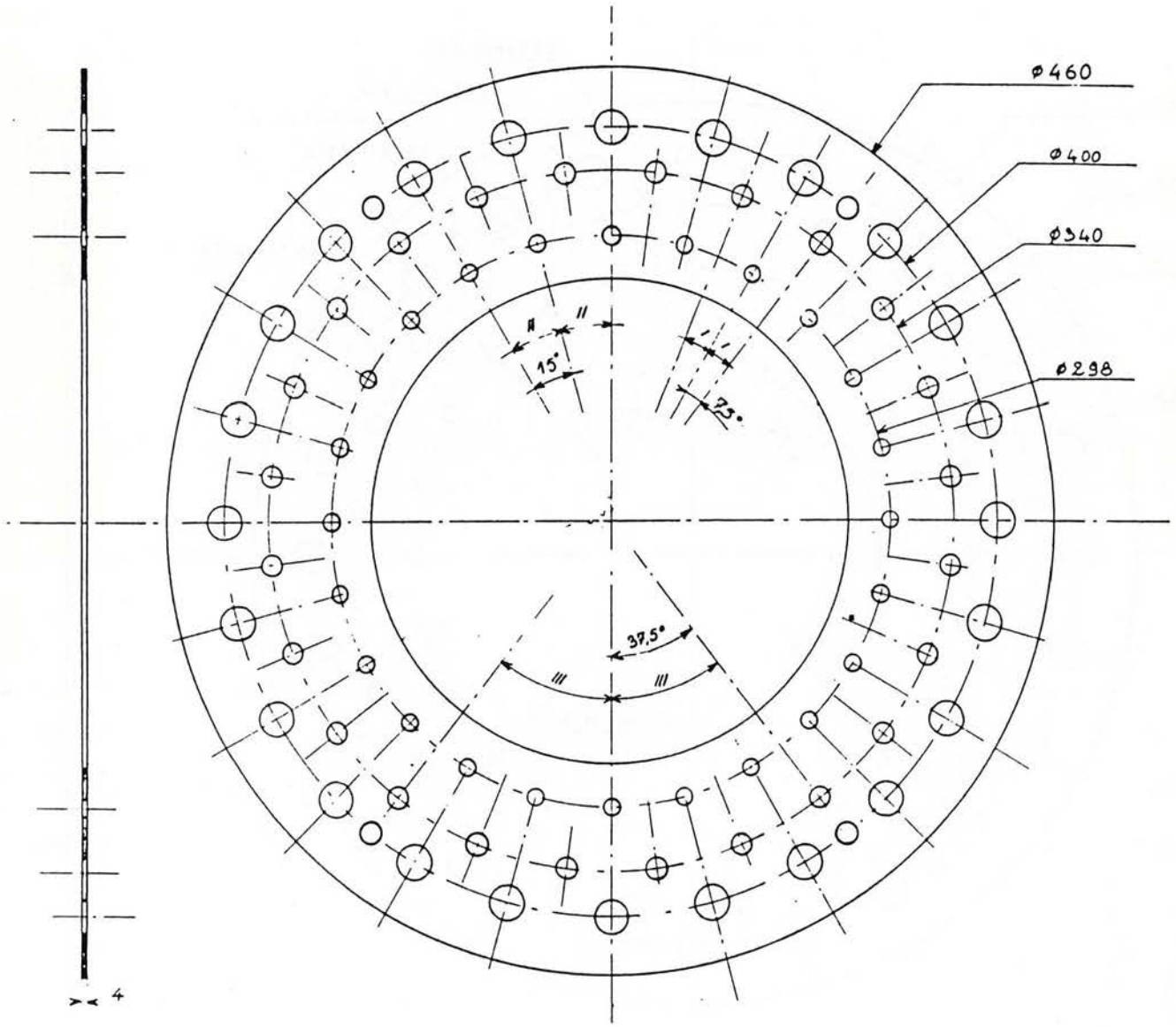


REPERE 1 - DISQUE ARRIERE

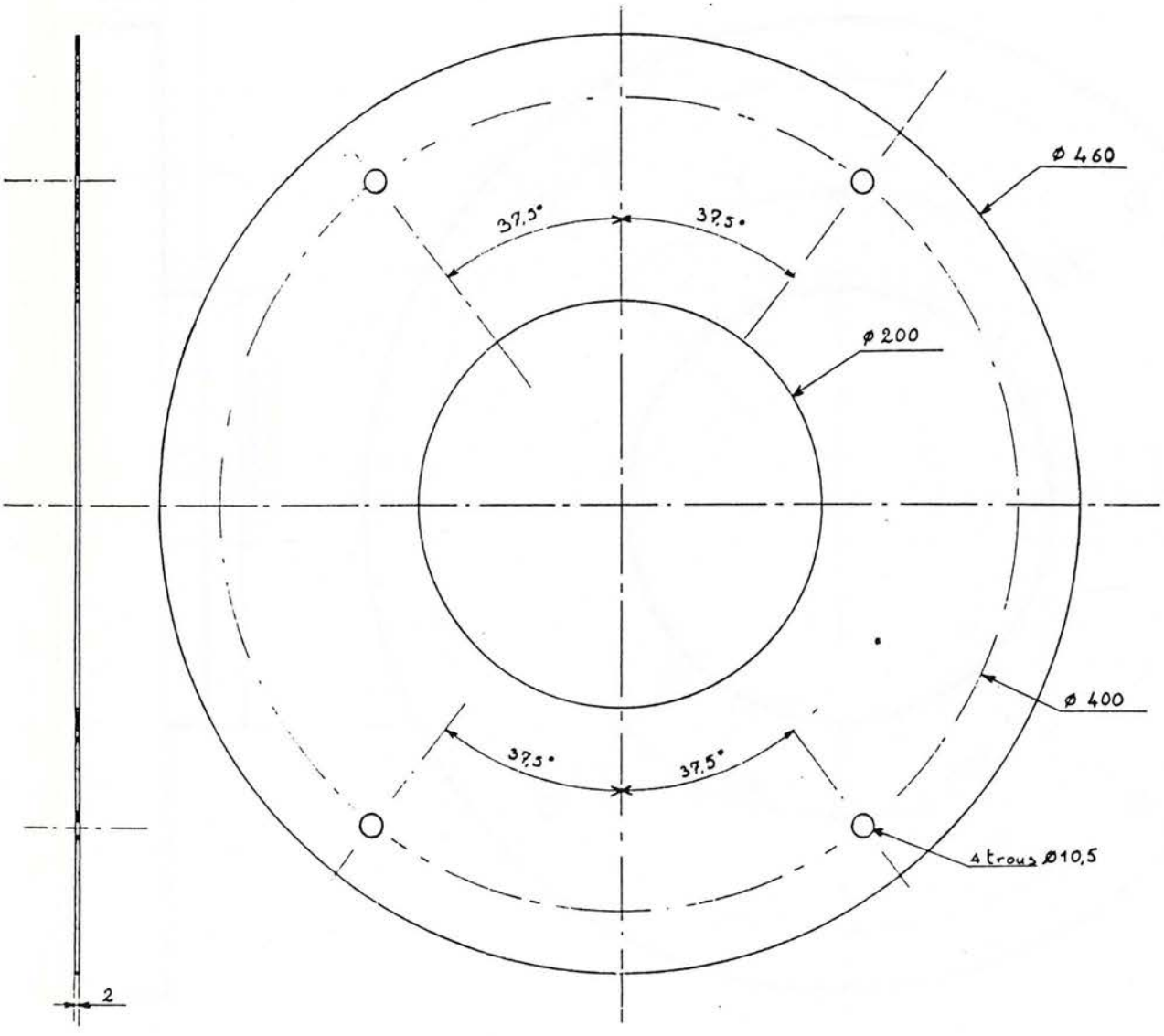


Détail A (Nb 24)

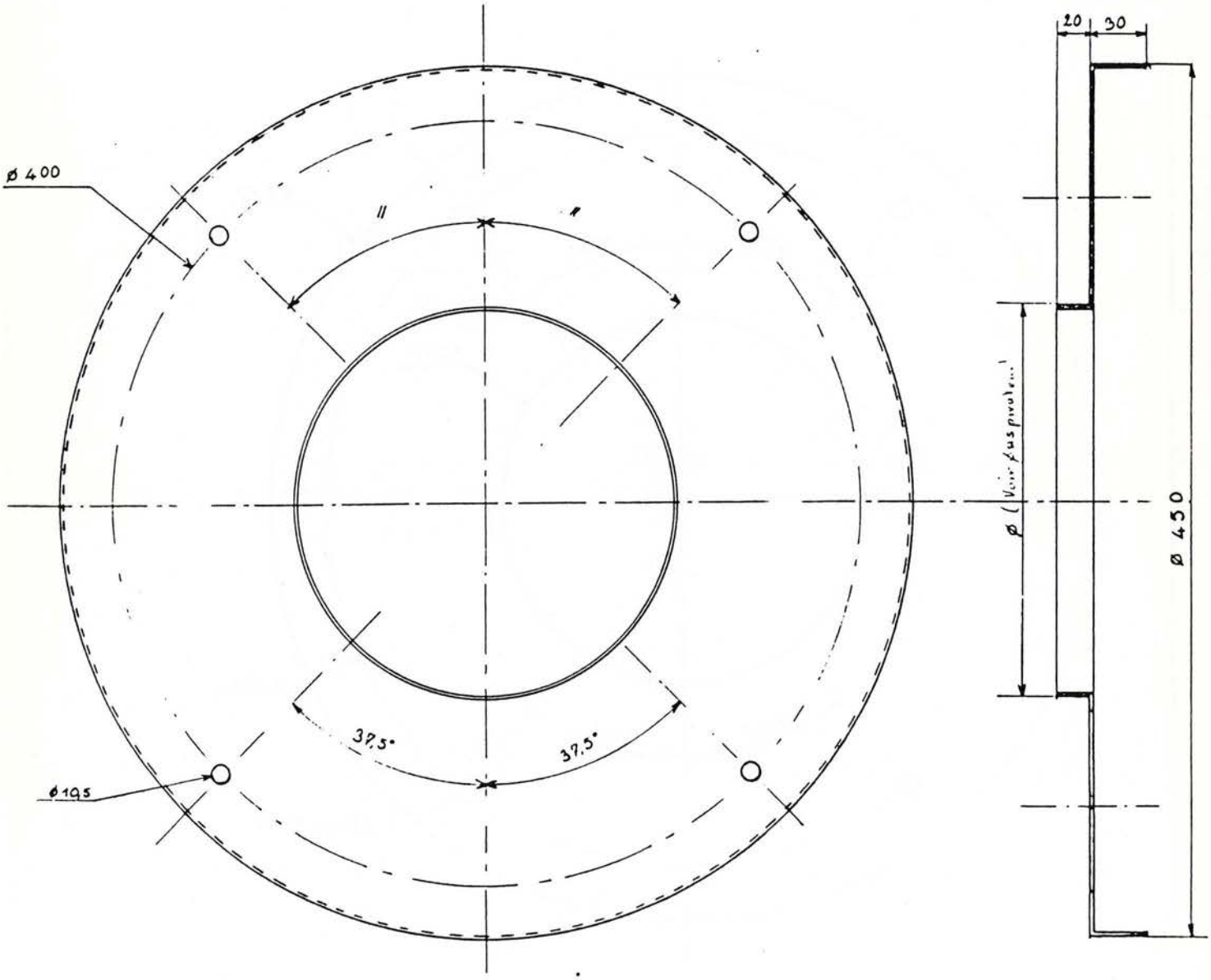
REPERE 2 - DISQUE AVANT



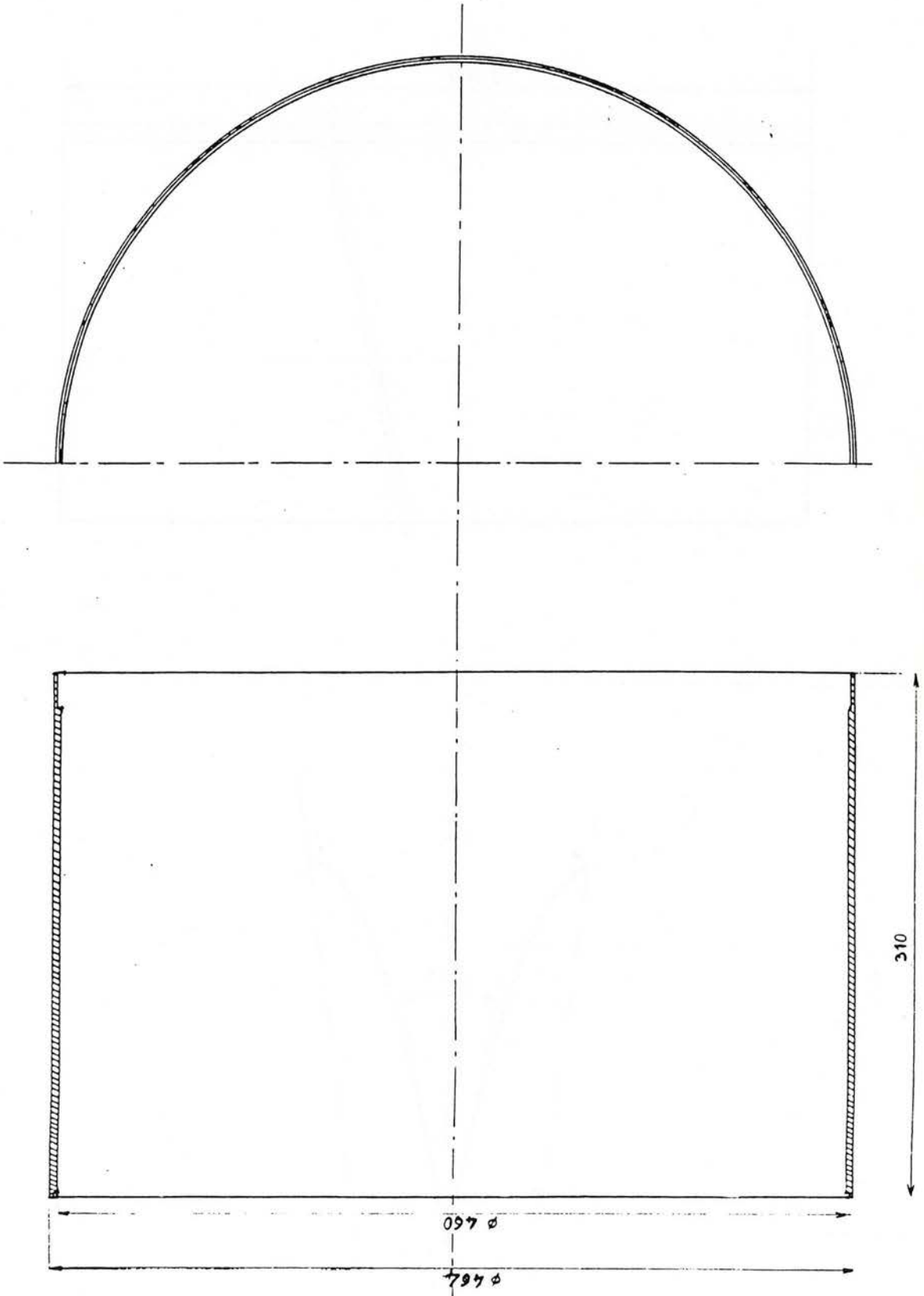
REPERE 3 - PROTECTION AVANT



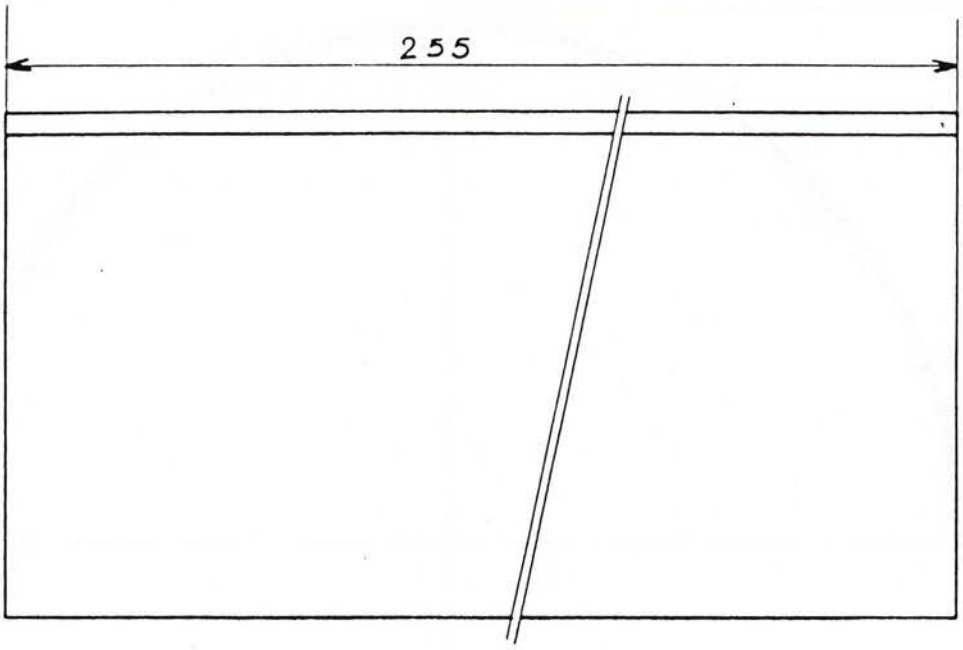
REPERE 4 - COLLECTEUR ARRIERE

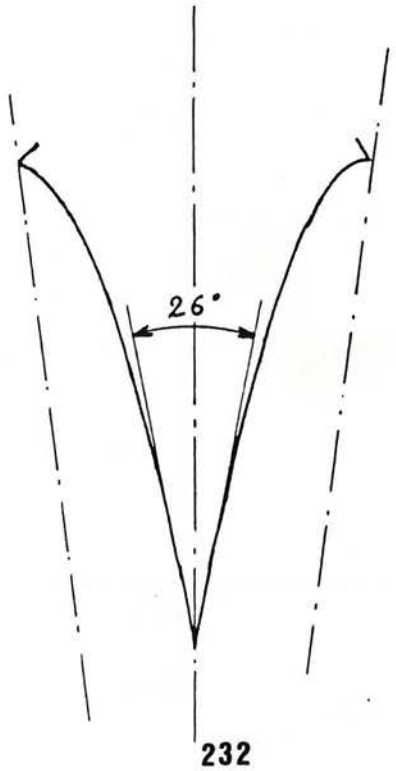


REPERE 5 - ENVELOPPE

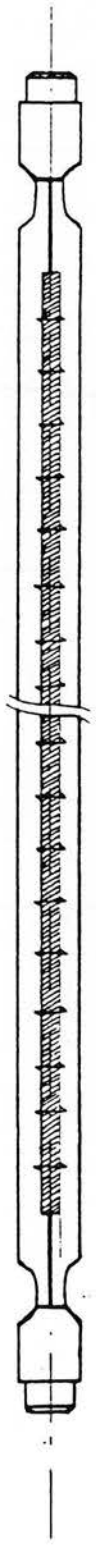
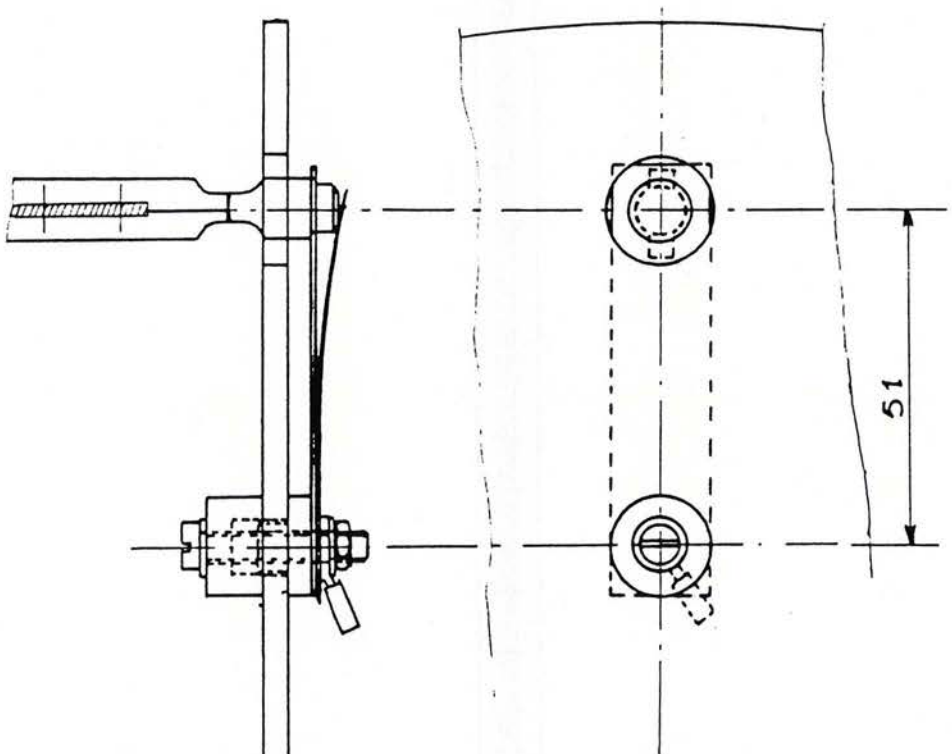


REPERE 7 - REFLECTEUR





REPERE 8 - EMETTEUR INFRA-ROUGE



REPERE 10 - CONNECTION ELECTRIQUE