

**UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ À  
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI  
COMME EXIGENCE PARTIELLE  
DE LA MAÎTRISE EN INGÉNIERIE**

**par**

**EI HADJI BABACAR FALL**

**EXTENSION DE LA MÉTHODE FLASH  
A DE HAUTES TEMPÉRATURES**

**Juillet 1995**





### Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

## Résumé

Il existe plusieurs méthodes de mesure pour sonder les caractéristiques thermophysiques des nouveaux alliages ou matériaux composites. Cependant la technique flash se distingue grâce à son principe de mesure à la fois simple et original.

Plusieurs propriétés thermophysiques sont évaluées à partir de l'analyse du thermogramme de la surface arrière d'un petit échantillon dont la face frontale est subitement exposée à une décharge énergétique qui dans notre cas est un flash.

Nous avons conçu l'unité d'excitation thermique (flash) afin qu'il puisse répondre aux critères énergétiques requis par la méthode de mesure.

Pour effectuer des mesures à haute température, nous avons résolu les problèmes thermiques reliés à la conception d'une enceinte chauffante électrique dont il a fallu minimiser les contacts avec le module de support des échantillons qu'elle contient. La faiblesse de l'énergie délivrée par un flash et les pertes de chaleur à l'intérieur du système de chauffage engendrent des difficultés supplémentaires. Dans ces conditions, le choix des senseurs thermiques et le gradient de température formé entre ceux-ci et les points de référence jouent un rôle prépondérant dans le succès des mesures.

Nous avons également établi une procédure qui permet de limiter au minimum le bruit électromagnétique présent dans le laboratoire et ses environs.

## Remerciements

Toute ma reconnaissance et mes remerciements à ALLAH, L'OMNISCIENT, pour m'avoir accordé SA GRÂCE.

Cette étude a été accomplie au sein du Groupe de Recherche en Ingénierie des Procédés et Systèmes (GRIPS) de l'Université du Québec à Chicoutimi, sous la direction scientifique du Professeur Laszlo I. Kiss qui m'a si aimablement introduit dans ce sanctuaire du savoir. Je tiens chaleureusement à lui témoigner ma profonde gratitude pour ses conseils éclairés, ses encouragements incessants, et ses remarquables qualités humaines. Encore une fois merci!

Je suis particulièrement reconnaissant aux membres du GRIPS pour l'accueil chaleureux qu'ils m'ont réservé tout au long de mon séjour parmi eux

Que Monsieur Patrice Paquette reçoive mes sincères remerciements pour son dévouement et sa grande contribution à la réalisation de ce dispositif de mesure.

À toute la communauté étrangère de Chicoutimi, j'adresse mes vifs remerciements et ma très grande sympathie pour tout le support moral et l'affection qu'elle m'a témoigné sur cette terre inconnue.

Que l'Université du Québec à Chicoutimi trouve ici ma profonde reconnaissance pour toute l'aide financière qu'elle m'a accordée tout au long de mon cursus universitaire.

Mes plus vifs remerciements s'adressent à Monsieur Khadiyatoullah Fall qui, par son aide constante et dévouée, a écarté beaucoup d'embûches sur mon chemin.

Que mes compatriotes reçoivent mes sincères remerciements pour avoir constitué ma famille ici à Chicoutimi.

Je tiens également à remercier Mademoiselle Mina Houssein Doualé pour tous les conseils et encouragements, qu'elle m'a prodigués avec beaucoup de bienveillance, tout au long de ce projet.

# Table des matières

Résumé . . . . .	ii
Remerciements . . . . .	iii
Liste des Figures . . . . .	x
Liste des Tableaux . . . . .	xiv
<b>1 INTRODUCTION . . . . .</b>	<b>1</b>
<b>2 METHODES DE MESURE DES PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DES SOLIDES . . . . .</b>	<b>4</b>
2.1 DÉVELOPPEMENT ET DIVERSITÉ DES TECHNIQUES DE MESURE . . . . .	4
2.2 TECHNIQUES DE MESURE DE LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE . . . . .	5
2.2.1 Théorie générale . . . . .	5
2.2.2 Matériau à forte ou moyenne conductivité thermique . . . . .	7
2.2.2.1 Méthode à flux de chaleur axial . . . . .	8
2.2.2.2 Méthode à flux de chaleur radial . . . . .	10
2.2.2.3 Méthode à chauffage direct . . . . .	12
2.2.3 Matériau isolant ou à faible conductivité thermique . . . . .	15
2.2.3.1 Méthode de la plaque chauffante de compensation . . . . .	15
2.2.4 Sommaire des techniques de mesure de la conductivité . . . . .	17
2.3 TECHNIQUES DE MESURE DE LA DIFFUSIVITÉ THERMIQUE . . . . .	17
2.3.1 Théorie générale . . . . .	17
2.3.2 Méthodes à flux de chaleur cyclique . . . . .	20
2.3.2.1 Méthode de génération de température ondulatoire . . . . .	20
2.3.2.2 Méthode de génération de chaleur par bombardement électronique . . . . .	21
2.3.3 SOMMAIRE DES TECHNIQUES DE MESURE DE LA DIFFUSIVITÉ . . . . .	23
<b>3 MÉTHODE FLASH . . . . .</b>	<b>25</b>
3.1 INTRODUCTION . . . . .	25
3.2 PRINCIPE DU SYSTÈME DE MESURE . . . . .	26
3.2.1 Théorie . . . . .	26
3.3 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL . . . . .	29
3.4 ERREURS DE MESURE . . . . .	33
3.4.1 Erreurs de mesure directe . . . . .	33
3.4.2 Erreurs systématiques . . . . .	34
3.5 DIFFÉRENTES APPLICATIONS DE LA TECHNIQUE FLASH . . . . .	34
3.5.1 Extension de la diversité des matériaux testés . . . . .	35
3.5.2 Précision de la méthode . . . . .	36
3.6 DÉVELOPPEMENT DU DISPOSITIF DE L'U.Q.A.C. . . . .	38
3.6.1 Historique . . . . .	38
3.6.2 Objectifs du projet de recherche . . . . .	39

<b>4</b>	<b>CONCEPTION DU SYSTÈME DE CHAUFFAGE ET DE SUPPORT DES ÉCHANTILLONS</b>	<b>42</b>
4.1	CONCEPTION DU SYSTÈME CHAUFFAGE	42
4.1.1	Critères techniques de design	42
4.1.1.1	Système de contrôle	42
4.1.1.2	Temps de stabilisation ou temps de réponse du système	44
4.1.1.3	Pertes de chaleur	44
4.1.2	Méthodes de chauffage	46
4.1.2.1	Chauffage au combustible	46
4.1.2.2	Chauffage électrique	48
1	Chauffage direct	48
1	Chauffage par conduction	49
2	Chauffage indirect	50
1	Chauffage par induction électromagnétique.	50
3	Chauffage résistif indirect	52
4.1.3	Description du Système de chauffage	55
4.1.3.1	Circuit électrique	55
4.1.3.2	Isolation thermique	59
4.2	CONCEPTION DU MODULE DE SUPPORT DES ÉCHANTILLONS	60
4.2.1	Critères de design	60
4.2.2	Description du module de support des échantillons	61
<b>5</b>	<b>MODÉLISATION ET ÉTUDE DYNAMIQUE DU SYSTÈME DE CHAUFFAGE</b>	<b>63</b>
5.1	MODÉLISATION	63
5.1.1	Bilan d'énergie	64
5.1.2	Analogie électrique	66
5.1.3	Représentation avec les variables d'états	68
5.1.4	Application du modèle à des conditions expérimentales spécifiques	69
5.2	CONTRÔLABILITÉ ET OBSERVABILITÉ DU MODÈLE	70
5.2.1	Contrôlabilité	70
5.2.2	Observabilité	71
5.3	ÉTUDE EN BOUCLE OUVERTE DU MODÈLE	71
5.3.1	FONCTION DE TRANSFERT	71
5.3.2	STABILITÉ DU MODÈLE	71
5.3.3	RÉPONSE DU SYSTÈME EN BOUCLE OUVERTE.	72
5.4	ÉTUDE EN BOUCLE FERMÉE DU MODÈLE	73
5.4.1	CONTRÔLEUR PROPORTIONNEL	74
5.4.2	CONTRÔLEUR PI	75

5.5	ÉTUDE PRATIQUE DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE DE LA CHAMBRE CHAUFFANTE . . . . .	78
5.5.1	Système de contrôle . . . . .	78
5.5.2	Fiabilité du système . . . . .	79
5.6	VALIDATION DU MODÈLE . . . . .	80
5.7	ÉTUDE DES PERTES DE CHALEUR . . . . .	80
5.7.1	Profil thermique . . . . .	80
5.7.2	Évaluation du flux de pertes de chaleur . . . . .	81
<b>6</b>	<b>CONCEPTION DE LA SOURCE D'EXCITATION THERMIQUE . . . . .</b>	<b>82</b>
6.1	PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN FLASH . . . . .	82
6.2	CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES D'UNE LAMPE FLASH . . . . .	84
6.2.1	Nature du gaz . . . . .	86
6.2.2	Pression du gaz . . . . .	87
6.2.3	La longueur de l'arc . . . . .	87
6.2.4	L'énergie de décharge . . . . .	88
6.3	ANALYSE DES PARAMÈTRES PHYSIQUES REQUISE AU FLASH . . . . .	89
6.3.1	Calculs énergétiques . . . . .	89
6.3.1.1	Énergie d'échauffement unitaire des échantillons . . . . .	89
6.3.1.2	Énergie minimale de mesure . . . . .	90
6.3.1.3	Énergie optique . . . . .	92
6.3.1.4	Énergie électrique . . . . .	93
6.3.2	Calcul de la durée maximale du flash . . . . .	94
6.4	DESIGN DU CIRCUIT ÉLECTRIQUE . . . . .	94
6.4.1	Choix de l'ampoule . . . . .	94
6.4.2	Calcul des paramètres électriques . . . . .	95
6.4.3	Applications . . . . .	97
6.5	PERFORMANCES DU SYSTÈME . . . . .	98
6.5.1	Intensité lumineuse et durée du flash . . . . .	98
6.5.2	Effet électromagnétique du flash . . . . .	101
<b>7</b>	<b>SYSTÈME DE SAISIE DE DONNÉES . . . . .</b>	<b>103</b>
7.1	NATURE DU SIGNAL . . . . .	103
7.2	CHOIX DU SYSTÈME DE TRANSMETTEUR . . . . .	104
7.3	AMPLIFICATION DU SIGNAL . . . . .	108
7.4	UNITÉ D'ACQUISITION DES DONNÉES . . . . .	109
7.5	ANALYSE ET TRAITEMENT DU BRUIT . . . . .	111
7.5.1	Le bruit dans les mesures . . . . .	112
7.5.1.1	Bruit thermique . . . . .	112
7.5.1.2	Interférence électromagnétique . . . . .	113
7.5.1.3	Quelques règles pratiques pour la réduction du bruit . . . . .	114

7.6	TRAITEMENT NUMÉRIQUE DES DONNÉES . . . . .	117
7.6.1	Étude du signal numérique dans le domaine fréquentiel . . . . .	117
7.6.2	Quelques outils du traitement numérique des données. . . . .	118
7.6.2.1	Convolution . . . . .	118
7.6.2.2	Corrélation . . . . .	119
7.6.2.3	Densité spectrale de puissance . . . . .	120
7.6.3	Méthode d'identification du bruit . . . . .	120
7.6.4	Présentation des résultats d'identification du bruit. . . . .	122
7.6.5	filtrage numérique du bruit . . . . .	125
7.6.5.1	Spécifications de design . . . . .	126
7.6.5.2	Design d'un filtre par la technique des moindres carrés . . . . .	127
7.6.5.3	Design d'un filtre par la technique des fenêtres . . . . .	128
7.6.5.4	Design par la technique d'ondulation constante . . . . .	128
<b>8</b>	<b>ANALYSE DES RÉSULTATS . . . . .</b>	<b>131</b>
8.1	STRUCTURE ET CARACTÈRE DE LA SOLUTION . . . . .	131
8.2	ERREURS DE MESURE ET METHODES DE CORRECTION . . . . .	137
8.2.1	Méthode itérative basée sur une analyse correcte des solutions des équations originales . . . . .	138
8.2.2	Corrections basées sur la forme générale de la courbe de réponse transitoire . . . . .	139
8.2.3	Correction basée sur la partie initiale de la courbe de réponse . . . . .	141
8.2.4	Méthode d'identification des paramètres types . . . . .	141
8.2.5	MÉTHODE PROPOSÉE . . . . .	142
8.3	CALCUL DES AUTRES PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES . . . . .	144
8.4	PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE . . . . .	146
8.4.1	Préparation des échantillons . . . . .	146
8.4.2	Choix du matériau de référence . . . . .	147
8.4.3	conditions thermiques de mesure . . . . .	148
8.5	AUTOMATISATION DES MESURES . . . . .	148
8.5.1	Saisie des données avec la carte d'acquisition DASH-8 . . . . .	149
8.5.1.1	Câblage et connection . . . . .	149
8.5.1.2	Outils informatiques . . . . .	150
8.5.2	Saisie des données avec l'oscilloscope . . . . .	151
8.5.2.1	Connection et câblage . . . . .	151
8.5.2.2	Mise en condition . . . . .	152
8.5.2.3	Protocole de transfert des données de l'oscilloscope . . . . .	152
8.5.2.4	Conversion des fichiers *.TSF . . . . .	153

8.5.3 Programme informatique principal de traitement des données . . . . .	153
8.5.4 Tâches exécutées . . . . .	153
8.5.5 Algorithme . . . . .	154
8.5.6 Entrées et sorties de ANALYSE.F . . . . .	155
8.6 DESCRIPTION COMPLÈTE DE LA DÉMARCHE À SUIVRE POUR EFFECTUER UNE MESURE . . . . .	156
8.7 ANALYSE DES PERFORMANCES DU DISPOSITIF DE MESURE . . . . .	157
8.7.1 Présentation des résultats . . . . .	159
8.8 RECOMMANDATIONS . . . . .	162
<b>9 CONCLUSION . . . . .</b>	<b>164</b>
<b>Bibliographie . . . . .</b>	<b>167</b>
<b>Appendix A CALCUL DES RÉSISTANCES ÉQUIVALENTES . . . . .</b>	<b>169</b>
A.1 Évaluation de $R_0$ . . . . .	169
A.2 Évaluation de $R_{12}$ . . . . .	170
A.3 Évaluation de $R_{13}$ et $R_{23}$ . . . . .	171
A.4 Estimation des coefficients de rayonnement $h_{ray0}$ , $h_{ray12}$ , $h_{ray13}$ et $h_{ray23}$ . . . . .	172
<b>Appendix B CALCUL DES FACTEURS DE FORME . . . . .</b>	<b>174</b>
<b>Appendix C FICHE DE MESURE . . . . .</b>	<b>178</b>
<b>Appendix D PROGRAMME DE TRANSFERT DES MESURES DE L'OSCILLOSCOPE : TRANSFERT.BAS . . . . .</b>	<b>179</b>
<b>Appendix E PROGRAMME DE CONVERSION DES FICHIERS .TSF EN .SCP : COURBSCOP.F . . . . .</b>	<b>184</b>
<b>Appendix F PROGRAMME PRINCIPAL DE TRAITEMENT DES DONNÉES: ANALYSE.F . . . . .</b>	<b>187</b>
<b>Appendix G INTERFACE GRAPHIQUE DE VISUALISATION DES FICHIERS DE SORTIES D'ANALYSE.F : TRACE.C . . . . .</b>	<b>249</b>
<b>Appendix H QUELQUES COURBES DE MESURES . . . . .</b>	<b>263</b>

## Liste des Figures

Figure 2.1	Dispositif de mesure de la conductivité avec un flux axial .	9
Figure 2.2	Dispositif de mesure de la conductivité avec un flux radial	11
Figure 2.3	dispositif de Kohlrausch de mesure de la conductivité par chauffage électrique direct. . . . .	13
Figure 2.4	Schéma d'un dispositif de mesure par la méthode de plaque chauffante de compensation: A) échantillon double, B) échantillon simple . . . . .	15
Figure 3.1	Valeurs de $k_p$ . . . . .	27
Figure 3.2	Solution théorique et expérimentale de la méthode flash .	28
Figure 3.3	Coupe transversale d'un échantillon à trois couches . . .	36
Figure 4.1	Différents profils de chauffage . . . . .	45
Figure 4.2	Chauffage au combustible . . . . .	47
Figure 4.3	Chauffage par conduction . . . . .	50
Figure 4.4	Chauffage résistif indirect . . . . .	53
Figure 4.5	Chauffage par résistances gainées . . . . .	54
Figure 4.6	Chauffage direct d'un tube . . . . .	55
Figure 4.7	Tube chauffant en acier inoxydable . . . . .	57
Figure 4.8	Électrode . . . . .	57
Figure 4.9	Tube chauffant muni d'électrodes . . . . .	58
Figure 4.10	Système d'isolation thermique . . . . .	59
Figure 4.11	Module de support des échantillons . . . . .	61
Figure 4.12	Module de support des échantillons, vue de face . . . . .	62

Figure 5.1	Modèle du système de chauffage . . . . .	63
Figure 5.2	Analogie électrique . . . . .	66
Figure 5.3	Graphe linéaire . . . . .	67
Figure 5.4	Réponse du système en boucle ouverte . . . . .	73
Figure 5.5	Schéma bloc du système avec contrôleur proportionnel et rétroaction unitaire . . . . .	74
Figure 5.6	Effets d'un contrôleur proportionnel avec différents gains	75
Figure 5.7	Schéma bloc du système avec contrôleur PI et rétroaction unitaire . . . . .	76
Figure 5.8	Réponse du système avec un contrôleur PI ( $K_p=19$ $\tau_i=2.15$ ) . . . . .	77
Figure 5.9	Comparaison de l'effet des différents contrôleurs . . . . .	78
Figure 5.10	Profil thermique de l'enceinte chauffante . . . . .	81
Figure 6.1	Circuit simplifié d'un flash . . . . .	82
Figure 6.2	Circuit réaliste d'un flash . . . . .	83
Figure 6.3	Tubes à éclats . . . . .	84
Figure 6.4	Courbe de l'intensité lumineuse d'un flash . . . . .	85
Figure 6.5	Système de mesure de l'intensité lumineuse . . . . .	86
Figure 6.6	Effets de la pression du gaz . . . . .	87
Figure 6.7	Impact de la variation de l'énergie de décharge . . . . .	88
Figure 6.8	circuit électrique du flash du GRIPS . . . . .	98
Figure 6.9	Courbe d'intensité lumineuse du flash du GRIPS . . . . .	99

Figure 6.10	Comparaison entre le flash du GRIPS et le STARBLITZ 320 BTZ . . . . .	100
Figure 6.11	Position du flash . . . . .	101
Figure 7.1	Fixation des thermocouples . . . . .	106
Figure 7.2	circuit simplifié de l'amplificateur . . . . .	109
Figure 7.3	Technique de mise à terre . . . . .	116
Figure 7.4	Courbe théorique . . . . .	123
Figure 7.5	Transformée de Fourier de la courbe théorique . . . . .	123
Figure 7.6	Spectre de puissance de la courbe théorique . . . . .	124
Figure 7.7	Signal de sortie bruité d'un échantillon de cuivre . . . . .	124
Figure 7.8	Transformée de Fourier d'un échantillon de cuivre . . . . .	125
Figure 7.9	Spectre de puissance d'un échantillon de cuivre . . . . .	125
Figure 7.10	Fitre passe-bas idéal(a) et gabarit d'un filtre passe-bas réel (b) . . . . .	127
Figure 8.1	Solution générale avec variable adimensionnelle . . . . .	134
Figure 8.2	Thermogramme typique . . . . .	134
Figure 8.3	Courbe normalisée . . . . .	135
Figure 8.4	Normalisation de la courbe générale . . . . .	137
Figure 8.5	Données pour la méthode de correction de Cowan . . . . .	139
Figure 8.6	Pertes de chaleur à le demi-temps de montée . . . . .	140
Figure 8.7	Données pour la méthode de correction des pertes de chaleur de Clark et Taylor . . . . .	140
Figure 8.8	. . . . .	143

Figure 8.9	Corrélation entre les groupes adimensionnels pour une isolation imparfaite . . . . .	144
Figure 8.10	Connection finale du dispositif . . . . .	149
Figure 8.11	. . . . .	150
Figure 8.12	Circuit de déclenchement des mesures à l'aide d'un photosenseur . . . . .	151
Figure 8.13	Algorithme de ANALYSE.F . . . . .	154
Figure 8.14	Signal filtré à moyenne . . . . .	158
Figure 8.15	Signal avec filtre passe-bas . . . . .	159
Figure A.1	Analogie électrique pour $R_0$ . . . . .	169
Figure A.2	Disposition des masses $m_1$ et $m_2$ . . . . .	170
Figure A.3	Analogie électrique pour $R_{12}$ . . . . .	171
Figure B.1	Enceinte chauffante . . . . .	174
Figure B.2	Surfaces discrétisées . . . . .	174
Figure B.3	Surfaces discrétisées pour le calcul des facteurs de forme X et Y . . . . .	175
Figure H.1	Courbes typiques à la température ambiante . . . . .	263
Figure H.2	Courbe avec un autre échantillon de graphite . . . . .	263
Figure H.3	Effet d'un filtre passe-bas . . . . .	264
Figure H.4	Mesure à 325°C . . . . .	264
Figure H.5	Test de répétabilité du dispositif . . . . .	265

## Liste des Tableaux

Tableau 2.1	Techniques de mesure de la conductivité . . . . .	17
Tableau 2.2	Techniques de mesure de la diffusivité thermique . . . . .	24
Tableau 5.1	Propriétés physiques des matériaux . . . . .	69
Tableau 5.2	Coefficients de transfert de chaleur et resistances thermiques entre les matériaux . . . . .	69
Tableau 6.1	Capacité calorifique volumétrique de quelques matériaux	90
Tableau 8.1	Fichiers de sortie de ANANLYSE.F . . . . .	156
Tableau 8.2	Résultats sur des échantillons de métaux et d'alliage . . .	160
Tableau 8.3	Résultats sur des échantillons de carbone hétérogène amorphe (A et C) et semi graphite (B et D) . . . . .	162

## INTRODUCTION

L'apparition sur le marché de nouveaux matériaux très légers, très résistants et pouvant endurer d'énormes contraintes thermiques nécessitent le développement de techniques de mesure à la fois fiable et rapide, qui permettent ainsi de caractériser leur nature profonde. Dans la plupart des cas l'étude des propriétés mécaniques joue un rôle primordial, toutefois nous dénombrons de plus en plus d'applications où les contraintes thermiques sont critiques. Nous pouvons citer en exemple le domaine de l'aérospatiale, du nucléaire, des industries qui opèrent à très haute température telles que les alumineries ou plus généralement le secteur de la métallurgie.

La connaissance des propriétés thermophysiques des matériaux se révèle fondamentale sur deux plans: tout d'abord lors de la conception, ensuite au moment de l'utilisation. Malgré cette double nécessité, nous constatons à l'heure actuelle qu'il n'existe pas encore une technique de mesure des propriétés thermophysiques standard, universellement acceptée ou utilisée. La communauté scientifique dispose de plusieurs méthodes de mesure spécifiques qui sont valides pour une catégorie de matériaux bien déterminée, soit des isolants thermiques de grande taille, soit des solides peu conducteurs, ou tout simplement des petits échantillons de métaux.

Notre intérêt s'est porté sur la méthode de mesure flash qui a été introduite pour la

première fois en 1961 par Parker et ses collègues [18]. Cette méthode de mesure présente de nombreux avantages comparativement aux méthodes traditionnelles. Elle est rapide, elle permet de mesurer trois propriétés, à savoir la diffusivité thermique, la capacité calorifique et la conductivité thermique. Elle s'applique sur tous les matériaux solides, du meilleur conducteur au bons isolants thermiques.

L'objectif de ce présent projet de recherche est de développer un appareil de mesure à haute température basé sur la technique flash. Notre travail s'articule sur les quatre thèmes suivants:

1. Conception d'un four avec une unité de contrôle
2. Élaborer un système de mesure de la variation de température des échantillons.
3. Construire une unité flash
4. monter un système d'acquisition et de traitement des données qui permet de réduire au minimum le bruit.

Les étapes qui mènent à la réalisation de ces différents volets sont présentées dans ce document.

Le chapitre 2 fait le point sur la diversité des techniques de mesure de la conductivité et de la diffusivité thermique. Au troisième chapitre, nous exposons les fondements théoriques de la technique flash ainsi que les difficultés reliées au développement de ce type d'appareil. Nous définissons également de façon concise les objectifs généraux et spécifiques de notre travail. Aux chapitres 4 et 5 nous présentons le module de chauffage des échantillons avec une étude sur le comportement dynamique et le mode de contrôle du système. La conception de la source d'excitation thermique en l'occurrence le flash est expliquée en détail au chapitre 6.

Le mode d'acquisition et de traitement des thermogrammes des échantillons revêt d'une importance capitale. C'est pourquoi, nous avons consacré les deux derniers chapitres pour couvrir autant que possible l'ensemble des questions soulevées par l'aspect de traitement de signal dans un environnement bruité. Nous y présentons également les résultats des mesures effectuées sur quelques matériaux.

## **CHAPITRE 2**

# **METHODES DE MESURE DES PROPRIETES THERMOPHYSIQUES DES SOLIDES**

### **2.1 DÉVELOPPEMENT ET DIVERSITÉ DES TECHNIQUES DE MESURE**

L'émergence de nouvelles théories pour mieux saisir les phénomènes très complexes de transfert de chaleur ont amené les scientifiques à développer plusieurs techniques de mesure des propriétés thermophysiques des matériaux. Ce besoin est également suscité par la recherche de nouveaux matériaux composites ou alliages qui doivent répondre à des critères de design de plus en plus exigeants sur le plan thermique.

Contrairement aux autres sciences de l'ingénierie telle que l'électricité ou la mécanique, il a fallu attendre très longtemps avant de pouvoir disposer d'instruments de mesure thermiques assez fiables qui peuvent être opérés sans une grande expertise en transfert de chaleur. Le développement de l'électronique et de l'informatique a permis de mettre au point des systèmes d'acquisition de données à la fois très rapides et précises, ainsi que le stockage et le traitement numérique de milliers de données dans un laps de temps très court.

Devant la diversité croissante des matériaux mis au point dans les industries et laboratoires de recherche, les spécialistes en transfert de chaleur ont mis au point une multitude de systèmes de mesure, qui hélas est limitée par deux éléments essentiels: d'une

part, la théorie restreinte à la base même du développement du système et d'autre part, les difficultés techniques inhérentes au respect des contraintes physiques postulées par ladite théorie.

Pour ces raisons, on constate que l'emploi de différentes méthodes de mesure entraîne très souvent des variations de résultats de l'ordre de 10 à 20%, ce qui témoigne des difficultés actuelles pour connaître avec exactitude la conductivité ou la diffusivité thermique d'un matériau quelconque, excepté les éléments purs ou les alliages simples.

La sélection d'un bon système de mesure est fortement conditionnée par la nature du matériau sous test, ainsi que le type de propriété thermophysique que l'on veut connaître. Il faut aussi tenir en considération la plage de température car la conductivité, la diffusivité thermique ainsi que la capacité calorifique sont des propriétés matérielles variables avec la température.

Nous allons passer en revue les techniques de mesure les plus populaires et les plus fiables utilisées durant ces dernières années.

## **2.2 TECHNIQUES DE MESURE DE LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE**

### **2.2.1 Théorie générale**

En transfert de chaleur, c'est la conductivité thermique qui est la propriété matérielle la plus connue et aussi la plus utilisée. Elle peut être définie comme la constante de proportionnalité qui relie le flux de chaleur à travers un corps et le gradient de température au sein de celui-ci. Cette propriété thermophysique caractéristique à chaque matériau est mise en évidence par la loi de Fourier:

$$\dot{Q} = -kA \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

où :

$\dot{Q}$  : le flux de chaleur traversant le plan d'abscisse  $x$ , W

$k$  : la conductivité thermique du matériau,  $Wm^{-1}K^{-1}$

$A$  : la surface perpendiculaire au flux thermique,  $m^2$

$\frac{dT}{dx}$  : le gradient de température dans la direction du flux,  $Km^{-1}$

La conductivité thermique varie selon la température du matériau. En règle générale, chez les métaux, lorsque la température augmente, la conductivité décroît. Dans les alliages c'est le contraire qui se produit, la conductivité augmente avec la température.

Différents paramètres physiques influencent la conductivité d'un matériau. Parmi ceux ci, nous citons : la pureté du matériau, et son homogénéité. La présence dans un métal pur d'atomes étrangers, même en faible proportion, influence fortement la conductivité du nouvel alliage ainsi formé.

La variation de la conductivité en fonction de la température peut être exprimée par cette équation qui est valable seulement dans des intervalles de températures assez réduits

$$k = k_0[1 + b(T - T_0)] \quad (2)$$

où

$k$  : conductivité thermique,  $Wm^{-1}K^{-1}$

$k_0$  : conductivité à la température  $T_0$ ,  $Wm^{-1}K^{-1}$

$b$  : une constante à déterminer expérimentalement,  $K^{-1}$

Les techniques utilisées pour mesurer la conductivité thermique sont nombreuses et variées. Le profil du système de mesure et la taille des échantillons sont déterminés par l'ordre de grandeur de la conductivité du matériau à tester. Pour de fortes conductivités,

les échantillons sont généralement longs (cylindres) alors que pour de faibles conductivités, les échantillons sont plats (disques). Les tailles de ces échantillons sont imposées par des considérations thermiques.

La caractéristique commune de la plupart des méthodes "directes" d'évaluation de la conductivité est l'application de la loi de Fourier. Un flux de chaleur est généré par l'entremise de différents types de sources thermiques, ensuite des senseurs sont soigneusement placés sur l'échantillon pour permettre de mesurer avec précision le gradient de température. Connaissant les dimensions physiques du corps à tester, il ne reste plus qu'à isoler la conductivité dans l'équation suivante.

$$k = -\frac{q}{A \frac{dT}{dx}} \quad (3)$$

La difficulté majeure réside dans l'évaluation exacte du flux de chaleur lorsque l'on sait qu'il y a toujours des erreurs induites par les pertes de chaleur présentes sur tous les dispositifs expérimentaux avec des degrés divers.

Nous allons faire une brève description des différentes techniques les plus appropriées pour un type de matériau donné.

### **2.2.2 Matériau à forte ou moyenne conductivité thermique**

Comme nous l'avons indiqué auparavant, les échantillons utilisés pour tester ces genres de matériaux, sont cylindriques. En effet, lorsque la conductivité est très élevée, le flux de chaleur qui en résulte prend aussi de très grandes valeurs. Les pertes de chaleur sur les surfaces latérales sont relativement petites. Un très long échantillon permet alors d'obtenir un gradient de température très élevé, facilement mesurable.

**2.2.2.1 Méthode à flux de chaleur axial** Cette méthode existe depuis très longtemps et constitue probablement la technique d'évaluation de la conductivité la plus connue. Elle est décrite dans la plupart des manuels qui traitent de transfert de chaleur. Son principe est simple: un flux de chaleur unidirectionnel axial est généré à travers un spécimen cylindrique dont on évalue le gradient de température à l'aide de deux senseurs soigneusement placés.

Ce dispositif de mesure est généralement employé pour évaluer la conductivité des métaux et des alliages. Les échantillons prélevés sur ces matériaux sont cylindriques et de préférence petits. Cette méthode est spécialement recommandée pour des mesures à basse température ( $T < 100$  K), où elle livre des résultats d'une grande précision. Il est possible d'étendre la fiabilité des mesures jusqu'à 1500 K, en rajoutant quelques éléments de protection du flux de chaleur. Les expériences réalisées au delà de cette température sont imprécises.

Il existe trois types d'appareillage, dépendamment des domaines de température d'opération: a)  $T < 40$  K, b)  $40\text{K} < T < 400$  K, c)  $300\text{ K} < T < 1500$  K. Cette classification est basée sur l'ampleur des pertes de chaleur subies par le dispositif de mesure. Dans le premier groupe, les pertes sont très faibles, dans le deuxième, on observe des pertes substantielles qui sont toutefois faciles à contrôler. Les grandes pertes de chaleur rencontrées dans la troisième catégorie compliquent énormément le contrôle de ces dispositifs. Nous présentons à la figure 2.1 un modèle de base .

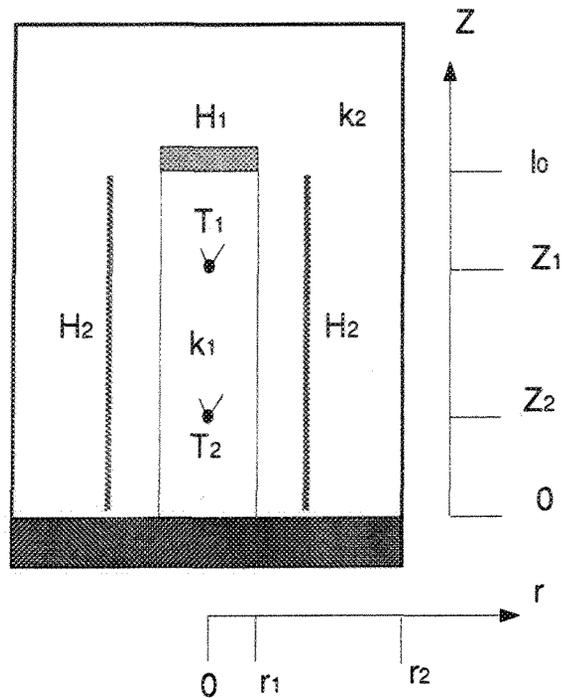


Figure 2.1. Dispositif de mesure de la conductivité avec un flux axial

Ici un échantillon cylindrique de longueur  $l_0$  et de rayon  $r_1$  est placé dans un puits de chaleur, à l'intérieur d'une enceinte d'isolation thermique cylindrique de rayon  $r_2$ . Un élément de chauffage  $H_1$  fixé sur le spécimen produit un flux de chaleur axial  $\dot{Q}$ . Des unités de chauffage latérales  $H_2$  aident à diminuer l'effet des pertes de chaleur radiales. Une fois le régime permanent établi, des thermocouples  $T_1$  et  $T_2$  positionnés aux points  $z_1$  et  $z_2$  permettent de calculer le gradient de température de l'échantillon. Diverses modifications sont éventuellement apportées au dispositif afin d'obtenir un flux purement axial.

La conductivité thermique est évaluée avec l'équation suivante:

$$k_1 = \frac{\dot{Q}}{A} \times \frac{\Delta z}{\Delta T} \quad (4)$$

où  $\dot{Q}$  est le flux de chaleur qui passe à travers la section  $A$  de l'échantillon testé.  $\frac{\Delta T}{\Delta z}$  est le gradient de température du matériau. Très souvent il est évalué avec deux senseurs de

températures localisés aux points  $z_1$  et  $z_2$ .

Il est relativement facile de mesurer la section des échantillons, excepté pour les matériaux friables et fragiles qui nécessitent plus de précautions dans la manipulation des micromètres. La détermination de  $\Delta z (= z_2 - z_1)$  est extrêmement critique car il faut bien s'assurer que les positions géométrique des senseurs correspondent effectivement aux positions thermiques évaluées. La dernière difficulté est la génération d'un flux de chaleur purement axial qui est évalué à l'aide des paramètres de chauffage tel que la tension et le courant électrique.

#### **2.2.2.2 Méthode à flux de chaleur radial**

C'est au début du siècle, que C. Niven publiait un rapport qui faisait la description d'une nouvelle technique de mesure de la conductivité avec un flux de chaleur radial. Depuis lors, cette méthode est devenue classique. Elle se distingue essentiellement par la configuration du dispositif qui peut être le plus souvent cylindrique, ellipsoïdal ou dans certains cas sphérique. Le flux de chaleur radial produit provoque un gradient de température dans l'échantillon qui épouse la forme du dispositif.

Les spécimens utilisés dans cette technique sont relativement grands comparés à ceux de la technique de flux axial. Toutes les substances solides et poudreuses sous forme cylindrique peuvent être évaluées avec tout de même un temps d'expérimentation relativement long (quelques heures ). Généralement les mesures sont effectuées avec précision dans un large domaine de température (TA–2600 K). Mais cette méthode est plus connue pour son extrême précision en haute température.

Plusieurs configurations d'appareils à flux de chaleur radial ont été mises au point par les spécialistes des mesures thermophysiques. Chacune de ces réalisations répond à des

contraintes physiques bien précises. La figure 2.2 montre un dispositif de mesure simple mais assez représentatif par l'ensemble des éléments qui le constituent.

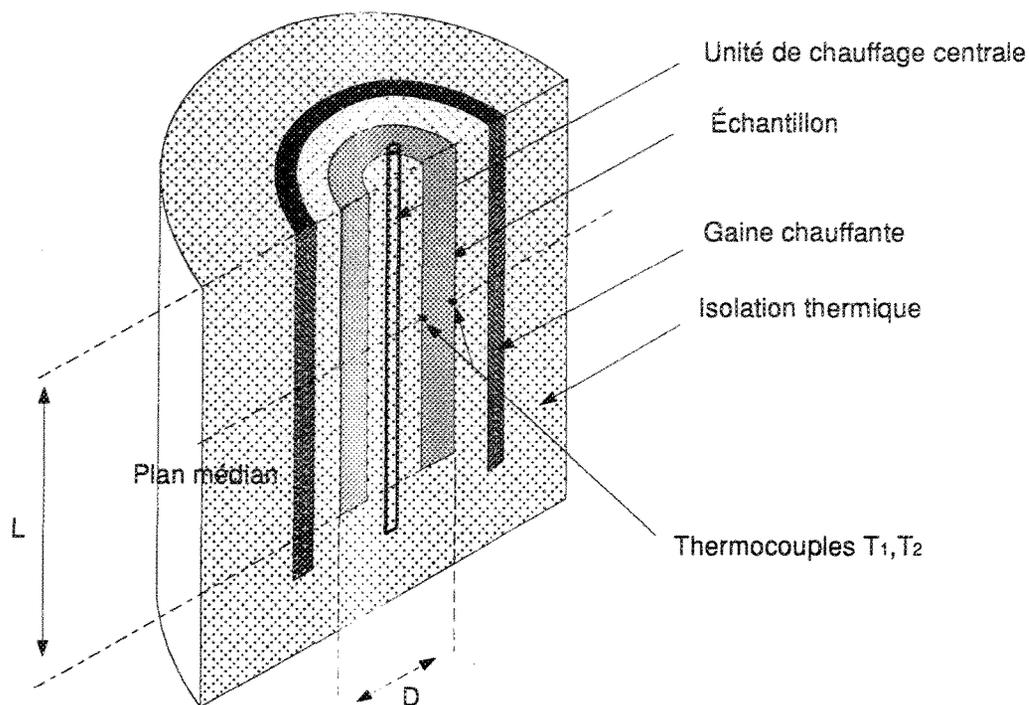


Figure 2.2. Dispositif de mesure de la conductivité avec un flux radial

Un élément de chauffage disposé au centre d'un spécimen cylindrique, dissipe un flux de chaleur radial à travers le matériau sous test. Une gaine chauffante entoure l'échantillon afin d'établir les mesures à une température cible. L'ensemble est thermiquement isolé par des substances telles que de la poudre de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ou des particules de  $\text{MgO}$  et un gaz comme l'argon ou l'hélium. Des thermocouples sont placés sur l'échantillon pour déterminer le gradient de température. L'une des conditions essentielles pour obtenir de bonnes mesures est de générer un flux radial. Pour cela, on s'assure toujours que le rapport de la longueur  $L$  sur le diamètre  $d$  soit le plus grand possible, ainsi il sera possible de considérer le système comme infiniment long. D'autres artifices tels que des éléments de chauffage de protection sont très souvent ajoutés pour respecter les conditions théoriques exigées par la méthode.

Cette préoccupation revêt une grande importance car toute l'analyse mathématique repose sur cette supposition de base: le flux est radial. La conductivité est donnée par la formule suivante

$$k = \frac{P}{L} \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi(T_1 - T_2)} \quad (5)$$

où  $\frac{P}{L}$  est la puissance par unité de longueur,  $T_n$  correspond à la température à la position  $r_n$

### 2.2.2.3 Méthode à chauffage direct

Cette technique est très souvent employée lorsqu'on opère à des températures très élevées où les méthodes de mesure à flux axial ou radial demeurent relativement complexes et imprécises. Ce sont les travaux de Kohlrausch de la fin du 19<sup>ème</sup> siècle qui ont démontrés qu'il était possible d'exploiter l'effet Joule résultant du passage du courant électrique dans un conducteur pour mesurer la conductivité thermique des matériaux. Au fil des ans, plusieurs chercheurs se sont intéressés à cette technique de mesure, permettant ainsi d'améliorer considérablement les performances de cette méthode.

Le principe de base de la méthode limite la nature des échantillons à des matériaux conducteurs d'électricité. Toutefois, cela procure un avantage indéniable: les expériences peuvent être effectuées à des températures extrêmement élevées. C'est le point de fusion du matériau sous test qui détermine la limite maximale des mesures. Il est possible d'effectuer simultanément ou consécutivement la mesure de la conductivité thermique, de la résistivité électrique et d'autres propriétés thermophysiques ou électriques.

Cette méthode de mesure à chauffage direct appartient au groupe de technique de mesure caractérisé par une simplicité dans l'appareillage (dispositif instrumental), mais à l'inverse seulement des calculs très complexes permettent d'aboutir à des résultats précis.

Un exemple de dispositif est montré à la figure 2.3

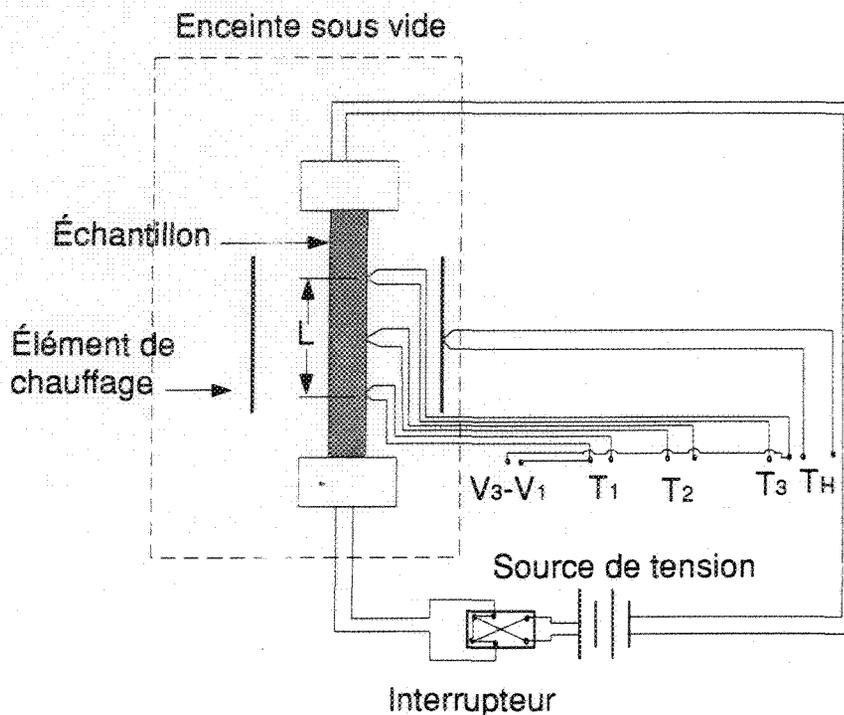


Figure 2.3. dispositif de Kohlrausch de mesure de la conductivité par chauffage électrique direct.

Kohlrausch base sa technique sur l'évaluation du produit de la conductivité thermique  $k$  et de la résistivité électrique  $\rho$ . Un courant est envoyé à travers l'échantillon sur lequel sont placées trois sondes qui donnent à la fois la température et le voltage à des points spécifiques. Le flux de chaleur généré est axial et est maintenu constant grâce à une tension constante aux bornes de l'échantillon. Des éléments de chauffage additionnels aident à réduire les pertes de chaleur radiales. L'ensemble est placé dans une enceinte sous vide. Le produit de  $k$  et  $\rho$  est:

$$k\rho = \frac{(V_3 - V_1)^2}{4[2T_2 - (T_1 + T_3)]} \quad (6)$$

où  $V_3 - V_1$  est la différence de potentiel entre le troisième et le premier thermocouple,  $T_1 + T_3$  est la somme de température des thermocouples latéraux et  $T_2$  est la température

du centre. La résistivité électrique est calculée ainsi:

$$\rho = \frac{(V_3 - V_1)A}{IL} \quad (7)$$

avec  $A$  comme section du conducteur,  $I$  est le courant et  $L$  est la distance entre les thermocouples  $T_1$  et  $T_3$ . La conductivité est évaluée après le calcul de  $\rho$ . Ce modèle de base très simple peut subir plusieurs modifications afin de répondre à des conditions expérimentales plus rigoureuses.

Les solutions mathématiques qui décrivent le procédé de chauffage direct des échantillons sont très souvent des équations différentielles non linéaires. Ces difficultés réduisent sérieusement la précision de cette méthode qui demeure assez impopulaire dans l'évaluation de la conductivité thermique pour des températures inférieures à 1300 K. Cependant la simplicité de l'appareillage rend cette méthode très pratique lorsqu'on opère à haute température. Le développement de l'informatique permet actuellement de contourner les problèmes de complexité mathématique.

#### Les avantages

- Four non requis
- Échantillon avec une géométrie cylindrique très simple
- Plusieurs propriétés peuvent être déterminées

#### Les désavantages

- Limité aux conducteurs électriques (métaux, alliages etc...)
- Analyse mathématique très complexe
- contrôle essentiel des pertes de chaleur

## 2.2.3 Matériau isolant ou à faible conductivité thermique

### 2.2.3.1 Méthode de la plaque chauffante de compensation

C'est la technique la plus employée pour mesurer la conductivité thermique des matériaux isolants. C'est une méthode standard spécialement utilisée pour les matériaux de construction ou de façon générale pour tous les bons isolants qui ont de grandes dimensions. Le principe de base de cette méthode repose sur la relation de Fourier qu'on essaie d'appliquer avec le plus de rigueur possible, en produisant un flux de chaleur unidirectionnel. Pour cela, des plaques chauffantes entourent la source centrale de chauffage afin de prévenir toute perte de chaleur latérale, obligeant le flux généré d'être unidirectionnel.

Beaucoup de modèles de dispositifs de mesure ont été développés durant ces dernières années. On distingue essentiellement deux types d'appareils: le premier comporte deux échantillons tandis que le second qui emploie un seul spécimen utilise également un fluxmètre. Les deux variantes sont présentées à la figure suivante.2.4 .

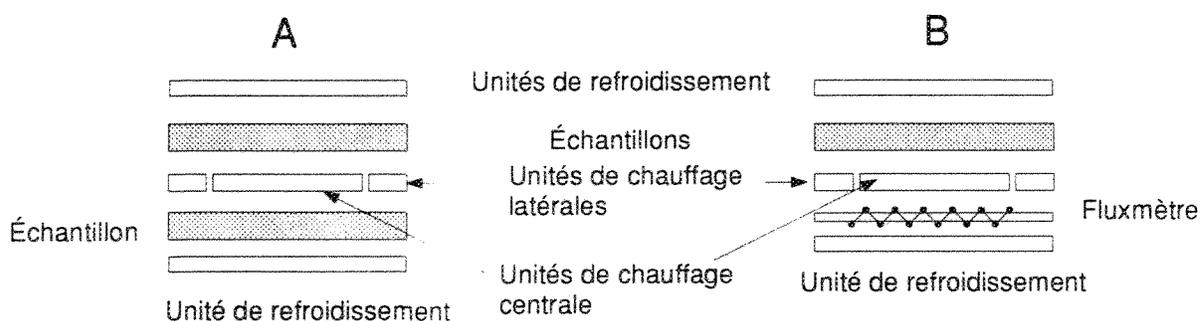


Figure 2.4. Schéma d'un dispositif de mesure par la méthode de plaque chauffante de compensation: A) échantillon double, B) échantillon simple

Pour le dispositif (A), nous observons que deux échantillons identiques sont placés symétriquement autour d'une unité centrale de chauffage de même dimension. Des plaques froides similaires entourent ceux-ci sur leur face libre. Des plaques chauffantes sont

disposées autour de la source de chaleur principale pour limiter les pertes de chaleur radiales. Selon les designs, un certain espace sépare les deux éléments précités. Le contrôle des plaques latérales se fait électriquement par le passage d'un certain courant qui va dissiper un flux de chaleur désiré. Cette compensation est fondamentale pour l'exactitude des mesures car cette technique vise à réaliser les conditions limites pour obtenir un cas de mur infini à partir de dimensions finies.

Les pertes de chaleur latérales dépendent de plusieurs facteurs: la température d'expérimentation, l'état des surfaces de contact entre les échantillons et les éléments de chauffage, la qualité du système de refroidissement et bien d'autres. Ces difficultés techniques entraînent beaucoup d'erreurs de mesure. Dans une situation idéale pour une configuration à échantillon double, la conductivité thermique est calculée avec la relation mathématique suivante

$$k = \frac{P}{2S} \times \frac{e_m}{\Delta T_m} \quad (8)$$

où

S : surface de l'unité centrale de chauffage, plus la moitié de l'aire des plaques de compensation,  $m^2$

P : puissance électrique dissipée dans l'unité centrale de chauffage, W

$\Delta T_m$  : moyenne des différences de température entre les surfaces des échantillons, K

$e_m$ : épaisseur moyenne des deux échantillons, m

Les limites d'application de cette méthode sont imposées par les capacités du dispositif à maintenir un flux unidirectionnel constant vers les échantillons. L'épaisseur des échantillons dépend des propriétés physiques du matériau: homogénéité, isotropie etc...

L'intervalle de température des mesures est situé entre 196 et 1200° C.

## 2.2.4 Sommaire des techniques de mesure de la conductivité

Le choix de la méthode appropriée d'évaluation de la conductivité thermique dépend de plusieurs paramètres reliés à la nature des spécimens, de la zone de température ainsi que des facilités techniques disponibles.

Voici un tableau récapitulatif des différentes techniques de mesure de la conductivité. Les pourcentages d'erreur donnés sont tirés du Compendium of Thermophysical Measurement Methods [16].

Tableau 2.1 Techniques de mesure de la conductivité

Techniques de mesure	Domaine de température (K)	Types de matériaux	Conductivité ( $\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ )	Pourcentage d'erreur
Flux de chaleur axial	90 - 1300	Métaux et alliages sous forme cylindrique	10 - 500	0.5 - 2.0
Flux de chaleur radial	TA - 2600	Solide et poudre sous forme cylindrique	0.01 - 200	3 - 15
Chauffage électrique direct	400 - 3000	Fils, tubes des conducteurs d'électricité	10 - 200	2 - 5
Plaque chauffante de protection	80 - 1500	isolants thermiques matériaux de construction	< 1.0	2 - 5

## 2.3 TECHNIQUES DE MESURE DE LA DIFFUSIVITÉ THERMIQUE

### 2.3.1 Théorie générale

La conductivité thermique et la diffusivité thermique comptent parmi les propriétés thermophysiques les plus importantes. La première est essentiellement utilisée dans la

description des systèmes thermiques en régime stationnaire, tandis que la deuxième est indispensable pour l'étude de la dynamique des phénomènes transitoires en transfert de chaleur. La diffusivité est le paramètre thermophysique qui permet de saisir la vitesse de changement de température d'un corps lorsque celui-ci est le siège d'une excitation ou une perturbation thermique. L'équation d'énergie appliquée à un solide en considérant  $\alpha$  constant et en absence de génération de chaleur s'écrit:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T \quad (9)$$

où

$\alpha$  : la diffusivité thermique,  $m^2 s^{-1}$

$\frac{\partial T}{\partial t}$  : variation dans le temps de la température du matériau,  $K s^{-1}$

$\nabla^2$  : Laplacien de la température du matériau,  $m^{-2}$

Comme la conductivité thermique, la diffusivité varie en fonction de la température et suit généralement la même tendance que celle-ci.

L'intérêt porté sur le calcul de la diffusivité est accrue avec cette relation de Kelvin qui relie la conductivité et la diffusivité thermique.

$$\alpha = \frac{k}{\rho c} \quad (10)$$

avec

$k$  : conductivité thermique,  $W m^{-1} K^{-1}$

$\rho$  : densité du corps,  $kg m^{-3}$

$c$  : capacité calorifique,  $J kg m^{-3} K^{-1}$

Contrairement à la conductivité, l'évaluation de la diffusivité ne nécessite pas de mesure de flux de chaleur, une tâche ardue et souvent source d'erreur dans les résultats. Pour mesurer la diffusivité, il suffit juste d'effectuer l'enregistrement de la variation de la température du matériau suite à une excitation ou perturbation thermique. Cette simplicité d'opération amène beaucoup de scientifiques à préférer mesurer la diffusivité thermique pour finalement calculer la conductivité avec l'équation ?. Cependant la densité ainsi que la chaleur massique du corps doivent être connues.

Il faut tout de même souligner que si les expériences de mesure sont simples et rapides (régime transitoire) il en est tout autrement de l'analyse et du traitement numérique des thermogrammes recueillis. En effet c'est par des calculs mathématiques complexes qu'on réussit à évaluer avec précision la diffusivité thermique.

Les échantillons sont généralement de petites tailles et faciles à préparer. Cependant pour tester des matériaux hétérogènes, on doit s'assurer que les échantillons prélevés sont assez représentatifs. Une solution à cette contrainte consiste à augmenter autant que possible la taille des spécimens.

Les techniques de mesure sont séparées en deux grands groupes selon la nature de la source d'excitation thermique. Tout d'abord, nous avons la technique du flux de chaleur transitoire où l'on distingue la méthode flash et la méthode de régime de chauffage monotonique. Ensuite, il y a la technique du flux de chaleur périodique qui se subdivise en deux groupes qui sont la méthode de température ondulatoire et la technique de bombardement électronique.

Vu la diversité et la complexité des différentes versions existant dans chacune de ces techniques de mesure, nous allons nous limiter à des présentations très succinctes de ces

systèmes de mesure. La méthode flash est présentée en détail au chapitre 3.

## **2.3.2 Méthodes à flux de chaleur cyclique**

### **2.3.2.1 Méthode de génération de température ondulatoire**

C'est Ångström qui a eu pour la première fois l'idée de mesurer la variation ondulatoire de température dans un fil afin d'évaluer la diffusivité thermique du matériau. Depuis lors, plusieurs chercheurs se sont penchés sur cette méthode très originale qui permet aussi d'évaluer simultanément plusieurs propriétés thermophysiques.

Selon la nature de l'onde de température générée (plane, quasipplane, radiale ou sphérique), on évalue la diffusivité à partir des informations suivantes

1. Amplitude et phase des oscillations de la température à une fréquence donnée.
2. Mesure des amplitudes à deux différentes fréquences.

Il existe plusieurs moyens pour moduler une température ondulatoire. Tout d'abord, il y a le type de chauffage "on-off" très facile à produire, où il faut toutefois filtrer la première harmonique du signal de température, ensuite nous avons la technique du bombardement électronique pour les matériaux conducteurs électriques. Certains scientifiques emploient de puissantes lampes de rayonnement, tandis que d'autres préfèrent la flexibilité et la puissance des lasers. Le choix du système est motivé par des soucis de facilité de manipulation, de précision ou tout simplement de moyens financiers. Les dimensions des échantillons varient selon les techniques de modulation et les domaines de températures de mesure.

Dans la méthode classique suggérée par Ångström, la diffusivité thermique est calculée avec l'équation suivante

$$\alpha = \frac{\omega}{K.K'} \quad (11)$$

avec  $K = \frac{1}{l} \ln \frac{v_1}{v_2}$  et  $K' = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{l}$

où  $v_1$  ,  $v_2$  ,  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  sont les amplitudes et phases des oscillations de la température de deux points séparés par une distance  $l$  .

Plusieurs modifications ont été apportées au dispositif de mesure basé sur la méthode d'Ångström. Elles sont accompagnées d'analyses mathématiques particulièrement complexes pour tenir compte de la spécificité de chaque changement additionnel. Dans plusieurs de ces nouvelles configurations développées par les chercheurs, un seul thermocouple judicieusement placé sur l'échantillon est suffisant pour recueillir toutes les données nécessaires pour évaluer la diffusivité thermique du matériau. Il est également possible de mesurer simultanément la conductivité thermique lors des essais. Pour cela, il suffit d'évaluer le flux de chaleur envoyé sur le spécimen.

Cette méthode de modulation de température est appliquée pour l'évaluation des propriétés thermophysiques des gaz, des liquides et des métaux dans une large plage de température. Les mesures sont faites rapidement avec une bonne précision (1%–5%)

### 2.3.2.2 Méthode de génération de chaleur par bombardement électronique

Cette technique de mesure est une variante plus moderne de la technique de température ondulatoire. Les premiers résultats de mesure de la diffusivité thermique par la méthode de chauffage par bombardement électronique datent de seulement 1963. C'est une technique relativement récente qui exploite l'effet calorifique provoqué par le bombardement d'électrons sur un matériau.

Le facteur principal de la lente évolution de cette technique de mesure réside dans les difficultés techniques reliées à la conception de dispositifs d'émission d'électrons facilement contrôlable. Néanmoins, les progrès réalisés en optoélectronique et en informatique donnent des raisons de croire que cette technique sera de plus en plus adoptée par les spécialistes de transfert de chaleur.

L'émission d'électrons peut s'effectuer de deux manières différentes, soit avec un canon à électrons ou une diode. Il existe plusieurs façons de contrôler le bombardement électronique d'une diode, nous citons en exemple la technique de régulation de la température de la cathode. Cette technique très souvent utilisée présente tout de même une limitation due à l'inertie thermique de la cathode qui limite les fréquences de modulation possibles. L'emploi du canon à électrons donne selon plusieurs auteurs de meilleurs résultats. Les électrons libérés sont dirigés vers la face avant d'un échantillon placé dans une enceinte sous vide qui comporte des fenêtres transparentes à travers lesquelles des détecteurs optiques saisissent les variations de températures subies par les deux faces du spécimen testé. La température expérimentale est très souvent supérieure à 1100K et requiert par conséquent de mettre le matériau testé sous vide pour prévenir l'oxydation.

L'avantage recherché dans cette technologie est de pouvoir imposer n'importe quelle distribution de température sur la surface des spécimens testés. Ainsi la diffusivité pourrait être évaluée avec plusieurs types de profils d'excitations thermiques. Cependant, pour des raisons pratiques seuls des dispositifs très simples décrits par des équations mathématiques les plus faciles possibles sont exploités. Cette précaution est bienveillante lorsqu'on sait que la mathématique reliée aux cas simples peut être très complexe.

D'un point de vue technique, il est plus simple d'utiliser une diode qu'un canon à

électrons. La construction est plus simple et un faible voltage est suffisant pour fournir la puissance nécessaire.

Les échantillons sont soit des disques ou des cylindres. La température maximale des expériences est fixée par les propriétés mécaniques et thermophysiques des substances testées. Il existe plusieurs théories sur les formules mathématiques adéquates pour calculer avec une relative précision la diffusivité thermique. Ces équations sont basées sur la forme du spécimen testé. Nous citons en exemple la formule proposée par Wheeler

$$\alpha = \frac{2.9d^2 f}{(\delta_0 - \delta_d)} \quad (12)$$

où

$f$  : fréquence de modulation de bombardement des électrons,  $Hz$

$\delta_0$  : déphasage entre la surface bombardée et la fréquence de modulation appliquée,  $rad$

$\delta_d$  : déphasage entre la surface non bombardée et la fréquence de modulation appliquée,  $rad$

$d$  : épaisseur de l'échantillon,  $m$

### 2.3.3 SOMMAIRE DES TECHNIQUES DE MESURE DE LA DIFFUSIVITÉ

Malgré l'importance que revêt la connaissance de la diffusivité thermique en transfert de chaleur, nous constatons que la littérature scientifique dans ce domaine est relativement pauvre comparée à celle produite sur la conductivité thermique. Néanmoins nous observons une grande diversité de techniques de mesure qui permet de faire une sélection rigoureuse du dispositif expérimental qui répond le plus à nos besoins. Parmi les différentes techniques de mesure présentées au tableau 2.2, c'est la méthode pulse qui est la plus prisée des

chercheurs. Selon les statistiques de CINDAS, 75 % des résultats publiés sur la diffusivité au cours de ces dernières années ont été réalisés avec la technique pulse qui constitue l'objet principal de ce travail de recherche.

Tableau 2.2 Techniques de mesure de la diffusivité thermique

Technique de mesure	Domaine de température (K)	Types de matériaux	Diffusivité ( $m^2s^{-1}$ )	Pourcentage d'erreur
Méthode pulse ou flash	100 - 3300	solides , métaux liquides	$10^{-7} - 10^{-3}$	1.5 - 5
Méthode d'onde de température	60 - 1300	solides, métaux liquides, liquides et gaz	$10^{-7} - 10^{-4}$	1 - 5
Méthode de chauffage par bombardement électronique	330 - 3200	solides et métaux liquides	$10^{-7} - 5 \times 10^{-5}$	2 - 10
Méthode de régime de chauffage monotonique	4.2 - 3000	céramiques plastiques et isolants	$10^{-8} - 10^{-5}$	2 - 12

## CHAPITRE 3

# MÉTHODE FLASH

### 3.1 INTRODUCTION

Présentée pour la première fois en 1961 dans un article paru dans le journal de physique appliquée [18], la technique de mesure communément appelée méthode flash est basée sur l'analyse des phénomènes transitoires d'un échantillon excité par une impulsion d'énergie. Ce sont les travaux de Parker et de ses collègues qui ont ouvert la voie à ce nouveau système d'évaluation des paramètres thermophysiques des matériaux, qui est devenu très rapidement populaire auprès des chercheurs.

Ce succès s'explique par la relative facilité de reproduction des conditions initiales et frontières suggérées par la théorie, par la petite taille des échantillons et le large domaine de température couvert par les mesures. Cette technique s'applique à tous les matériaux solides dont les particularités physiques peuvent être fidèlement représentées par un échantillon sous forme de disque dont le diamètre est situé entre 6 et 16 mm, avec une épaisseur inférieure à 4mm.

Pour des raisons de commodité et de maniabilité, plusieurs dispositifs sont mis au point avec le laser comme source d'énergie. Une lampe de flash peut également être utilisée. Ces différentes configurations sont complétées par des algorithmes appropriés de correction des erreurs systématiques rencontrées durant les mesures.

À l'Université du Québec à Chicoutimi, nous nous sommes donnés comme objectif de développer un appareil de mesure flash basé sur des principes simples et peu coûteux.

## 3.2 PRINCIPE DU SYSTÈME DE MESURE

### 3.2.1 Théorie

Le principe général de cette méthode repose sur l'analyse de l'évolution dans le temps de la température de la surface arrière d'un spécimen subitement irradié par une impulsion d'énergie sur sa face frontale. La solution mathématique de ce problème de transfert de chaleur par conduction à travers un corps semi-infini est exprimée selon Carslaw et Jaeger par la formule suivante:

$$T(x, t) = \frac{1}{L} \int_0^L T(x, 0) dx + \frac{2}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(\frac{-n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2}\right) \times \cos \frac{n\pi x}{L} \int_0^L T(x, 0) \cos \frac{n\pi x}{L} dx \quad (1)$$

Si nous assumons que l'énergie de pulsion  $Q$  est instantanée et uniformément absorbée sur la surface avant jusqu'à une épaisseur  $e$ , avec la distribution de température initiale suivante:

$$T(x, 0) = \frac{Q}{\rho c e} \quad 0 < x < e \quad (2)$$

$$T(x, 0) = 0 \quad e < x < L$$

alors l'équation (1) devient

$$T(x, t) = \frac{Q}{\rho c L} \left[ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos \frac{nx}{L} \frac{\sin\left(\frac{n\pi e}{L}\right)}{\frac{n\pi e}{L}} \times \exp\left(\frac{-n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2}\right) \right] \quad (3)$$

Sur de très petites épaisseurs, nous pouvons faire l'approximation suivante  $\sin\left(\frac{n\pi e}{L}\right) \simeq \frac{n\pi e}{L}$ . La courbe de température sur la surface arrière ( $x=L$ ) devient:

$$T(x, t) = \frac{Q}{\rho c L} \left[ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \times \exp\left(\frac{-n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2}\right) \right] \quad (4)$$

Selon l'équation (4), la température maximale est

$$T_{L,max} = \frac{Q}{\rho c L} \quad (5)$$

À ce stade-ci, nous pouvons introduire deux nombres adimensionnels définis comme suit:

$$V(L, t) = \frac{T(L, t)}{T_{L,max}} \quad (6)$$

$$\omega = \frac{\pi^2 \alpha t}{L^2}$$

La variation de la température sur la surface arrière est entièrement décrite par:

$$V = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \times \exp(-n^2 \omega) \quad (7)$$

Une résolution de l'équation (7) permet de formuler la diffusivité thermique dans une expression générale

$$\alpha = \frac{k_p L^2}{t_p} \quad (8)$$

où  $k_p$  est une constante pour un pourcentage  $p$  de variation de la température durant le temps  $t_p$ . L'épaisseur de l'échantillon est exprimée par  $L$ . Les valeurs de  $k_p$  sont présentées au tableau 3.1.

Tableau 3.1. Valeurs de  $k_p$

p(%)	$k_p$	p(%)	$k_p$
10	0.066108	60	0.1662236
20	0.084251	66	0.181067
25	0.092725	70	0.191874
30	0.101213	75	0.210493
33	0.106976	80	0.233200
40	0.118960	90	0.303520
50	0.138785		

La diffusivité peut être évaluée de plusieurs façons avec n'importe quelle valeur de  $k_p$ . Cependant la formule la plus populaire demeure celle qui fait appel à la moitié du temps de montée ( $t_{1/2}$ ) nécessaire pour atteindre la valeur maximale de la température.

$$\alpha = \frac{0.13875L^2}{t_{1/2}} \quad (9)$$

Toute cette analyse mathématique est basée sur des considérations de pertes de chaleur nulles, ce qui est impossible à réaliser expérimentalement. À la figure 3.2 vous pouvez observer la différence entre la solution mathématique idéale et la réponse expérimentale obtenue avec un appareil qui subit des pertes de chaleur.

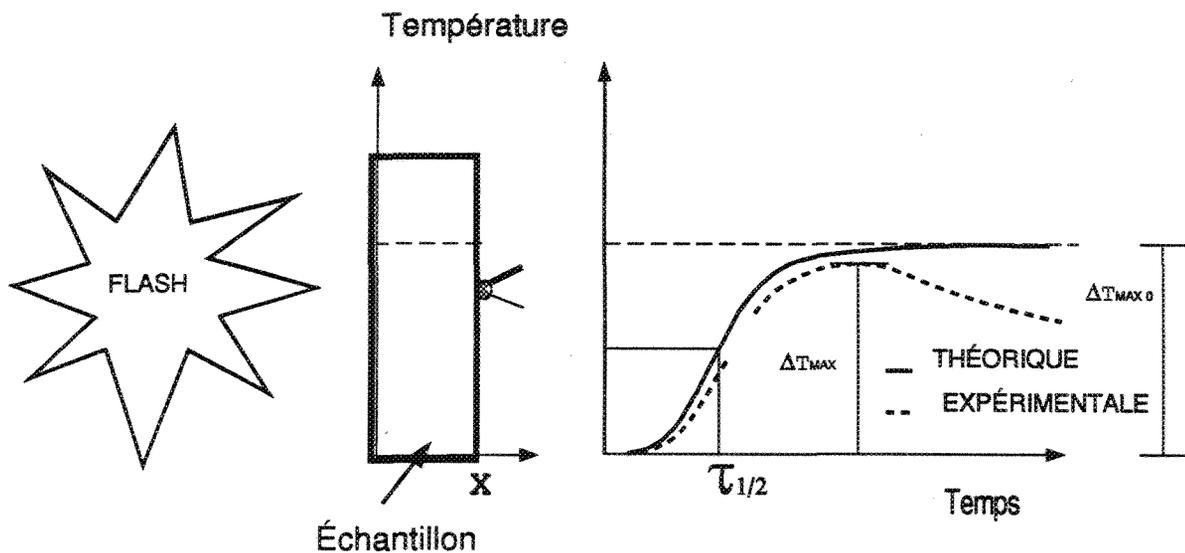


Figure 3.2. Solution théorique et expérimentale de la méthode flash

L'équation (9) montre clairement qu'il n'est pas nécessaire de connaître la quantité d'énergie irradiante  $Q$  pour calculer la diffusivité thermique. Cependant si l'on veut effectuer d'autres mesures telles que la conductivité thermique ou la capacité calorifique volumétrique, il faudra inclure une procédure de mesure de l'énergie thermique absorbée par l'échantillon testé. La capacité calorifique volumétrique est:

$$\rho c = \frac{Q}{LAT_{L,max}} \quad (10)$$

avec

$\rho$ : densité,  $kgm^{-3}$

$c$ : capacité calorifique,  $Jkg^{-1}K^{-1}$

$Q$ : impulsion d'énergie,  $J$

$A$ : aire de la surface irradiée,  $m^2$

$T_{l,max}$  variation maximale de la température de l'échantillon,  $K$

La conductivité est calculée avec la formule mathématique suivante:

$$k = \rho c \alpha \quad (11)$$

### 3.3 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La conception d'un appareil de mesure basé sur la méthode flash doit répondre à des exigences techniques bien particulières afin de se rapprocher le plus possible de la théorie. Cela constitue la seule garantie de succès dans la précision des mesures. Une consultation des différents rapports publiés sur des mesures de diffusivité effectuées à l'aide de cette technique permet de constater une grande diversité dans la configuration même des appareils utilisés. Le design de chacun de ces dispositifs expérimentaux obéit à une certaine logique dictée par les besoins et les moyens spécifiques des chercheurs qui disposent tout de même d'une grande marge de créativité dans la recherche des solutions techniques.

Le développement du dispositif expérimental s'articule essentiellement sur trois volets fondamentaux:

- la source d'excitation thermique instantanée
- le système de chauffage et de support des échantillons

- le système d'enregistrement et de traitement numérique de la température transitoire.

Le laser demeure jusqu'à présent la solution de prédilection des chercheurs pour produire l'excitation thermique. Ce choix populaire se justifie essentiellement par la facilité de manipulation qu'offre ces types d'appareils. Ainsi on peut s'assurer que toute l'énergie délivrée par le laser sera totalement dirigée vers l'échantillon. L'énergie irradiante est facilement évaluée avec la durée de pulsation du laser et la puissance du faisceau de rayonnement. Toutefois il n'y a aucune garantie pour affirmer que cette pulsion d'énergie est égale à la quantité d'énergie  $Q$  absorbée, car il faut aussi tenir compte du coefficient d'absorption de la surface frontale du spécimen. Pour atténuer ce problème très souvent on peint en noir la face avant du matériau afin d'accroître son absorptivité. L'échauffement maximal des échantillons est de l'ordre de quelques kelvins (4–10K), ce qui est très intéressant pour l'enregistrement de la variation de température mais entraîne du même coup deux inconvénients majeurs. Tout d'abord, la microstructure de la surface des spécimens est très souvent endommagée par cette forte irradiation qui risque de modifier passablement l'uniformité et la constance du coefficient d'absorption du matériau lors de tests répétitifs. La conséquence directe de ce problème est l'introduction d'une source d'erreur dans l'évaluation de la quantité d'énergie absorbée. Ensuite, la grande variation de température du spécimen empêche de déterminer avec rigueur la température effective de mesure de la diffusivité.

L'emploi d'une lampe flash évite ces problèmes car l'échauffement qu'elle provoque, de l'ordre de 1 à 2 kelvins, est assez faible pour ne pas changer les propriétés physiques du spécimen mais suffisant pour effectuer des mesures convenables. Dans ce cas-ci, la diffusivité est mesurée à température bien connue. Les principaux handicaps d'une lampe

flash sont l'uniformité et la constance de la décharge de lumière. Cependant, un système optique adéquat permet de réduire l'acuité de ce problème.

Le design du système de chauffage est capital car il présente énormément de défis techniques. En effet, il faut créer un environnement thermique stable, entièrement contrôlable, qui subit le moins de perte de chaleur possible. Pour satisfaire ces critères, les scientifiques utilisent de façon fréquente soit une chambre sous vide ou un milieu rempli de gaz inerte, cela, pour deux raisons: éliminer l'oxydation observée à haute température sur la surface avant des échantillons et réduire au minimum les pertes de chaleur. Nous avons bien dit réduire car il faut le reconnaître, si la chambre sous vide élimine complètement les pertes par convection, elle ne fait qu'atténuer les pertes radiatives.

Une ou deux fenêtres sont généralement nécessaires, la première est très souvent en quartz et sert de lieu de passage à l'énergie lumineuse, alors que la deuxième fenêtre est faite de matériau transparent au rayonnement infrarouge pour permettre à un détecteur optique de lire les variations de température à la surface arrière. La présence de ces fenêtres est responsable de la majeure partie des pertes de chaleur.

Le chauffage du four est assuré généralement par des résistances électriques chauffantes dissipant de la chaleur par effet Joule dans l'enceinte. Pour des températures d'opération supérieures à 2700K, R. Taylor recommande l'utilisation d'un four à induction électromagnétique.

Le rôle principal de l'enceinte chauffante est d'amener l'échantillon à une température cible dans les plus brefs délais, puis de maintenir une bonne stabilité une fois cet objectif atteint. Les performances du four dépendent principalement de son inertie thermique. Vu la petite taille des échantillons, un petit four serait amplement suffisant. Avec une

faible inertie thermique, l'enceinte s'ajuste très rapidement à une température désirée, mais demeure par contre plus sensible aux perturbations thermiques, ce qui provoque dans certains cas une grande instabilité autour de la température de mesure. À l'inverse, un four à grande inertie s'ajuste lentement pour rester très stable. Un compromis s'impose. Une étude dynamique du comportement du four avec l'emploi de certains contrôleurs contribue à optimiser ses performances.

Le four doit être conçu pour accueillir avec facilité le dispositif de support des échantillons, sans que cela n'entraîne trop de perturbations thermiques. À cet effet, les contacts thermiques support-échantillon et support-paroi du four doivent être minimales. Une position verticale du four offre plus de facilité dans la conception du système de support, mais complique dans le cas du laser le trajet du faisceau qu'il faut redirectionner avec un système optique complexe. Un four horizontal facilite l'utilisation d'un laser alors qu'il rend plus difficile le design des supports.

Le dernier volet est le choix du système de mesure et d'enregistrement de la température transitoire. La sélection d'une sonde thermique, qui peut être un thermocouple, un détecteur infrarouge ou un pyromètre optique, conditionne largement le système d'amplification des signaux. Les critères à observer sont le temps de réponse et la sensibilité.

Les thermocouples s'imposent dans les expériences à basse température où la sensibilité des systèmes optiques demeure très faible. Le temps de réponse d'un thermocouple dépend du type mais aussi de la qualité du contact thermique entre celui-ci et l'échantillon. C'est pourquoi pour un type de thermocouple donné, la meilleure façon de réduire ce temps est de pratiquer un soudage à point sur la face arrière du spécimen, sachant que cette façon de faire perturbe la distribution de température de cette zone de mesure. L'autre solution

consiste à presser les thermocouples avec un système de ressort. Cette opération est très délicate et exige beaucoup de précautions pour obtenir de bons résultats.

L'emploi de détecteurs optiques évite tous ces problèmes car il n'y a aucun contact avec l'échantillon et le temps de réponse est extrêmement court, de l'ordre de la microseconde. Le principe de fonctionnement des pyromètres limite leur emploi à des températures supérieures à 800K. Un matériau à faible émissivité ne rayonne pas assez d'énergie lorsqu'il est à basse température.

### 3.4 ERREURS DE MESURE

Quels que soient les efforts consentis et les solutions envisagées dans le développement d'un appareil de mesure on va toujours faire face à des erreurs qu'on peut classer en deux catégories: les erreurs de mesure directe et les erreurs systématiques.

#### 3.4.1 Erreurs de mesure directe

La première erreur possible est associée à l'évaluation de l'épaisseur des échantillons. Le plus souvent il est très difficile de machiner des pièces dont les surfaces sont strictement parallèles. C'est pourquoi lors de la mesure de l'épaisseur, on ne peut jamais obtenir un résultat exact, il y a toujours un pourcentage d'erreur aussi faible qu'il soit. La dérivation de l'équation de la diffusivité montre que l'erreur de mesure est

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{2dL}{L} + \frac{dt_{1/2}}{t_{1/2}} \quad (12)$$

L'acquisition et le traitement informatique des données réduit largement la marge d'erreur commise sur l'évaluation du demi-temps de montée  $t_{1/2}$ . La saisie des données à très haute fréquence réduit quasiment la contribution de l'erreur sur la mesure du temps

dans l'erreur globale. Pour un système de mesure donné, l'erreur est toujours plus grande avec les matériaux à très grande diffusivité thermique.

### **3.4.2 Erreurs systématiques**

Ce type d'erreur est très difficile à analyser car c'est la conséquence de plusieurs phénomènes physiques complexes et interreliés. En premier lieu, nous avons les pertes de chaleur qui sont relativement difficiles à déterminer. Elles dépendent essentiellement du design de l'appareil, de la disposition et du choix des matériaux. Il faut aussi ajouter que ce phénomène s'amplifie lorsque la température augmente. Les propriétés physiques de la source d'énergie influencent de façon permanente les mesures, par conséquent, il est primordial d'effectuer une étude pour les caractériser. Un autre élément qui intervient est la nature et la précision des senseurs thermiques.

## **3.5 DIFFÉRENTES APPLICATIONS DE LA TECHNIQUE FLASH**

La méthode flash a connu un développement fulgurant dans les années 70 grâce à une recherche active de plusieurs scientifiques qui trouvaient cette technique de mesure très simple et prometteuse. Cet intérêt général a permis d'élargir les domaines d'application de ce système de mesure qui est devenu le plus populaire dans l'évaluation de la diffusivité thermique. Les travaux publiés dans le domaine peuvent être regroupés en trois catégories:

- Extension de la diversité des matériaux mesurés
- Développement de méthodes de correction des erreurs de mesure
- Développement de mesures avec le flux radial

Nous allons passer en revue quelques uns des travaux les plus remarquables réalisés durant ces dernières années.

### 3.5.1 Extension de la diversité des matériaux testés

La théorie établie par Parker [18] limitait l'application des mesures à des échantillons de matériaux solides et assez homogènes. Cette restriction avait pour conséquence de réduire l'application de la méthode à des matériaux relativement simples dont certaines formules physiques avaient déjà permis de calculer la diffusivité thermique. Toutefois, devant l'essor de la technologie de pointe, on assistait au développement de nouveaux matériaux composites, céramiques ou autres, dont il fallait connaître les propriétés thermophysiques afin d'optimiser leur utilisation dans les procédés industriels. Certains scientifiques ont alors entrepris la recherche de compléments théoriques pour étendre l'utilisation de cette méthode à des matériaux les plus divers possibles.

En 1972 K. B. Larson et Karl Koyama [13] effectuaient une étude pour déterminer par la méthode flash la diffusivité de matériaux bimétalliques (acier, cuivre ou acier, laiton). La validité de leur analyse mathématique repose sur la qualité du contact thermique entre les deux substances solides, celle-ci doit être excellente pour éviter des erreurs de mesure. Ces travaux allaient permettre dorénavant d'ajouter sur la face arrière des échantillons de matériaux isolants électriques ou poreux, une mince feuille de cuivre ou d'aluminium, afin de faciliter la lecture de la variation de température avec un thermocouple. L'extension des mesures à des matériaux hétérogènes a été rendue possible en partie grâce aux recherches préliminaires de J. F. Kerrisk [?] sur les critères de classification du degré d'homogénéité d'une substance quelconque. Dans sa théorie, Kerrish considère les pores comme des particules de seconde phase avec une densité, une capacité calorifique et une conductivité thermique nulles. La dimension de ces cavités doit être très petite comparée à l'épaisseur de l'échantillon. Lee et Taylor [14] développaient une théorie complémentaire aux travaux

de Kerrisk pour évaluer des matériaux composites dont les particules incrustées sont relativement grosses.

Afin d'adapter la technique de mesure flash aux liquides, Ang [1] et ses collègues de l'université de Malaya en Malaisie ont solutionné le problème de conduction de chaleur à travers un échantillon à trois couches. Ainsi le liquide est emprisonnée entre deux plaques dont la première est une fenêtre transparente pour laisser passer l'énergie irradiante, tandis que la couche arrière est une cellule métallique qui assure une uniformité de la distribution de température du liquide, tout en permettant d'enregistrer l'échauffement de la substance testée. La figure montre une coupe transversale de l'échantillon.

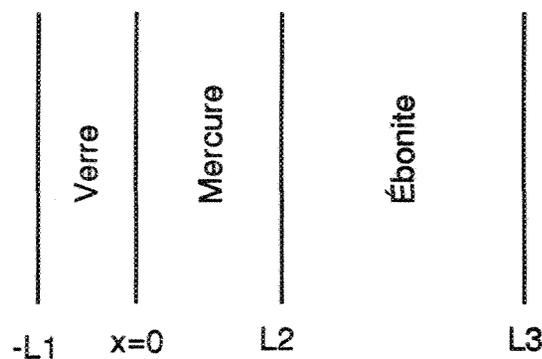


Figure 3.3. Coupe transversale d'un échantillon à trois couches

### 3.5.2 Précision de la méthode

Dans la réalisation de tout appareil de mesure, on est confronté à des difficultés techniques qui nous écarte de la théorie et entraîne des erreurs dans les mesures. Ces erreurs systématiques peuvent être contournés grâce à des compléments théoriques.

Un problème rencontré fréquemment est la non uniformité de l'absorption de l'impulsion énergétique par la surface exposée de l'échantillon. La source d'énergie ou l'absorptivité du matériau peuvent être responsables de cette anomalie. L'uniformité du faisceau d'un flash pose généralement plus de problème que celui du laser qui est dans

certains cas assez régulier, néanmoins il est possible de réduire l'acuité cet écart avec un système optique approprié. Selon Mc Kay et Schriemf[15], une variation de 30% de la distribution de température de la surface avant entraîne une erreur de l'ordre de 7%. Ils ont alors développé une série d'équations inspirées des travaux de Taylor qui permet de réduire cette erreur à 2% et même de l'annuler dans certains cas où la variation est faible.

La forme et les dimensions des échantillons sont définies pour valider la supposition que le flux est axial. Dès lors tout flux radial constitue une perte de chaleur qui perturbe la précision des mesures. Expérimentalement il est impossible de surmonter cette difficulté technique, c'est pourquoi plusieurs auteurs se sont penchés sur ce problème de taille. Nous citons en exemple Cowan, Cape, Lehman, Watt, Heckman et Clark III qui ont mis au point des méthodes de correction basées sur des approches originales relativement différentes. Une étude détaillée est présentée dans le chapitre 8.

Donaldson et Taylor[20] ont de leur côté essayé d'exploiter ce flux radial présent dans chaque mesure. Pour cela, ils ont soigneusement disposé des thermocouples au centre et à la périphérie de la surface arrière d'échantillons spéciaux élargis par une zone froide non exposée à l'éclat d'énergie. L'analyse des courbes de température selon la méthode développée par ces auteurs donne la diffusivité des matériaux testés. Ces travaux ont été extensionnés à de hautes températures avec la collaboration de F.I. Chu [4].

Au tableau suivant, nous dressons un sommaire de l'ensemble des travaux majeurs réalisés dans la technique flash [16]

Auteurs	sujet	année
R. D. Cowan	correction des pertes de chaleur	1962

J. A. Cape et G. W. Lehman	limite de durée de la pulsion d'énergie	1962
K. B. Larson et K. Koyama	matériau bimétallique	1968
J. F. Kerrisk	matériau hétérogène	1970

## 3.6 DÉVELOPPEMENT DU DISPOSITIF DE L'U.Q.A.C.

### 3.6.1 Historique

Sous l'impulsion de L.I. Kiss [11], le Groupe de Recherche en Ingénierie des Procédés et Système (GRIPS) de l'U.Q.A.C. a initié des travaux de recherche pour mettre au point un appareil de mesure des propriétés thermophysiques des matériaux soumis à l'étude dans les laboratoires du groupe de recherche. Ce projet vise également à offrir aux industries de la région du Saguenay-Lac Saint Jean un service d'évaluation rapide des propriétés thermiques des différents matériaux solides utilisés dans les procédés industriels.

Le succès de l'appareil de mesure dépend non seulement de la précision et de la rapidité des mesures, mais aussi de sa maniabilité. Il est d'une grande importance que les manipulations soient les plus simples possibles, n'exigeant aucune compétence technique particulière. Pour atteindre ces objectifs, il a fallu rompre avec les traditionnelles techniques de mesure en régime établi qui exigent énormément d'effort et de temps.

Le choix du GRIPS s'est porté sur la technique flash en raison de l'ensemble des avantages qu'elle présente. Toutefois, la première phase de développement s'est limitée à des mesures à température ambiante.

L'appareil développé à l'U.Q.A.C. emploie un flash commercial comme source d'énergie irradiante, pour des raisons économiques, sans pour autant sacrifier la précision des mesures. Il apparaît déraisonnable d'utiliser un laser qui risquait de décupler le prix

de l'appareil sans pour autant donner de meilleures performances. Il faut le souligner, l'emploi d'une lampe de flash comporte plusieurs avantages comparativement au laser, qui endommage dans certains cas la surface frontale des échantillons.

Le contrôle des conditions expérimentales et l'évaluation de la quantité d'énergie irradiante sont réalisés à l'aide d'un échantillon de référence couplé avec l'échantillon sous test. Cette configuration originale permet d'effectuer un test sur la fiabilité des mesures et de rejeter celles effectuées dans des conditions trop défavorables.

Les résultats obtenus avec le premier prototype sont très encourageants. Différentes mesures ont été réalisées sur des matériaux très divers tels que du cuivre, des alliages d'aluminium, de la gelée de cuve et des échantillons de matériaux de référence standard provenant du NIST.

### 3.6.2 Objectifs du projet de recherche

Ce projet de recherche se présente comme une suite logique de l'ensemble des travaux réalisés avec le dispositif flash de l'U.Q.A.C. [11, 8, 9]. L'objectif principal est le développement d'un appareil de mesure flash à haute température. Considérant l'étendue du sujet et la durée restreinte de la période allouée à la recherche dans le cadre d'une maîtrise en ingénierie, il nous a fallu faire certains compromis pour arriver aux objectifs spécifiques suivants:

- Effectuer des mesures à haute température
- Utiliser une lampe flash comme source d'excitation thermique
- Monter un système d'acquisition et de traitement automatique des données.
- Établir une méthode de correction des erreurs de mesure afin d'accroître la précision de l'appareil

- Réaliser le dispositif avec un faible coût de production.

Les mesures à haute température seront réalisées à l'aide d'un four qui répond à des caractéristiques techniques bien déterminées. La distribution spatiale de la température interne de la chambre chauffante doit être uniforme afin de pallier aux pertes de chaleurs responsables de la majeure partie des erreurs de mesure. Une faible inertie thermique du système de chauffage s'avère importante pour la réalisation de plusieurs mesures successives à des températures différentes. Un contrôle électrique du four constitue une option qui présente beaucoup d'avantages.

L'énergie, provenant en l'occurrence d'une lampe flash, doit être délivrée dans un laps de temps très court ( $t < 1 \text{ms}$ ). L'absorption du flash sur la surface des spécimens doit être uniforme. Malgré la présence d'un échantillon témoin, il sera important de conserver toujours la même quantité de rayonnement thermique à chaque décharge de la lampe flash. L'échauffement des échantillons est proportionnel à la quantité d'énergie libérée par la source d'excitation thermique. Et plus la variation de température est grande, plus les mesures sont difficiles à effectuer avec des thermocouples dont la sensibilité est relativement faible et nécessite le plus souvent l'emploi d'amplificateurs. Le développement d'une unité de lampe flash présente des intérêts multiples avec entre autres une quantité d'énergie ajustable et un faible coût de réalisation.

La maniabilité de l'appareil dépend largement de l'ensemble des opérations requises pour faire une série de mesure. La réduction des manipulations est rendue possible avec un système d'acquisition des données très flexible et une automatisation du traitement numérique des données. Cette tâche sera réalisable grâce au support d'outils électroniques et informatiques très performants.

Un effort particulier sera mis pour obtenir une bonne précision dans les mesures, même si on se situe au premier stade de développement du dispositif.

Le coût très élevé des appareils de mesures thermophysique, a toujours limité l'accès de ces dispositifs, aux laboratoires et centres de recherche de grande renommée capables de les développer. Un appareil de mesure de la conductivité ou de la diffusivité thermique ne s'achète pas dans un magasin comme c'est le cas pour les voltmètres ou ampèremètres. Les seuls appareils commercialisés se négocient à des prix exorbitants. C'est pour amorcer un renversement de cette tendance que nous allons porter une attention très spéciale à l'aspect monétaire des solutions techniques envisagées lors de la réalisation de ce projet.

## **CHAPITRE 4**

# **CONCEPTION DU SYSTÈME DE CHAUFFAGE ET DE SUPPORT DES ÉCHANTILLONS**

### **4.1 CONCEPTION DU SYSTÈME CHAUFFAGE**

#### **4.1.1 Critères techniques de design**

La conception du four est articulée autour de trois axes, à savoir: le système de contrôle de la température cible, le temps de stabilisation de cette température, et finalement la réduction des pertes de chaleur afin de limiter les erreurs de mesure. Nous avons défini des objectifs techniques en tenant compte de la précision des mesures et des coûts reliés à la résolution des problèmes. Car plus les critères du design sont élevés, plus la solution technique risque d'être très coûteuse.

##### **4.1.1.1 Système de contrôle**

Le mécanisme de contrôle choisi doit absolument agir directement sur la température des échantillons. Pour cela, nous avons identifié deux choix possibles de systèmes de régulation: l'un est en boucle ouverte tandis que l'autre est en boucle fermée. Le premier type de contrôle est relativement simple à appliquer, mais nécessite au préalable une très bonne connaissance du système afin de relier la puissance de chauffage au comportement thermique de l'enceinte chauffée et des échantillons. Un contrôle en boucle ouverte comporte cependant des faiblesses lorsque l'environnement extérieur est variable et

introduit par conséquent des perturbations imprévisibles. Une façon de régler ce problème consiste à faire de nombreuses manipulations pour ajuster la puissance de chauffage aux perturbations observées. Concevoir le four avec une grande inertie thermique permet également de réduire ou de retarder l'effet des fluctuations de l'environnement.

Un contrôle en boucle fermée évite tous ces réajustements car la puissance de chauffage s'adapte automatiquement (avec un certain délai) aux perturbations. Cependant ce mode de contrôle engendre des coûts supplémentaires. Toutefois il présente l'avantage de pouvoir s'opérer sans supervision.

La sensibilité d'ajustement du système de contrôle de la température dépend directement du mode de chauffage, de l'inertie thermique de l'enceinte et de l'ampleur des pertes de chaleur. La variation de température des échantillons est donnée par l'équation

$$\Delta T_{ech} = \frac{Q_{ch,net}}{mc} \quad (1)$$

où

$\Delta T_{ech}$  variation de la température de l'échantillon, K

$Q_{ch,net}$  énergie nette fournie par le four, J

m masse des échantillons, kg

c capacité calorifique des échantillons,  $J.kg^{-1}.K^{-1}$

Pour obtenir une variation de un kelvin, il faut produire une quantité d'énergie nette bien déterminée grâce à une augmentation discrète de la puissance de chauffage. La sensibilité  $T_s$  représente la plus petite variation de température qu'il est possible de produire avec le système de chauffage. Elle dépend de la plus petite valeur de chaleur nette,  $\dot{Q}_{al,net}$  que peut fournir avec précision le système d'alimentation. Cette valeur caractéristique dépend essentiellement du mode de chauffage employé.

La température maximale des mesures est déterminée généralement par deux facteurs, d'abord par les matériaux de chauffage, ensuite par le niveau d'oxydation observé sur la surface des échantillons. Un excès de chauffage risque d'endommager les échantillons surtout si le niveau de chauffage est proche de la température de fusion des matériaux testés. Au-delà de certaines températures, le phénomène d'oxydation des matériaux prend des proportions relativement importantes, c'est pourquoi il devient nécessaire de pratiquer le vide ou d'introduire du gaz inerte dans l'enceinte de chauffage. Pratiquer l'une ou l'autre de ces opérations ajoute des difficultés supplémentaires à la conception du système de chauffage.

#### **4.1.1.2 Temps de stabilisation ou temps de réponse du système**

Le temps de stabilisation ou temps de réponse est défini comme le temps nécessaire au système pour maintenir la température de mesure  $T_{mes}$  à l'intérieur d'un intervalle de température. L'objectif principal à ce niveau-ci est d'obtenir un temps de réponse très court avec une bonne stabilité thermique exprimée par le pourcentage d'oscillation de  $T_{mes}$ . La vitesse d'ajustement de la température de mesure dépend de l'inertie thermique de l'enceinte et du régime de chauffage.

Une faible inertie réduit le temps de montée mais par contre augmente l'instabilité, alors qu'à l'inverse une grande inertie thermique réduit fortement l'instabilité tout en rallongeant le temps de montée. Une étude dynamique est indispensable pour déterminer avec justesse l'inertie thermique optimale ainsi que les autres caractéristiques du four qui donnent le plus court temps de réponse.

#### **4.1.1.3 Pertes de chaleur**

La réduction des pertes de chaleur demeure une étape importante sinon cruciale dans la conception de l'unité de chauffage. Il est nécessaire de réduire au minimum les pertes de chaleur pour assurer une bonne précision de mesure mais également pour réaliser des économies d'énergie.

Autant que possible il faut éviter d'avoir un gradient de température à l'intérieur du four. Le chauffage doit être pour cela uniforme. Cette homogénéité de distribution de la température sera toutefois perturbée par la présence du module de support des échantillons dont la masse et les différents points de contact avec la surface du four doivent être minimisés. La fenêtre placée en avant du four constitue elle aussi une source de perte d'énergie thermique. Dans une moindre mesure, le système de senseurs thermiques introduit également des erreurs systématiques.

Après avoir effectué le transfert de l'énergie nécessaire pour porter les échantillons à la température désirée, la puissance du four doit être maintenue à une valeur égale à celle des pertes de chaleur qui déterminent ainsi le niveau final de chauffage. À la figure suivante, nous présentons quelques profils de chauffage.

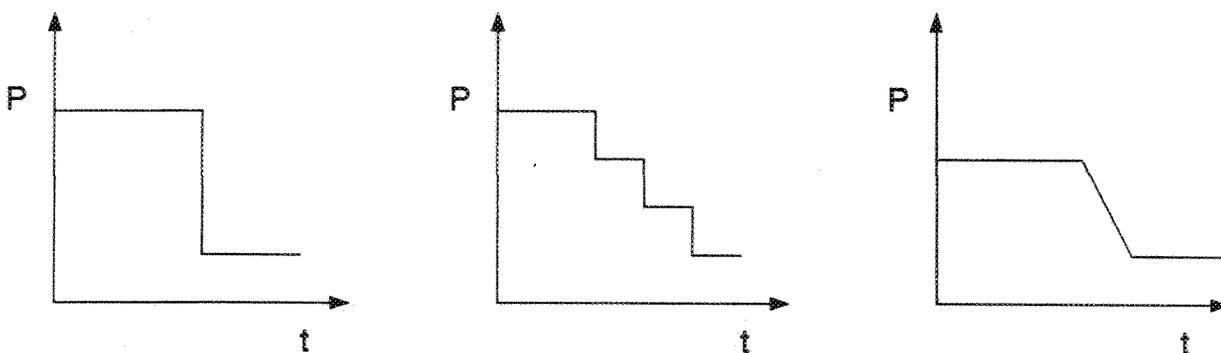


Figure 4.1. Différents profils de chauffage

Une analogie à cette situation est le processus de remplissage d'un baril d'eau percé de quelques trous à travers lesquels s'échappe le liquide. Le diamètre des trous varie selon la

pression qu'ils subissent, donc dépend du volume d'eau emmagasiné et des mouvements de masse à l'intérieur du baril. Avec un grand débit, on réussit à remplir le baril jusqu'à un niveau désiré, toutefois pour maintenir cette position, le débit du robinet doit être égal à celui des fuites d'eau.

Pour revenir à notre problème, il faut également considérer qu'une augmentation de la température d'opération accroît l'ampleur des pertes de chaleur.

#### **4.1.2 Méthodes de chauffage**

Le rôle fondamental du système de chauffage est de maintenir l'environnement thermique de l'échantillon à une température fixe et contrôlable. C'est pourquoi, dans la recherche de la solution, nous allons principalement nous intéresser au profil de température produit par différents procédés de chauffage, ainsi qu'à la facilité de régulation qu'offre ces différents systèmes.

Nous distinguons deux grands modes de chauffage : le premier est au combustible tandis que le second est électrique. Dans chacun des cas, il faut évaluer dans quelle mesure le principe de chauffage rencontre les exigences techniques de la méthode flash.

##### **4.1.2.1 Chauffage au combustible**

L'utilisation d'un combustible liquide ou gazeux comme moyen de chauffage comporte d'énormes difficultés techniques de contrôle de la température qui a tendance à présenter un profil assez varié. Le rendement énergétique de ces fours est maximisé lorsque la combustion est complète. Pour cela le débit d'air doit être parfaitement ajusté à celui du combustible. La complexité de cette opération pousse les concepteurs à maintenir un excès d'air dans la chambre de chauffe, ce qui a pour effet de favoriser le phénomène d'oxydation si jamais les échantillons sont directement exposés au milieu de combustion. Pour cela,

il faudrait alors placer les matériaux testés dans une enceinte de protection munie d'une fenêtre transparente pour le passage de la lumière du flash. Les calculs énergétiques dans le cas d'une combustion incomplète sont relativement complexes et rendent précaires les chances de contrôle de tels fours lorsque la régulation se fait sur le débit du mélange air et combustible.

À la figure 4.2 nous présentons un exemple de dispositif dans lequel, la transmission de la chaleur se fait par convection et par rayonnement entre le combustible et l'enceinte chauffante de protection. Les parois transmettent également par rayonnement de la chaleur à l'enceinte qui avec un revêtement spécial absorbe le maximum d'énergie tout en permettant d'uniformiser la température de la surface interne qui transmet à son tour de la chaleur aux échantillons. Le choix du nombre et de la disposition spatiale des brûleurs

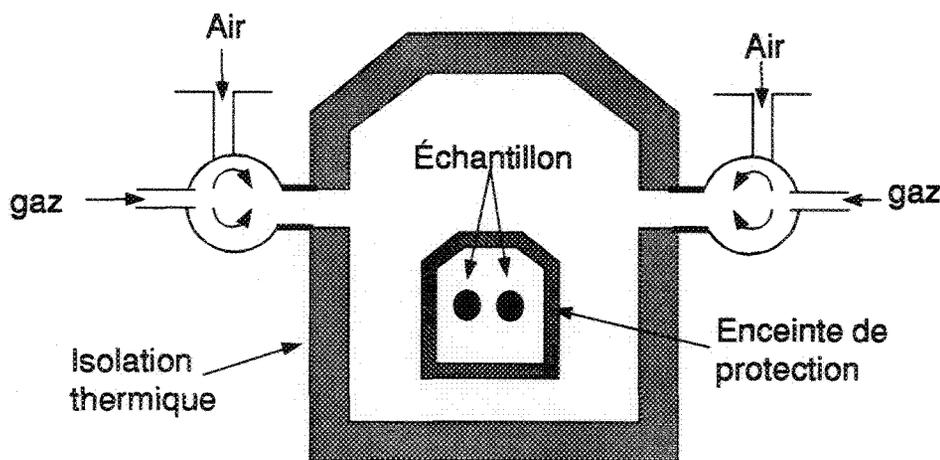


Figure 4.2. Chauffage au combustible

est capital dans la recherche d'un profil de température uniforme dans l'enceinte. Nous remarquons aussi que les pertes de chaleur dans ce type de four peuvent être relativement importantes. Malgré cette analyse très succincte, nous pouvons tout de même conclure que ce mode de chauffage est inadapté aux exigences techniques imposées par la méthode flash.

#### 4.1.2.2 Chauffage électrique

La découverte de l'effet Joule caractérisé par le passage du courant dans un conducteur électrique a ouvert la voie à une nouvelle discipline appelée électrothermie. Celle-ci s'efforce d'optimiser l'utilisation de l'électricité pour produire de la chaleur utile. Le développement de la connaissance des différentes lois physiques qui gouvernent l'électricité ont permis de raffiner les techniques de chauffage électrique qui ont connu dès lors une popularité sans limite grâce aux nombreux avantages qu'elles offrent:

- facilité de mesure, de contrôle et de régulation
- aptitude à une localisation bien précise de l'effet thermique
- rendement de conversion énergétique très élevé
- limites de température de chauffage très élevées
- reproductibilité des conditions de chauffage et facilité d'automatisation.

On distingue deux catégories de procédés électrothermiques: le chauffage direct où le corps à chauffer est le siège de l'effet Joule par passage direct du courant, et le chauffage indirect qui s'effectue selon les principes de transfert de chaleur entre le matériau de chauffage et le corps à chauffer. Pour chacun de ces groupes, nous présentons les techniques qui sont les plus susceptibles de respecter les contraintes techniques requises par la méthode de mesure.

##### 4.1.2.2.1 Chauffage direct

Après analyse des différentes variantes du chauffage direct ( arc électrique, bombardement électrique, laser, diélectrique etc...), nous n'avons retenu que le chauffage par conduction.

#### 4.1.2.2.1.1 Chauffage par conduction

Ce mode de chauffage s'applique exclusivement à des matériaux conducteurs électriques qui peuvent être sans restriction métalliques ou non. Le principe est simple: le matériau à chauffer est placé entre deux électrodes sur lesquelles on applique une certaine tension qui fait circuler un courant directement à travers le corps qui sert alors de résistance électrique. La chaleur se développe au sein de la charge. La forme des électrodes joue un rôle important car il faut minimiser les résistances thermiques et électriques formées au niveau des surfaces de contact entre les électrodes et la charge, sans quoi une majeure partie de la chaleur sera dissipée à ces niveaux-là, contrairement aux objectifs poursuivis, soit de chauffer uniformément l'échantillon. Le profil de température de la charge est uniforme à la seule condition que la résistivité du matériau le soit aussi. Malheureusement la présence de certaines imperfections telles que des dislocations, des cavités dans la microstructure des matériaux entraîne des variations de densité et par conséquent de résistivité électrique à l'intérieur du matériau, ce qui résulte inévitablement en variations locales de puissance calorifique dissipée. Il est extrêmement difficile de prévenir ce type de problème dont l'origine est localisée dans la microstructure du matériau. Ce genre de difficulté écarte définitivement l'emploi de matériaux hétérogènes. Cependant l'utilisation limitée du dispositif de mesure flash à des matériaux parfaitement homogènes et conducteurs électriques pourrait se concevoir avec ce mode de chauffage. Toutefois, il y a un autre problème à résoudre, c'est à dire, produire un environnement ou une chambre ayant la même température que l'échantillon pour éviter les pertes de chaleur. Par ailleurs, le passage direct du courant dans l'échantillon oblige l'application d'une couche spéciale à la surface arrière si l'on veut effectuer les mesures avec un thermocouple.

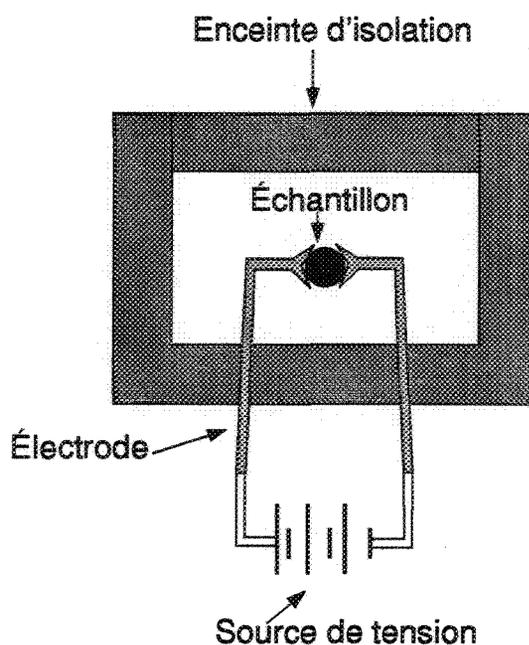


Figure 4.3. Chauffage par conduction

La figure 4.3 montre un dispositif qui pourrait être envisagé si l'on veut appliquer la technique de chauffage direct de l'échantillon. Mais il est improbable que l'échantillon soit le seul élément à chauffer dans le système. Le chauffage par conduction se révèle donc comme une solution très partielle de notre problème, car il comporte trop de facteurs limitatifs et nécessite l'ajout d'un autre mode de chauffage pour maintenir l'environnement de l'enceinte à la même température que le spécimen testé. Sans quoi le gradient de température à l'intérieur du four sera trop élevé.

#### 4.1.2.2.2 Chauffage indirect

##### 4.1.2.2.2.1 Chauffage par induction électromagnétique.

C'est Faraday qui a mis en évidence pour la première fois l'échauffement des conducteurs massifs soumis à un champ magnétique variable. Ce phénomène thermique résulte de la circulation dans un corps des courants induits, appelés aussi courants de Foucault. En

électrotechnique, les courants de Foucault sont nuisibles, tandis qu'en électrothermie, on se sert de ces courants pour chauffer sans contact direct une quelconque masse conductrice d'électricité. Les équipements de chauffage par induction sont généralement assimilés à des transformateurs dont le circuit primaire ou inducteur est un solénoïde alimenté à une certaine fréquence et le circuit secondaire ou induit est constitué par le corps à chauffer. Une application pratique de ce principe serait de placer un creuset en graphite à l'intérieur d'une bobine.

Afin d'optimiser l'usage de ce mode de chauffage, il faut déterminer d'une part la distribution des courants induits dans le creuset, et d'autre part la puissance dissipée dans cette pièce. Pour une fréquence donnée, la densité de courant induit décroît exponentiellement de la surface du creuset vers son centre. Ce phénomène connu sous les noms d'effet de peau, d'effet pelliculaire ou d'effet Kelvin, détermine une profondeur de pénétration des courants de Foucault et par conséquent permet de bien localiser les zones où se développe la puissance calorifique. Cette profondeur de pénétration, ou épaisseur de peau, est fonction de la résistivité du creuset, de la fréquence du courant inducteur et de la perméabilité magnétique relative de l'induit.

Le profil du chauffage dépend du flux magnétique traversant le creuset et des caractéristiques électriques du solénoïde et du circuit secondaire. Par conséquent il est important de déterminer ou de choisir avec justesse la fréquence du courant, la perméabilité magnétique du creuset, la force magnétomotrice de l'inducteur, les fuites magnétiques, la résistivité de l'inducteur et de l'induit ainsi que leurs caractéristiques géométriques. Fort heureusement, il existe dans la plupart des bibliothèques scientifiques, d'excellents ouvrages qui traitent des calculs très complexes qui relient ces différents paramètres.

Le contrôle d'un four à induction s'effectue généralement avec la variation de la fréquence de l'inducteur qui détermine pour un creuset donné, la densité de courant induit, l'épaisseur de peau et la puissance de chauffage. La puissance dissipée dans le creuset dépend directement de la fréquence d'opération, elle croît lorsque celle-ci augmente. Malheureusement, la fréquence de 60 Hz disponible sur le réseau donne une puissance très faible, presque inutilisable à moins d'augmenter considérablement le volume du creuset. Par conséquent il faut opérer à des fréquences très élevées qui nécessitent l'emploi de générateurs spécialement développés à cet effet. Pour notre application, nous recherchons un type de générateur offrant une large gamme de fréquences qui permet ainsi de contrôler le chauffage d'un échantillon qui reçoit par rayonnement la chaleur dissipée à l'intérieur du creuset.

Les moyens techniques, financiers, ainsi que la durée restreinte du projet ne nous permettent pas d'adopter ce mode de chauffage qui offre tout de même de nombreux avantages:

1. rapidité de chauffage grâce à une puissance très élevée
2. inertie thermique très faible
3. uniformité du chauffage
4. possibilité de chauffer à des températures très élevées(3000 K)
5. facilité d'automatisation des équipements.

**4.1.2.2.3 Chauffage résistif indirect** Dans ce procédé de chauffage, des éléments électriques sont placés autour de la charge à laquelle ils transmettent de la chaleur par

rayonnement. Un schéma représentatif est donné à la figure 4.4. Un système d'isolation

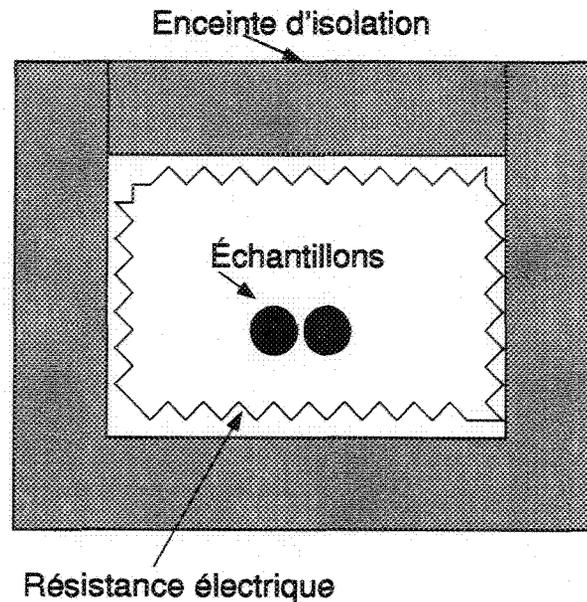


Figure 4.4. Chauffage résistif indirect

composé de matériaux adiabatiques réfléchissants et de murs réfractaires, aide à diriger le flux de chaleur vers les échantillons placés au centre. Un brassage continu de l'air contribue à uniformiser la distribution de la température dans l'enceinte grâce à un transfert convectif plus important. Malheureusement, cette opération entraîne d'autres problèmes tels que l'oxydation de l'échantillon testé et la perte de chaleur du spécimen au profit du module de support qui est à une température inférieure

Les coins dépourvus d'éléments de chauffage constituent des zones de pertes de chaleur par excellence. Une façon de remédier à cette situation serait d'employer un grand nombre de petites résistances alimentées par des sources de tension individuelles. À chaque niveau de température désiré, il faut une certaine combinaison de réglage de tension basée sur les pertes de chaleur observées. Ainsi il sera possible d'obtenir un profil de température homogène. Le contrôle de ce mode de chauffage peut être relativement complexe et nécessite l'usage de fluxmètres et autres types de senseurs thermiques.

L'autre façon d'éliminer les effets de coins est d'utiliser une géométrie cylindrique telle que montrée à la figure 4.5 . Dans cette nouvelle disposition, les éléments électriques recouverts par des gaines isolantes (résistances gainées) chauffent directement par conduction un tube qui va transmettre la chaleur reçue aux échantillons placés à son intérieur. Cette configuration donne une meilleure uniformité de distribution de la température. Une

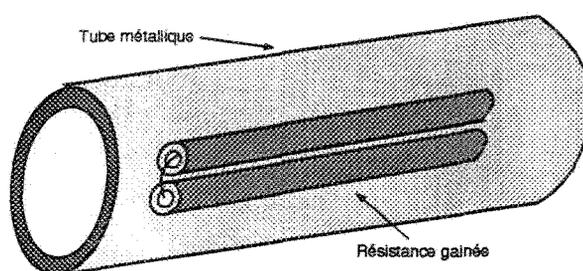


Figure 4.5. Chauffage par résistances gainées

grande épaisseur du tube permet de réduire les variations de température entre les zones où sont directement placées les éléments et celles qui sont libres. Mais une grande épaisseur augmente l'inertie du système qui prendra alors plus de temps à chauffer ou à refroidir. Une autre variante de ce modèle serait d'enrouler l'élément de chauffage autour du tube. Ce type de dispositif répond presque à toutes nos exigences techniques excepté pour l'homogénéité de la température qui demeure son seul point faible.

Nous avons poussé plus loin notre démarche pour aboutir à un modèle constitué d'un tube en alliage très résistif qui est directement chauffé par application d'une certaine tension à ses extrémités (voir figure 4.6). Les échantillons et leur module de support sont alors placés à l'intérieur de l'enceinte cylindrique chauffante qui est entourée par un bon système d'isolation thermique.

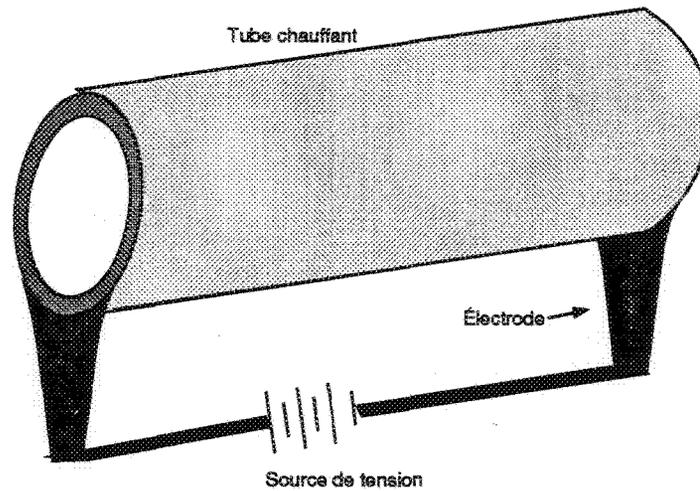


Figure 4.6. Chauffage direct d'un tube

### 4.1.3 Description du Système de chauffage

#### 4.1.3.1 Circuit électrique

La première étape qui suit la sélection du mode de chauffage est le calcul des paramètres électriques du système, en commençant par la détermination de la résistance électrique du tube. Celle-ci est fonction du matériau choisi et de sa géométrie. Sachant que la puissance thermique dégagée par le tube chauffant est égale à sa puissance électrique,

$$P = RI^2 = \frac{V^2}{R} \quad (2)$$

nous avons cherché à obtenir la résistance électrique la plus élevée possible qui limite le courant du circuit à un niveau raisonnable disponible dans le réseau électrique du laboratoire. Cela limite aussi l'échauffement observé sur les fils de connection du circuit électrique. Voici les paramètres qui ont influencé le choix du matériau le mieux indiqué pour notre application

- résistivité électrique
- température de fusion

- résistance mécanique
- résistance à l'oxydation
- machinabilité
- prix et disponibilité sur le marché

Après investigation, l'acier inoxydable s'est avéré être le meilleur choix même si sa résistivité électrique demeure relativement faible.

La résistance électrique d'un conducteur cylindrique est donnée par l'équation suivante:

$$R = \frac{l\rho}{\pi(d_o^2 - d_i^2)} \quad (3)$$

avec

R : résistance électrique,  $\Omega$

l : longueur de la section, m

$\rho$  : résistivité électrique,  $\Omega.m$

$d_o$  : diamètre extérieur du cylindre, m

$d_i$  : diamètre intérieur du cylindre, m

Les limites d'usinage et les propriétés mécaniques de l'acier nous ont imposé une épaisseur minimale à ne pas dépasser pour assurer une bonne uniformité de l'épaisseur du tube. Une faible épaisseur affaiblit entre autre la résistance mécanique du tube. Nous avons fixé le diamètre intérieur du cylindre afin de nous assurer qu'il y aura assez d'espace pour loger le module de support des échantillons. Conscient de l'effet nuisible des pertes de chaleur accrues sur les deux extrémités du tube, et de la nécessité de préserver un environnement thermique le plus uniforme possible, nous avons évalué la longueur minimale qui permet de limiter ce phénomène indésirable connu sous le nom d'effet de bout.

Les dimensions que nous présentons à la figure 4.7 ont été obtenues par simulation informatique pour minimiser les pertes de chaleur. Pour cela, d'autres paramètres dont on n'a pas encore discuté tel que le système d'isolation, ont été pris en considération. La

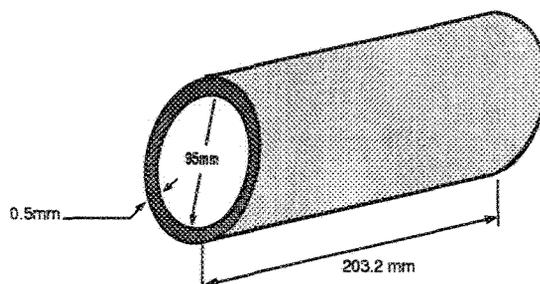


Figure 4.7. Tube chauffant en acier inoxydable

resistance électrique du tube d'acier est de  $1.07 \text{ m}\Omega$

Le courant est transmis au tube à l'aide d'électrodes spécialement choisies pour limiter les pertes de chaleur lors du passage du courant. Pour cela, leur conductivité électrique est prise très élevée, avec une grande section qui réduit la production de chaleur. Les surfaces de contact avec le tube sont très minimales pour éviter que la chaleur du tube se transmette par conduction à la base des électrodes qui sont en laiton comme le montre la figure suivante. Une soudure en argent assure un excellent contact entre ces différents

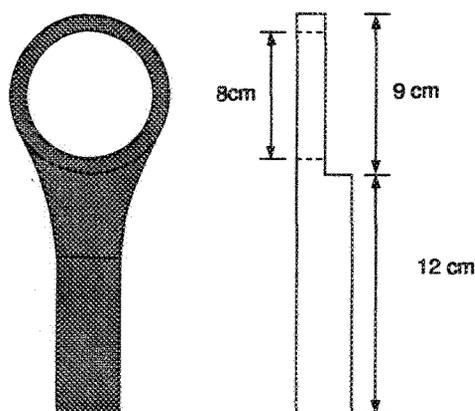


Figure 4.8. Électrode

éléments. Ce type de soudure possède une résistance thermique assez élevée. La figure 4.9

montre l'ensemble électrodes et tube chauffant. La longueur des électrodes a été allongée

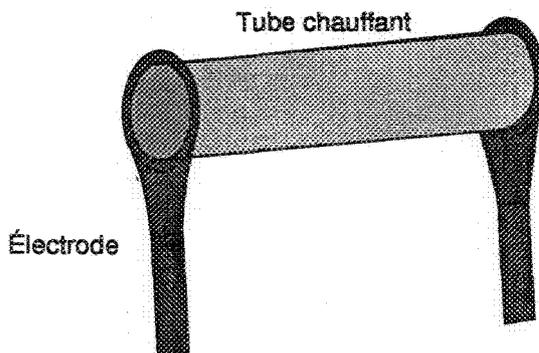
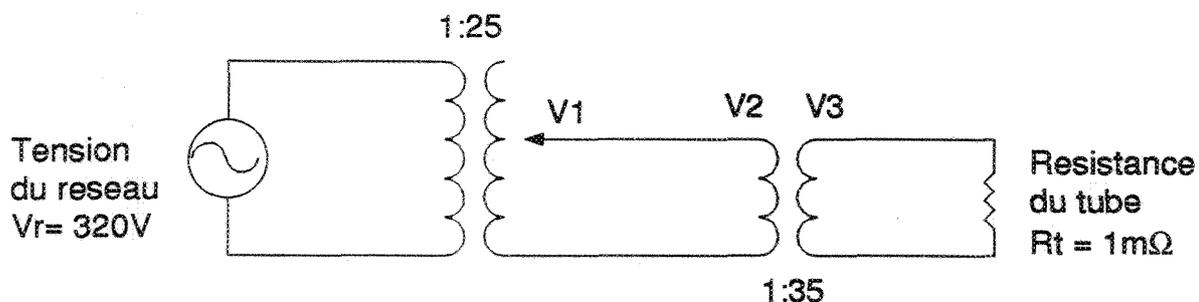


Figure 4.9. Tube chauffant muni d'électrodes

arbitrairement afin de servir de support physique au tube chauffant qu'on pourra maintenir facilement à l'intérieur d'un système d'isolation.

Le fonctionnement optimal du système nécessite une puissance électrique nettement supérieure aux pertes de chaleur subies par le tube chauffant. C'est avec une très grande puissance qu'on peut facilement accélérer le processus de chauffage. Cependant des contraintes économiques ont orienté notre choix sur le système d'alimentation électrique suivant. Deux transformateurs de 7kW et 10kW sont connectés en série pour délivrer



une puissance maximale de 5kW avec un courant nominal de 1000 A.  $V_3$  est égal à 0.5 Volt. Des mesures de sécurité sont prises pour ne pas dépasser 600°C à la surface du tube chauffant car les soudures en argent risquent d'être endommagées au-delà de cette température.

### 4.1.3.2 Isolation thermique

Le système d'isolation thermique est composé comme le montre la figure 4.10 d'un cylindre

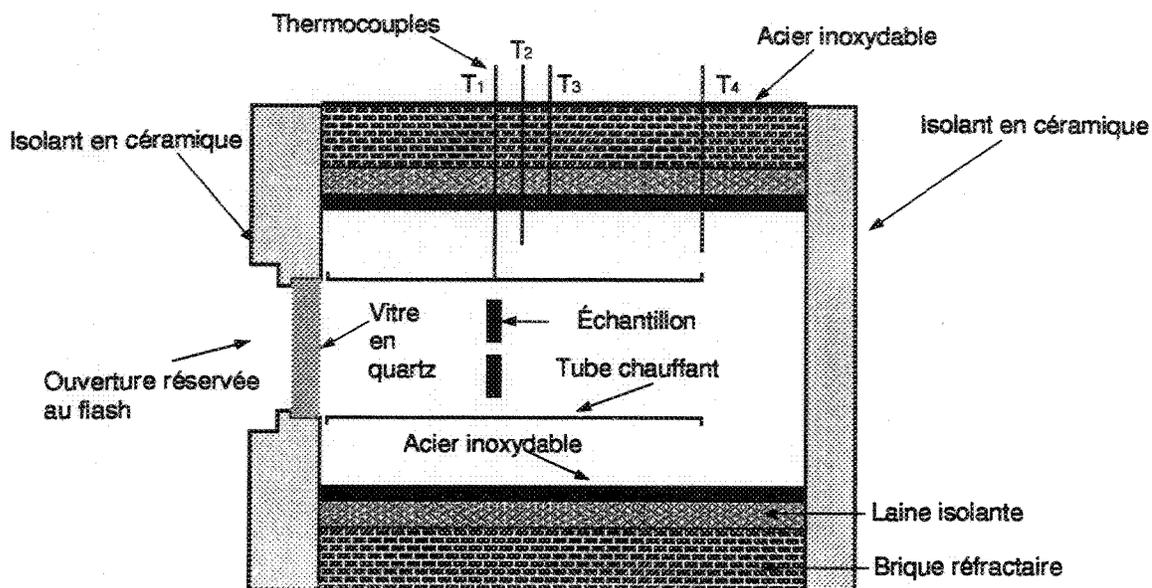


Figure 4.10. Système d'isolation thermique

en acier inoxydable dont la surface intérieure est polie afin de réfléchir le rayonnement provenant du tube chauffant (l'idéal est une surface adiabatique réfléchissante). De la laine isolante est placée entre l'acier et des briques réfractaires. La protection mécanique de l'ensemble est assurée par un cylindre en acier placé sur la partie extérieure. L'isolation latérale est faite avec de la céramique B3 qui est un matériau réfractaire qui résiste à très haute température (1000°C). Sur la partie avant du four, nous avons placé une fenêtre en quartz, un matériau très souvent utilisé pour ce genre de besoin. Cette zone constitue la principale source de pertes de chaleur du système de chauffage. Sur la partie arrière du four, il y a un petit trou pour laisser passer les fils du système de contrôle thermique. La disposition et le nombre de senseurs thermiques sont traités au chapitre 7.

## 4.2 CONCEPTION DU MODULE DE SUPPORT DES ÉCHANTILLONS

### 4.2.1 Critères de design

Les échantillons de matériaux à tester sont placés à l'intérieur de l'enceinte chauffante à l'aide d'un module de support dont le rôle essentiel est de maintenir ces spécimens dans une position verticale à la direction du flash. Les modifications de l'environnement thermique suite à la présence du module doivent être minimisées autant que possible. À cet effet, les zones de contact entre le module et le tube sont maintenues au strict nécessaire. Également la masse du module doit demeurer relativement petite pour emmagasiner le moins d'énergie possible.

Le système de fixation des échantillons sur le module doit être facile à manipuler, tout en étant assez rigide pour offrir une bonne stabilité une fois les échantillons positionnés. Afin de limiter tout échange de chaleur entre les matériaux testés et le module, les points de contact entre ces différents éléments sont réduits.

La structure du module va aussi servir de support aux senseurs thermiques placés sur la face arrière des échantillons.

Finalement l'usage du module doit être facilité par la simplicité des manipulations requises pour faire une expérience complète. La robustesse est indispensable pour réduire les risques de bris du module.

Ces différents objectifs obligent aussi l'emploi d'un matériau isolant possédant une très grande résistance mécanique et thermique, et facile à machiner. À notre connaissance, la céramique constitue le meilleur choix.

#### 4.2.2 Description du module de support des échantillons

Le module a été usiné à partir d'un cylindre en céramique de 9 cm de diamètre et 15 cm de long tel que montré à la figure 4.11. Nous distinguons principalement deux disques

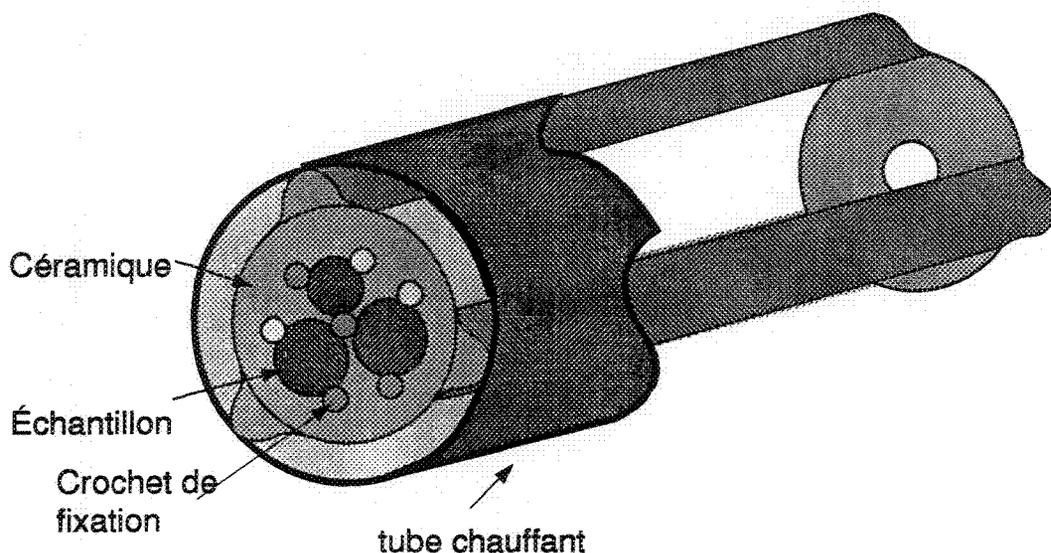


Figure 4.11. Module de support des échantillons

reliés par trois tiges équidistantes. La tige centrale située sur la partie supérieure de la structure sert également de soutien au mécanisme de fixation des senseurs thermiques. Sur le disque frontal, nous avons pratiqué trois trous qui délimitent la position des deux échantillons et celle du matériau de référence thermique qui est ainsi placé dans les mêmes conditions thermiques que les matériaux testés. Autour de chaque trou, nous observons trois petits crochets de fixation en céramique, dont une seule est mobile, les deux autres étant directement taillés du cylindre pour leur conférer une plus grande rigidité.

Une vue de face de ce disque permet de voir le mécanisme de fixation des échantillons comme le montre la figure 4.12 . On peut voir que les zones de contact sont très réduites.

La stabilité de la fixation est assurée par la rotation du crochet mobile qui exerce ainsi

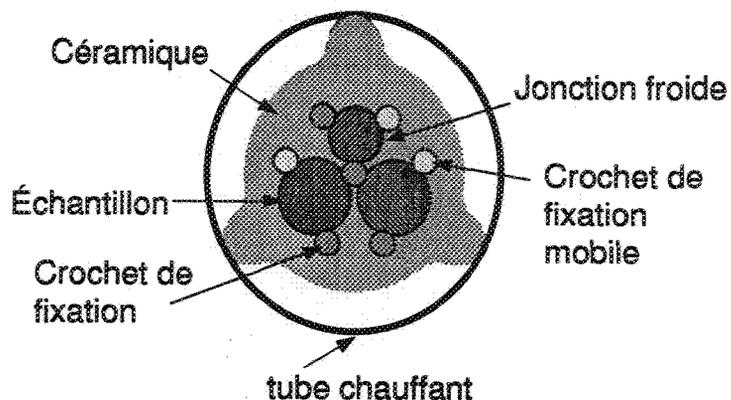


Figure 4.12. Module de support des échantillons, vue de face

une certaine pression sur les matériaux. Pour cela nous avons doté les crochets mobiles d'un profil spécial .

Le module est en équilibre à l'intérieur de la chambre chauffante grâce à trois pieds arrondis taillés à égale distance sur la circonférence de chaque disque. Un trou central pratiqué sur le disque arrière supporte le câblage des senseurs thermiques.

La céramique utilisée pour fabriquer ce module résiste jusqu'à plus de 900°C et se prête bien à l'usinage.

## CHAPITRE 5

### MODÉLISATION ET ÉTUDE DYNAMIQUE DU SYSTÈME DE CHAUFFAGE

#### 5.1 MODÉLISATION

Pour étudier le comportement dynamique du système de chauffage, nous avons retenu le modèle suivant, qui comporte essentiellement trois intégrateurs d'énergie. À savoir:  $m_1$  la masse du tube de chauffage,  $m_2$  les échantillons testés et finalement  $m_3$  qui désigne l'enceinte d'isolation.

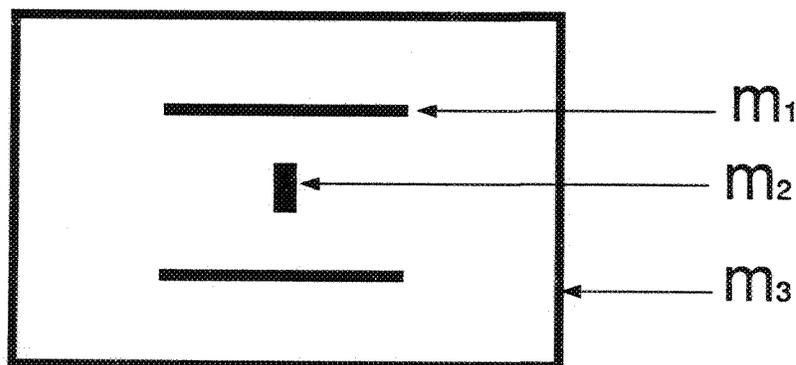


Figure 5.1. Modèle du système de chauffage

Le flux de chaleur développé directement à travers  $m_1$  est considéré comme inconnu, mais la température  $T_1$  de l'acier inoxydable est fixée au départ. De celle-ci, nous allons calculer le flux de chaleur, et les températures  $T_2$  et  $T_3$  respectives de l'échantillon sous test et de l'enceinte .

La conception de notre modèle mathématique passe par la recherche des équations différentielles qui décrivent le mieux la dynamique des phénomènes physiques observés sur l'enceinte de chauffage. Notre intérêt est tourné vers la compréhension du processus thermique. Le système d'équations différentielles du modèle peut être obtenu de deux manières différentes: soit par un bilan d'énergie ou par une analogie électrique.

### 5.1.1 Bilan d'énergie

Les échanges de chaleur du système sont régis par les trois équations suivantes

$$\dot{Q}_s = m_1 c_1 \dot{T}_1 + \dot{Q}_{12} + \dot{Q}_{23} \quad (1)$$

$$\dot{Q}_{12} = m_2 c_2 \dot{T}_2 + \dot{Q}_{23} \quad (2)$$

$$\dot{Q}_{13} = m_3 c_3 \dot{T}_3 + \dot{Q}_{30} \quad (3)$$

L'indice 0 représente la masse ambiante, l'environnement du laboratoire. Le rôle d'isolation de la masse  $m_3$  ainsi que sa dimension physique nous obligent à considérer deux niveaux de température: l'une est interne alors que l'autre est externe. Le système d'équations devient alors égal à:

$$m_1 c_1 \dot{T}_1 = \dot{Q}_s - \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{23} \quad (4)$$

$$m_2 c_2 \dot{T}_2 = \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{23} \quad (5)$$

$$m_3 c_3 \dot{T}_3 = \dot{Q}_{13i} + \dot{Q}_{23i} - \dot{Q}_{3i0} \quad (6)$$

avec:

$$\dot{Q}_{mn} = \frac{T_m - T_n}{RT_{mn}} \quad (7)$$

où les indices  $m$  et  $n$  peuvent être égaux à 1, 2, 3 ou 0. La variable  $RT_{mn}$  représente la résistance thermique entre les masses indicées. Après réarrangement, on obtient:

$$\begin{aligned}\dot{T}_1 &= \frac{1}{m_1 c_1} (\dot{Q}_s - \dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{13}) \\ \dot{T}_2 &= \frac{1}{m_2 c_2} (\dot{Q}_{12} - \dot{Q}_{23}) \\ \dot{T}_3 &= \frac{1}{m_3 c_3} (\dot{Q}_{13} + \dot{Q}_{23} - \dot{Q}_{3A})\end{aligned}\quad (8)$$

$$\begin{aligned}\dot{T}_1 &= \frac{1}{m_1 c_1} \left( \dot{Q}_s - \frac{T_1 - T_2}{RT_{12}} - \frac{T_1 - T_3}{RT_{13}} \right) \\ \dot{T}_2 &= \frac{1}{m_2 c_2} \left( \frac{T_1 - T_2}{RT_{12}} - \frac{T_2 - T_3}{RT_{23}} \right) \\ \dot{T}_3 &= \frac{1}{m_3 c_3} \left( \frac{T_1 - T_3}{RT_{13}} + \frac{T_2 - T_3}{RT_{23}} - \frac{T_3 - T_0}{RT_{30}} \right)\end{aligned}\quad (9)$$

Prenons la température ambiante (TA) comme température de référence et posons

$$v_0 = 0 \quad \text{et} \quad v_n = T_n - T_0 \quad (10)$$

Nous avons alors:

$$\begin{aligned}\dot{v}_1 &= \frac{1}{m_1 c_1} \left( \dot{Q}_s - \frac{v_1 - v_2}{RT_{12}} - \frac{v_1 - v_3}{RT_{13}} \right) \\ \dot{v}_2 &= \frac{1}{m_2 c_2} \left( \frac{v_1 - v_2}{RT_{12}} - \frac{v_2 - v_3}{RT_{23}} \right) \\ \dot{v}_3 &= \frac{1}{m_3 c_3} \left( \frac{v_1 - v_3}{RT_{13}} + \frac{v_2 - v_3}{RT_{23}} - \frac{v_3}{RT_{30}} \right)\end{aligned}\quad (11)$$

Nous aboutissons à la formulation finale que voici:

$$\begin{aligned}\dot{v}_1 &= \frac{1}{m_1 c_1} \left( \dot{Q}_s - v_1 \left( \frac{1}{RT_{12}} - \frac{1}{RT_{13}} \right) - \frac{v_2}{RT_{12}} - \frac{v_3}{RT_{13}} \right) \\ \dot{v}_2 &= \frac{1}{m_2 c_2} \left( \frac{v_1}{RT_{12}} - v_2 \left( \frac{1}{RT_{12}} + \frac{1}{RT_{13}} \right) + \frac{v_3}{RT_{23}} \right) \\ \dot{v}_3 &= \frac{1}{m_3 c_3} \left( \frac{v_1}{RT_{13}} + \frac{v_2}{RT_{23}} - v_3 \left( \frac{1}{RT_{23}} + \frac{1}{RT_{3A}} + \frac{1}{RT_{13}} \right) \right)\end{aligned}\quad (12)$$

Nous allons retrouver cet ensemble d'équations en utilisant la méthode d'analogie électrique

### 5.1.2 Analogie électrique

Le réseau électrique analogique de ce système est le suivant :

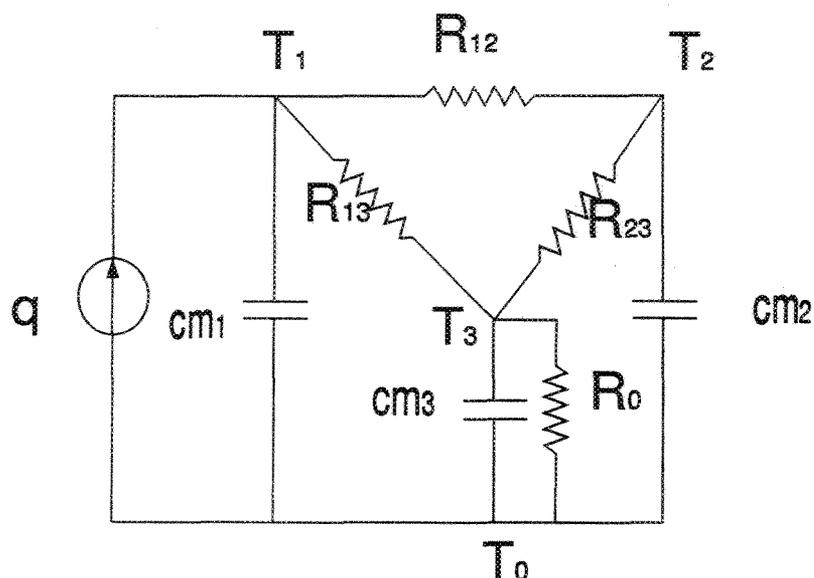


Figure 5.2. Analogie électrique

Avec

$\dot{Q}_s$  : source de chaleur, W

$T_1$  et  $C_1$ : température et capacité calorifique de la masse  $m_1$

$T_2$  et  $C_2$  : température et capacité calorifique de la masse  $m_2$

$T_3$  et  $C_3$  : température et capacité calorifique de la masse  $m_3$

$RT_A$ ,  $RT_{12}$ ,  $RT_{13}$  et  $RT_{23}$  : les résistances thermiques équivalentes entre les différentes masses

Le calcul de ces résistances est développé à l'annexe A

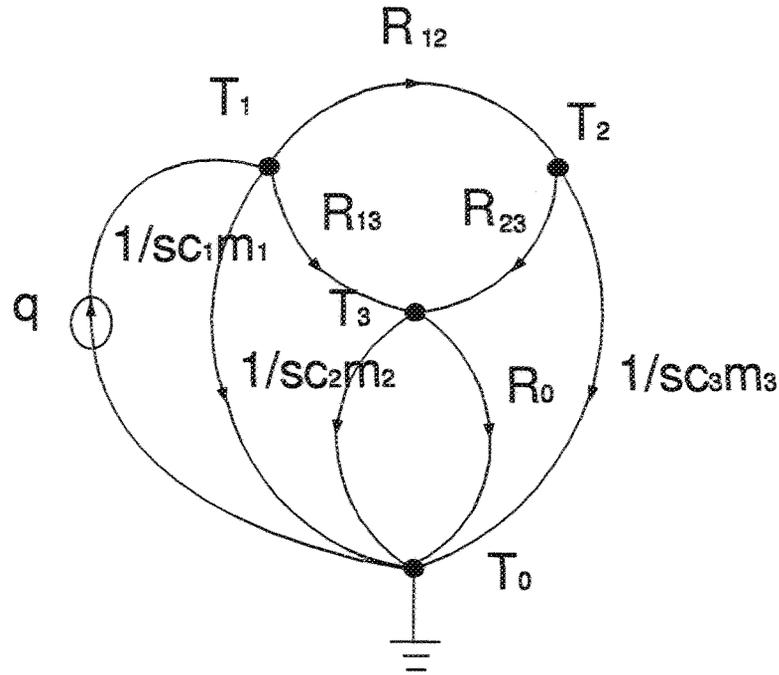


Figure 5.3. Graphe linéaire

Les inconnus du système sont les températures des différentes masses  $m_1, m_2$  et  $m_3$  ainsi que la source de chaleur  $\dot{Q}_s$ . L'utilisation de la méthode des admittances de noeuds donne le système matriciel suivant:

$$\begin{bmatrix} sc_1 m_1 + \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{13}} & -\frac{1}{R_{12}} & -\frac{1}{R_{13}} \\ -\frac{1}{R_{12}} & sc_2 m_2 + \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{23}} & -\frac{1}{R_{23}} \\ -\frac{1}{R_{13}} & -\frac{1}{R_{23}} & sc_3 m_3 + \frac{1}{R_{13}} + \frac{1}{R_{23}} + \frac{1}{R_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} q \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (13)$$

Les équations du système sont:

$$\begin{aligned} c_1 m_1 \frac{dT_1}{dt} + \left( \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{13}} \right) T_1 - \frac{T_2}{R_{12}} - \frac{T_3}{R_{13}} &= \dot{Q}_s \\ -\frac{T_1}{R_{12}} + c_2 m_2 \frac{dT_2}{dt} + \left( \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{23}} \right) T_2 - \frac{T_3}{R_{23}} &= 0 \\ -\frac{T_1}{R_{13}} - \frac{T_2}{R_{23}} + c_3 m_3 \frac{dT_3}{dt} + \left( \frac{1}{R_{13}} + \frac{1}{R_{23}} + \frac{1}{R_A} \right) T_3 &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

pour finir nous avons

$$\begin{aligned}
 \frac{dT_1}{dt} &= \frac{1}{c_1 m_1} \left[ \left( \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{13}} \right) T_1 + \frac{T_2}{R_{12}} + \frac{T_3}{R_{13}} + \dot{Q}_s \right] \\
 \frac{dT_2}{dt} &= \frac{1}{c_2 m_2} \left[ \frac{T_1}{R_{12}} - \left( \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{23}} \right) T_2 + \frac{T_3}{R_{23}} \right] \\
 \frac{dT_3}{dt} &= \frac{1}{c_3 m_3} \left[ \frac{T_1}{R_{13}} + \frac{T_2}{R_{23}} - \left( \frac{1}{R_{13}} + \frac{1}{R_{23}} + \frac{1}{R_o} \right) T_3 \right]
 \end{aligned} \tag{15}$$

ce qui est identique au résultat obtenu avec la méthode du bilan énergétique.

### 5.1.3 Représentation avec les variables d'états

Pour retrouver avec aisance les fonctions de transfert de notre système de chauffage, nous avons choisi de travailler avec la méthode des variables d'états, qui présente plusieurs avantages comparativement à l'approche fréquentielle[7].

Posons

$$x = T_i \text{ et } \dot{x} = \frac{dT_i}{dt} \tag{16}$$

Avec

$$\dot{x} = Ax + BU, \text{ nous avons:} \tag{17}$$

$$A = \begin{bmatrix} -\frac{1}{c_1 m_1} \left( \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{13}} \right) & \frac{1}{c_1 m_1 R_{12}} & \frac{1}{c_1 m_1 R_{13}} \\ \frac{1}{c_2 m_2 R_{12}} & -\frac{1}{c_2 m_2} \left( \frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{23}} \right) & \frac{1}{c_2 m_2 R_{23}} \\ \frac{1}{c_3 m_3 R_{13}} & \frac{1}{c_3 m_3 R_{23}} & -\frac{1}{c_3 m_3} \left( \frac{1}{R_{13}} + \frac{1}{R_{23}} + \frac{1}{R_A} \right) \end{bmatrix} \tag{18}$$

$$B = \begin{bmatrix} \frac{1}{c_1 m_1} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{19}$$

La matrice des fonctions de transfert  $H(s)$  est :

$$H(s) = C \times \phi(s) \times B \text{ avec } \phi(s) = (sI - A)^{-1} \quad (20)$$

$$H(s) = C \times (sI - A)^{-1} \times B$$

$$sI = \begin{bmatrix} s & 0 & 0 \\ 0 & s & 0 \\ 0 & 0 & s \end{bmatrix} \quad (21)$$

### 5.1.4 Application du modèle à des conditions expérimentales spécifiques

Nous allons considérer les conditions expérimentales suivantes, en émettant des estimations sur les différents paramètres thermophysiques.

Propriété	m1 (acier)	m2 (cuivre)	m3 (isolation)
C (J/kg.K)	486	383.1	960
K (W/m.K)	33	368	0.26
$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	7753	8954	720
T (K)	500	450	350

Tableau 5.1 Propriétés physiques des matériaux

	1-2	1-3	2-3	3-0
$h_{\text{conv}}$	0.2147	4.456	0.001	4.7028
$h_{\text{ray}}$	5.433	40.103	5.44766	5.2477
R	18.22	1.829	606.88	5.11

Tableau 5.2 Coefficients de transfert de chaleur et résistances thermiques entre les matériaux

Le choix des matériaux ainsi que les conditions expérimentales nous donnent la matrice

A suivante:

$$A = 10^{-3} \begin{bmatrix} -13.8 & 1.26 & 12.53 \\ 25.47 & -26.24 & 0.76 \\ 1.45 & 0.004 & 1.97 \end{bmatrix} \quad (22)$$

La matrice B devient:

$$B = 10^{-3} \begin{bmatrix} 22.9 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (23)$$

Puisque nous voulons exercer le contrôle sur la masse  $m_2$  de l'échantillon, nous définissons la matrice C comme suit :

$$C = [0 \quad 1 \quad 0] \quad (24)$$

## 5.2 CONTRÔLABILITÉ ET OBSERVABILITÉ DU MODÈLE

Nous avons trois masses dans notre modèle qui vont avoir des températures différentes et qui pourront selon les cas être observées ou contrôlées.

### 5.2.1 Contrôlabilité

Pour qu'un système soit contrôlable, le déterminant de la matrice Q définie comme suit  $Q=[B, AB, A^2B]$  doit être non nul.

$$Q = [B \quad AB \quad A^2B] = \begin{bmatrix} 0.0229 & -0.3160 & 0.05512 \\ 0 & 0.58326 & -0.2332 \\ 0 & 0.033205 & -0.0039 \end{bmatrix} \quad (25)$$

Le déterminant de Q ;  $|Q|= 1.2523e-04$  est donc non nul. On peut conclure que le système est entièrement contrôlable.

## 5.2.2 Observabilité

Notre système est observable si et seulement si, le déterminant de la matrice N (Eq.26) :

$$N = [C^T \quad A^T C^T \quad A^{T^2} C^T] = \begin{bmatrix} 0 & 0.02547 & -0.001 \\ 1 & -0.02624 & 0.0007 \\ 0 & 0.00076 & 0.0003 \end{bmatrix} \quad (26)$$

Après calcul, nous obtenons  $|N| = -8.4152e-06$  qui est différent de zéro. Ainsi nous pouvons affirmer que les variables de notre modèle sont observables.

## 5.3 ÉTUDE EN BOUCLE OUVERTE DU MODÈLE

### 5.3.1 FONCTION DE TRANSFERT

Le système en boucle ouverte a la fonction de transfert suivante ;

$$H(s) = \frac{1e^{-3}(2e^{-14}0.5834s + .00117)}{s^3 + 0.0420s^2 + 0.0004s + 1.7e^{-7}} \quad (27)$$

### 5.3.2 STABILITÉ DU MODÈLE

L'étude de la fonction de transfert d'un système permet de déterminer la stabilité de celui-ci. Il existe plusieurs techniques (critère de Nyquist, de Routh-Hurwitz, le diagramme de Bode, etc..) [7], mais nous allons nous limiter à l'analyse des zéro et des pôles qui s'avère suffisant dans le cas étudié. Avec le logiciel de mathématique Matlab nous avons obtenu les résultats suivants:

Les zéro

$$z_1 = -0.0001e13$$

$$z_2 = -2.8625e13$$

et les pôles

$$p_1 = -0.0285$$

$$p_2 = -0.013$$

$$p_3 = -0.00046$$

On constate que tous les pôles sont situés à gauche de l'axe imaginaire. Le système est donc stable. Néanmoins nous signalons que le pôle  $p_3$  est relativement proche de l'axe et constitue par conséquent le pôle dominant..

### **5.3.3 RÉPONSE DU SYSTÈME EN BOUCLE OUVERTE.**

La figure 5.4 montre que la réponse du système à une excitation échelon est très lente. L'analyse de la réponse du modèle en boucle ouverte révèle que l'enceinte chauffante

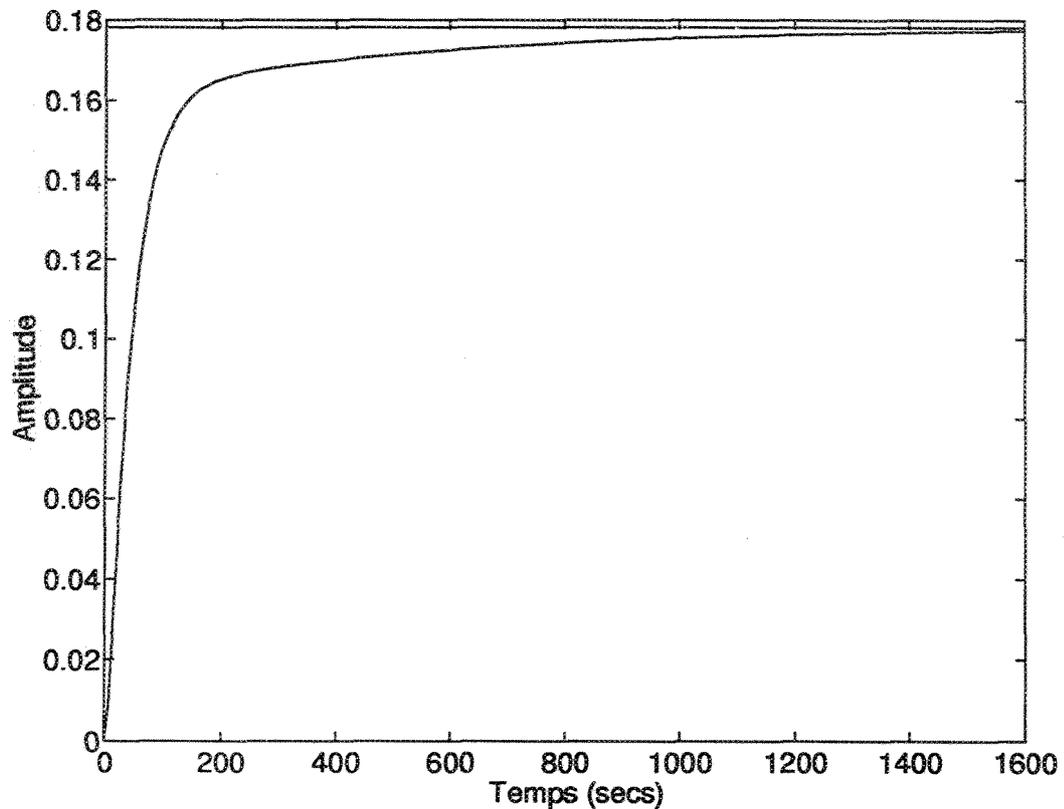


Figure 5.4. Réponse du système en boucle ouverte

se comporte comme un système du premier ordre dont la fonction de transfert est de la forme  $\frac{K}{s+p}$ .

## 5.4 ÉTUDE EN BOUCLE FERMÉE DU MODÈLE

Dans cette partie, nous allons essayer de comprendre le comportement du système en boucle fermée afin de pouvoir choisir judicieusement le type de contrôleur à utiliser pour optimiser le fonctionnement de notre dispositif de chauffage. Les objectifs poursuivis sont les suivants :

- 1 Atteindre notre température cible (échantillon de cuivre) avec le minimum de temps possible

- 2 Réduire au minimum l'erreur statique
- 3 Avoir une bonne stabilité

Nous allons tester différents types de contrôleurs pour finalement sélectionner celui qui répond le mieux aux critères que l'on s'est fixé.

### 5.4.1 CONTRÔLEUR PROPORTIONNEL

L'utilisation d'un contrôleur proportionnel permet de boucler notre système de la façon suivante :

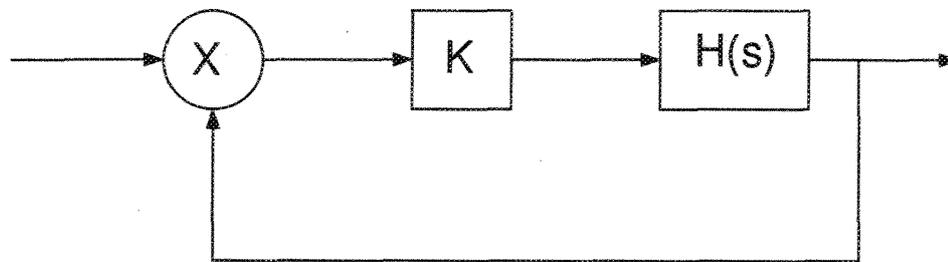


Figure 5.5. Schéma bloc du système avec contrôleur proportionnel et rétroaction unitaire

$$G(s) = \frac{KH(s)}{1 + KH(s)} \quad (28)$$

$$G(s) = \frac{K \times (0.5844s + .0011)}{s^3 + 0.0419s^2 + 0.0004s + 0.000 + K \times (0.5844s + 0.000)}$$

Le terme K est variable et permet d'étudier l'effet de différents gains sur le comportement du système. Dans notre cas, nous avons effectué des tests pour des valeurs de K= 1,10, 19 et 40 voir Fig.5.6 Et nous constatons que les gains utilisés n'affectent nullement la stabilité du système. Avec un gain égal à 1, le système est en boucle fermée sans l'effet du contrôleur proportionnel. La réponse dans le temps du système obtenu avec Matlab (Fig.5.6) montre qu'au fur et à mesure que l'on augmente le gain, le système répond plus vite mais aux alentours de 40, on observe des oscillations peu désirées et une erreur statique de l'ordre

de 15% . Pour résoudre ce problème , nous allons introduire un contrôleur proportionnel et intégrateur communément appelé "PI".

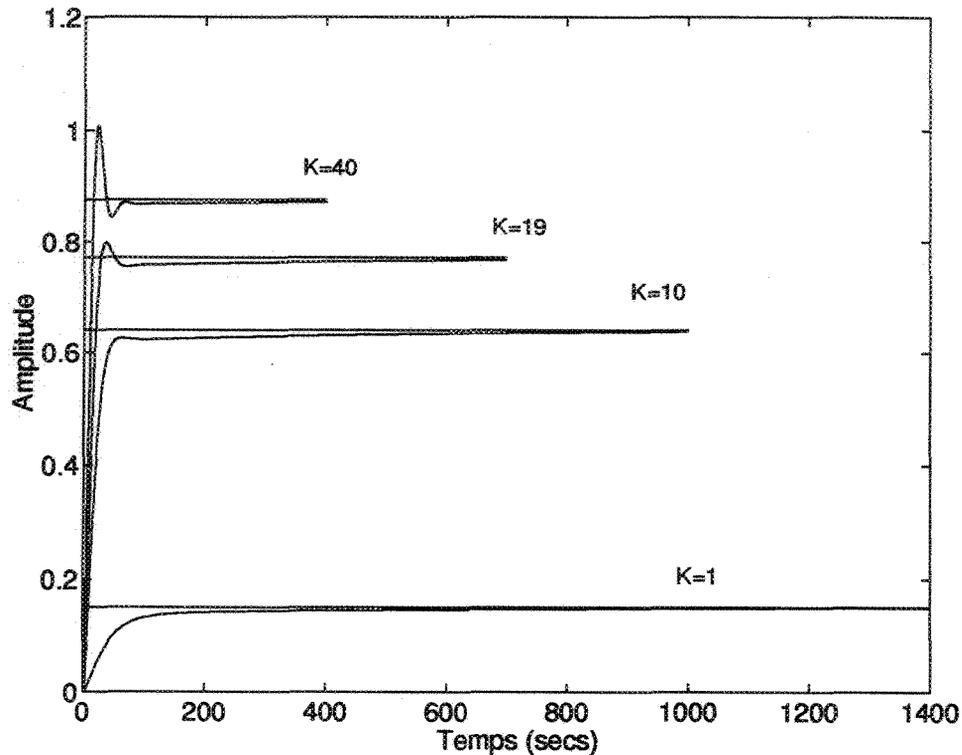


Figure 5.6. Effets d'un contrôleur proportionnel avec différents gains

## 5.4.2 CONTRÔLEUR PI

La structure de notre contrôleur PI est donnée comme suit:

$$G_c(s) = \frac{K_p(s + K_i)}{s} \text{ Avec } K_p K_i = \frac{1}{\tau_i} \quad (29)$$

En boucle fermée, nous obtenons la configuration suivante:

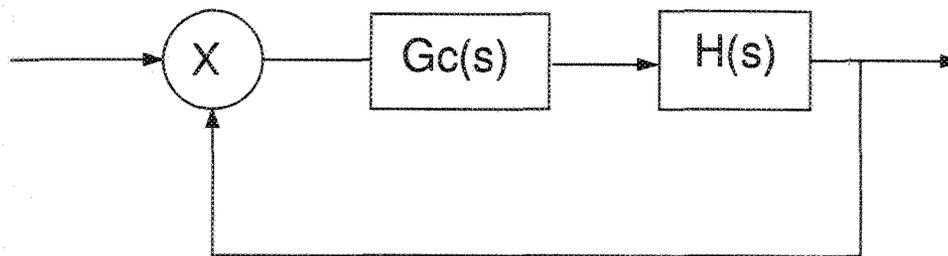


Figure 5.7. Schéma bloc du système avec contrôleur PI et rétroaction unitaire

La méthode utilisée pour trouver les valeurs de coefficients  $K_p$  et  $K_i$  est assez similaire à la procédure employée en industrie. En effet, à partir de la valeur critique du  $K_{cr}$  (40) obtenue précédemment avec le contrôleur proportionnel, nous fixons la valeur de  $K_p$  à (19), ceci pour se donner une marge de sécurité qui permet d'éviter les oscillations indésirables. À partir de ce moment, nous assignons à  $K_i$  des valeurs très petites pour ensuite l'augmenter graduellement, jusqu'à notre satisfaction.

L'application de cette méthode nous a donné de très bons résultats avec les paramètres suivants:

$$K_p = 19 \text{ et } \tau_i = 2.15$$

La réponse temporelle du système contrôlé (Fig.5.8) montre que l'on a réussi à réduire très nettement le temps de réponse du système et plus encore, il n'y a plus d'erreur statique. Le système demeure encore stable.

L'ensemble de nos objectifs est atteint même si l'on constate un débordement de l'ordre

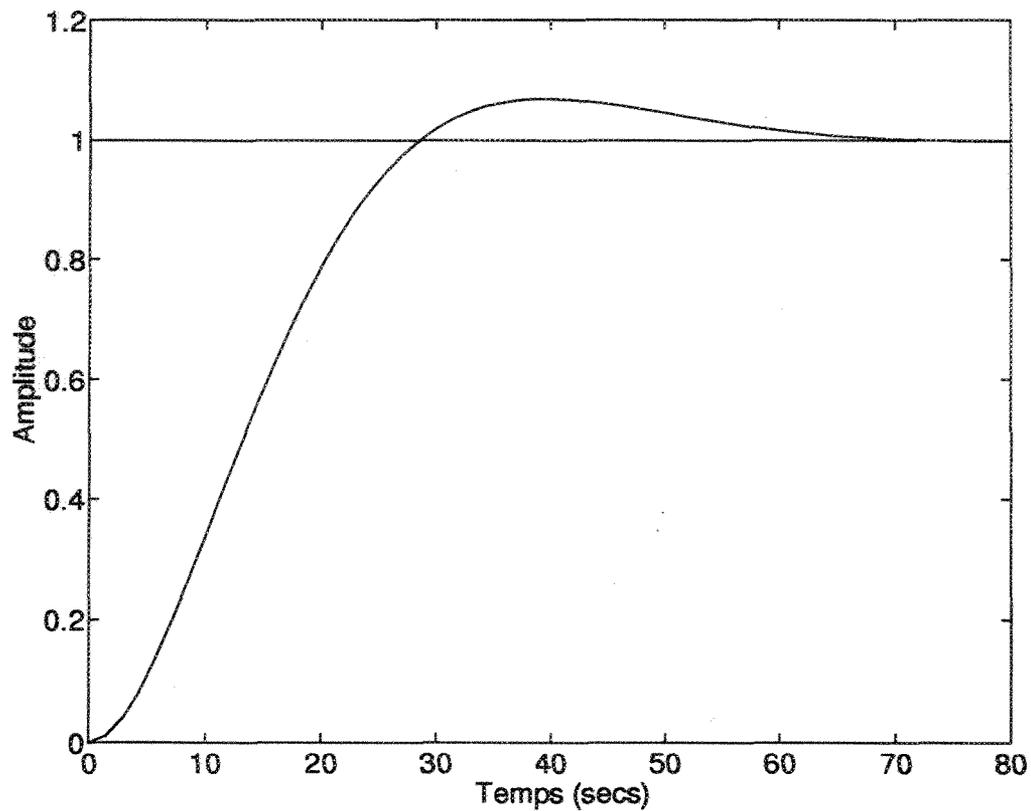


Figure 5.8. Réponse du système avec un contrôleur PI ( $K_p=19$   $\tau_i=2.15$ )

de 6% sur la température visée. Ce léger surchauffage temporaire ( $30^\circ$  pour  $500^\circ$ ) n'est pas dommageable et peut facilement être supporté par le cuivre, sans effets secondaires.

La figure 5.9 montre l'effet des différents contrôleurs sur le système. Et il est indéniable que c'est le contrôleur PI qui atteint le mieux nos objectifs.

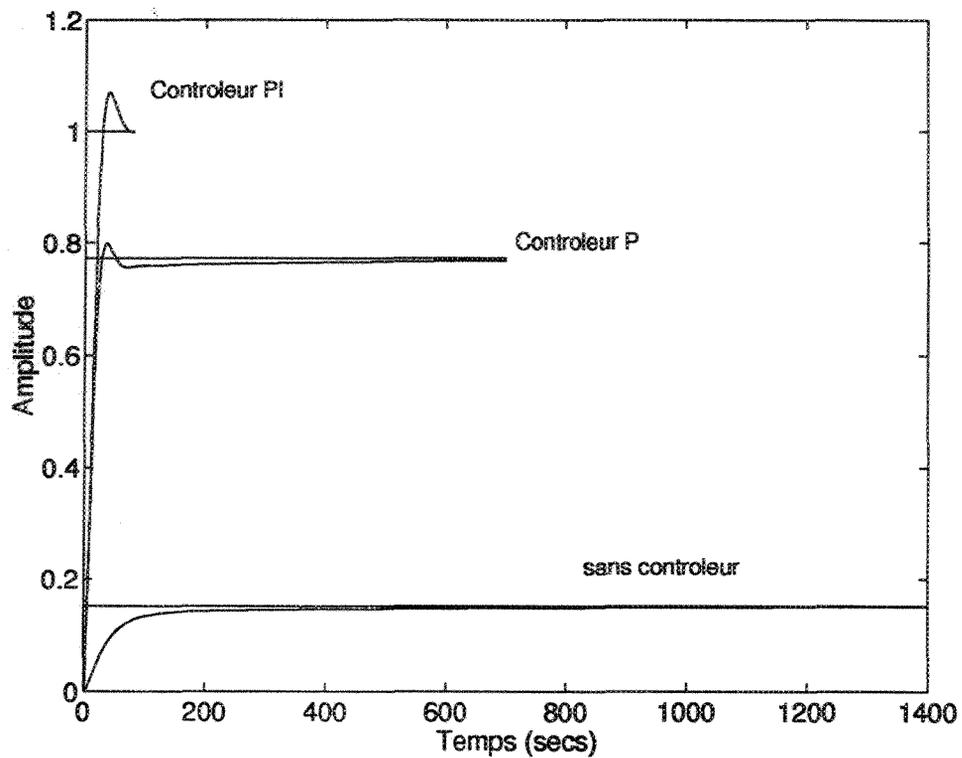
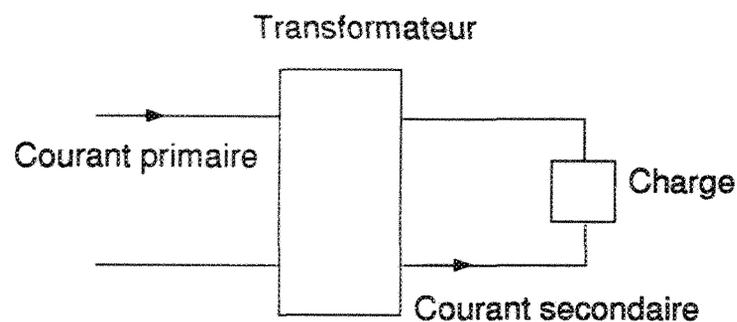


Figure 5.9. Comparaison de l'effet des différents contrôleurs

## 5.5 ÉTUDE PRATIQUE DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE DE LA CHAMBRE CHAUFFANTE

### 5.5.1 Système de contrôle

Le chauffage de l'enceinte s'effectue en boucle ouverte et le fonctionnement peut être schématisé ainsi:



Le contrôle du chauffage se fait à l'aide du courant du circuit de la bobine primaire de notre transformateur. La manipulation d'un rhéostat permet de varier la tension d'entrée du circuit primaire qui entraîne une variation du champ magnétique et par conséquent le courant principal qui circule à travers le tube d'acier inoxydable. Ainsi une variation discrète opérée sur le rhéostat produit une augmentation spécifique de la puissance de chauffage. La présence de nombreux éléments difficiles à quantifier avec précision (résistance des soudures, de la bobine, variation de ces résistances en fonction de la température d'opération ) complique l'étude analytique de la dynamique de contrôle électrique du chauffage. C'est pourquoi nous allons nous tourner vers une approche expérimentale qui a toutefois le mérite de donner avec précision toutes les informations pertinentes pour chauffer le système à une températures cible.

La procédure expérimentale est relativement simple: on tourne la roue du rhéostat d'un angle  $\theta$ , après certain temps  $t_{r,\theta}$ , l'enceinte chauffante atteint le régime permanent autour d'une température notée  $T_\theta$ . Après plusieurs essais, nous avons constaté que le système a un comportement similaire lorsqu'on l'excite à partir d'un état initial de repos. Ainsi nous avons calibré le système de chauffage pour certaines températures spécifiques. Le temps de réponse du four est 45 min en général. Après 30 min la température cible est atteinte, cependant il faut attendre quinze à vingt minutes pour que cette température se stabilise et soit uniforme.

### 5.5.2 Fiabilité du système

Ce contrôle en boucle ouverte s'est révélé assez efficace grâce à l'inertie thermique du matériau isolant. Du point de vue thermique, nous sommes très satisfaits des résultats obtenus. La stabilité du four répond bien aux critères exigés par la méthode flash.

## 5.6 VALIDATION DU MODÈLE

L'intérêt d'un modèle mathématique réside dans sa capacité à nous livrer des informations pertinentes pour comprendre le comportement du système ainsi modélisé. Dans le cas qui nous concerne, nous avons observé que notre modèle a un temps de réponse plus court que l'enceinte de chauffage, ce qui est assez prévisible compte tenu de la simplicité du modèle. Entre autres, celui-ci ne tient pas compte de la variation de la résistance électrique du tube chauffant lorsqu'on opère à haute température. Également il faut souligner que le système de masse mis en jeu n'est pas très réaliste car on a négligé quelques éléments pour alléger la complexité des calculs. L'objectif poursuivi dans cet exercice de modélisation était plus de vérifier comment l'emploi de contrôleurs peut aider à réduire le temps de réponse du système, si l'usage d'un type de contrôleur est préférable à d'autres. Pour ces questions, nous avons des réponses claires: oui l'emploi d'un contrôleur améliore de beaucoup les performances de l'enceinte chauffante, et nous pouvons affirmer qu'un contrôleur PI donne d'excellents résultats. Cependant il faut souligner que l'amélioration apportée par un contrôleur est limitée par l'inertie thermique du système. De ce fait pour obtenir de meilleurs résultats, il faut inclure nécessairement dans notre analyse la recherche du meilleur système de masse et de matériau qui optimise l'usage du type de contrôleur choisi.

## 5.7 ÉTUDE DES PERTES DE CHALEUR

### 5.7.1 Profil thermique

Nous avons utilisé quatre thermocouples pour d'une part comprendre le comportement thermique du four, et d'autre part pour vérifier le niveau de stabilité thermique lors d'une

expérience. Le graphique suivant donne un aperçu du comportement typique de l'enceinte chauffante.

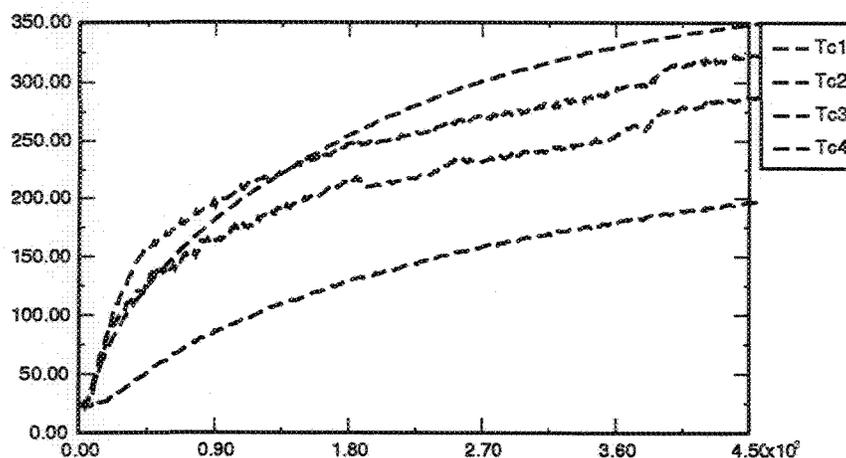


Figure 5.10. Profil thermique de l'enceinte chauffante

### 5.7.2 Évaluation du flux de pertes de chaleur

Les pertes de chaleur varient selon la température d'opération du four. Tout naturellement le flux de pertes augmente lorsque la température augmente. Le flux est très variable lors du chauffage, mais il demeure constant en régime permanent. Les pertes de chaleur sont évaluées ainsi:

$$\dot{Q}_{perte} = \frac{T_{3i} - T_{3e}}{RT_{3i3e}} \quad (30)$$

où  $T_{3i}$  est la température interne de l'isolation thermique et  $T_{3e}$  la température externe de celle-ci. Le flux maximal observé à 450°C est de 235 W.

## CHAPITRE 6

### CONCEPTION DE LA SOURCE D'EXCITATION THERMIQUE

#### 6.1 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN FLASH

Le fonctionnement d'un flash peut être schématisé par le circuit suivant. Nous avons

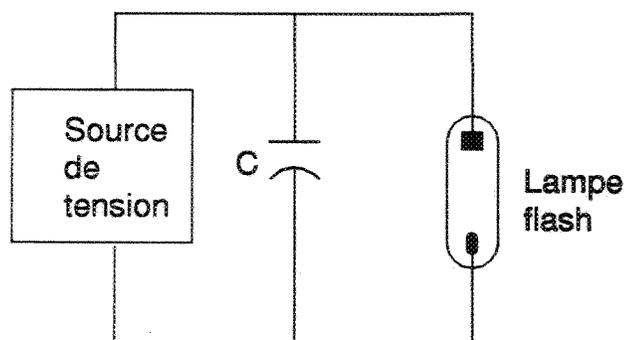


Figure 6.1. Circuit simplifié d'un flash

deux éléments essentiels: un tube à éclat et un condensateur. Ce dernier est chargé par une source de tension continue autonome ou connectée au réseau électrique. Lors de la charge du condensateur, le tube à éclat rempli de gaz se comporte comme une résistance infinie, empêchant tout passage du courant. Les deux électrodes du tube créent un circuit ouvert. Au fur et à mesure que l'on augmente la tension du condensateur, on atteint un point où les atomes du gaz commencent à s'ioniser. Cela se produit au voltage de rupture. L'ionisation du gaz a pour effet d'amorcer la phase de réduction de la résistance entre la cathode et l'anode. À partir de cet instant, on assiste à une prolifération du nombre d'atomes

ionisés. La réduction de l'impédance du tube permet alors le passage d'un faible courant qui provoque une multiplication des atomes ionisés. Ce phénomène est semblable à une avalanche. Dans un délai très court, la résistance du tube chute jusqu'à quelques miliohms, ce qui décharge instantanément le condensateur. À la fin de la décharge, l'intensité du courant tombe à un niveau très faible qui déionise le gaz et empêche toute conduction de courant. On a de nouveau un circuit ouvert entre les électrodes du tube. Le condensateur peut à nouveau être rechargé.

Il faut toutefois souligner que le circuit présenté à la figure 6.1 manque de réalisme. En effet la tension de rupture de la plupart des tubes à éclat est supérieure à 10 kV et nécessite alors un système de déclenchement autonome appliqué instantanément à la lampe. Cela permet d'avoir un condensateur dont la tension de charge est relativement basse. Une inductance est placée entre le condensateur et le tube pour protéger celui-ci des dommages provoqués par un courant de décharge trop élevé. La vitesse de charge du condensateur est déterminée par la taille de la résistance de charge indiquée sur la figure 6.2. L'utilisation

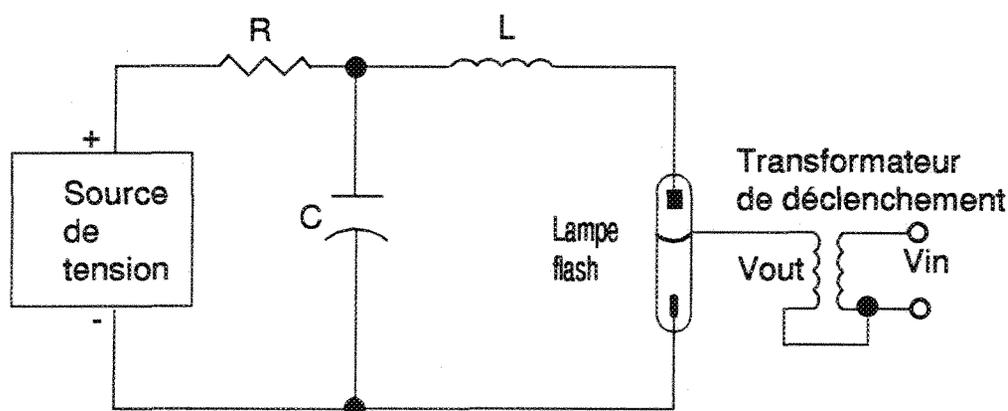


Figure 6.2. Circuit réaliste d'un flash

optimale d'un flash nécessite un choix rigoureux des paramètres électriques des différents éléments du circuit, mais également une bonne sélection du tube à éclat.

## 6.2 CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES D'UNE LAMPE FLASH

Il existe essentiellement deux types de lampes flash: le premier est linéaire alors que le deuxième est constitué d'un bulbe. Notre étude s'est principalement intéressée aux particularités du tube à éclat linéaire.

La lampe de flash linéaire est une enceinte transparente en verre ou en quartz avec une électrode à chacune de ses extrémités comme le montre la figure suivante. La lampe

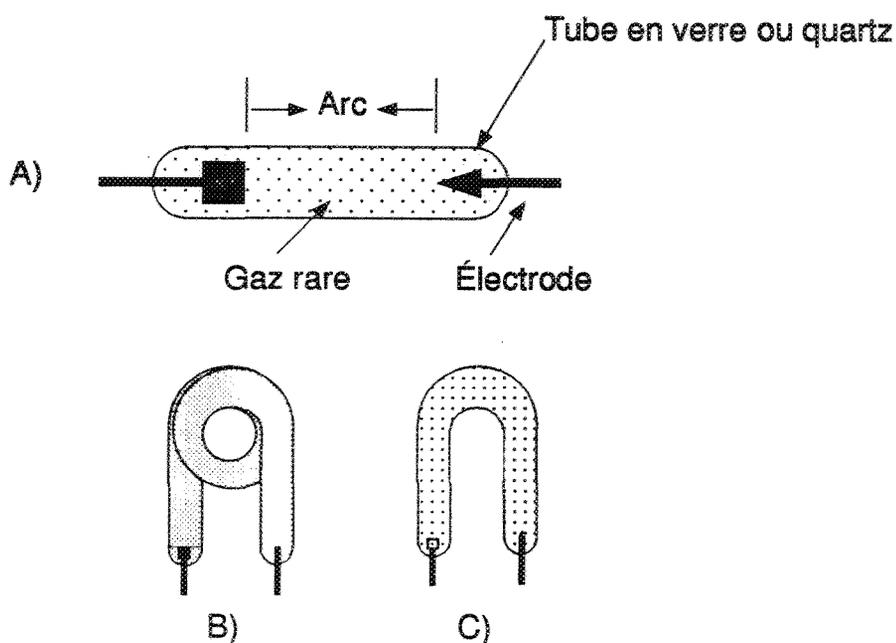


Figure 6.3. Tubes à éclats

remplie de gaz rare peut avoir des formes très diverses, telles que hellicoïdale, en anneau, en U, ou tout simplement tubulaire. Les propriétés physiques de ce type de lampe sont indépendantes de leur forme, elles sont entièrement déterminées par la nature du gaz, de sa pression, du diamètre intérieur de l'enceinte et de la longueur de l'arc (distance entre les électrodes).

Le rôle d'une lampe flash est de produire une quantité d'énergie lumineuse dans un laps de temps bien précis. L'allure générale de la courbe spectrale d'énergie d'un flash

peut être similaire à celle décrite par un corps noir, c'est à dire qu'on distingue un pic à une longueur d'onde spécifique. Dans certains cas, on observe plusieurs pics.

La définition de la durée de l'éclair lumineux n'est pas un concept absolu, elle varie selon les auteurs. Car il faut savoir faire la distinction entre la durée électrique qui correspond au temps de décharge du condensateur, et la durée lumineuse qui est la période durant laquelle la lampe émet de la lumière. De l'avis de tous les spécialistes, il est plus facile d'effectuer la mesure de la durée électrique à l'aide d'un oscilloscope. Mais les difficultés de localisation de l'instant initial ou final pousse beaucoup d'auteurs à mesurer le temps qui sépare une fraction de l'intensité maximale du courant de décharge. Le ratio le plus utilisé est le tiers de l'amplitude maximale de ce courant. Le temps associé à celui-ci est dénoté par  $t_{1/3}$ .

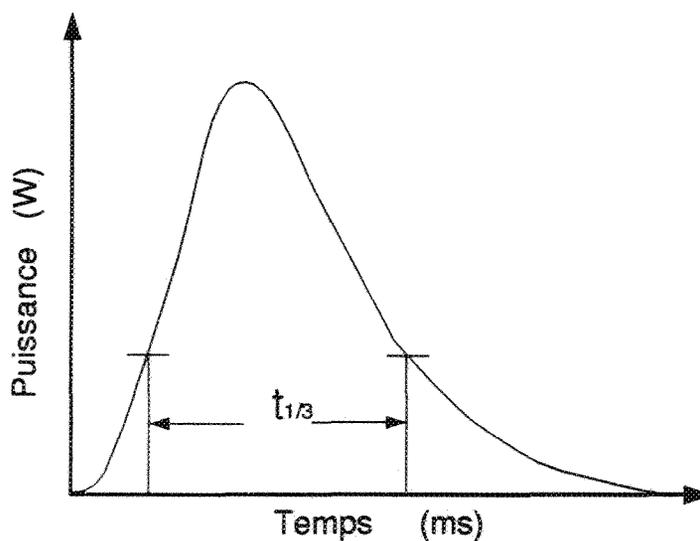


Figure 6.4. Courbe de l'intensité lumineuse d'un flash

La variation de la tension du condensateur ne peut pas être utilisée pour mesurer la durée lumineuse car la décharge d'un condensateur à travers un tube à gaz est toujours incomplète, c'est-à-dire que lorsque le courant de décharge s'annule par déionisation du

gaz, il subsiste une tension résiduelle entre les électrodes (environ 1/10 de la tension de charge). À la figure 6.5 nous présentons un système de mesure de la lumière du flash à l'aide d'une résistance  $R_m$  de l'ordre du dixième d'ohm.

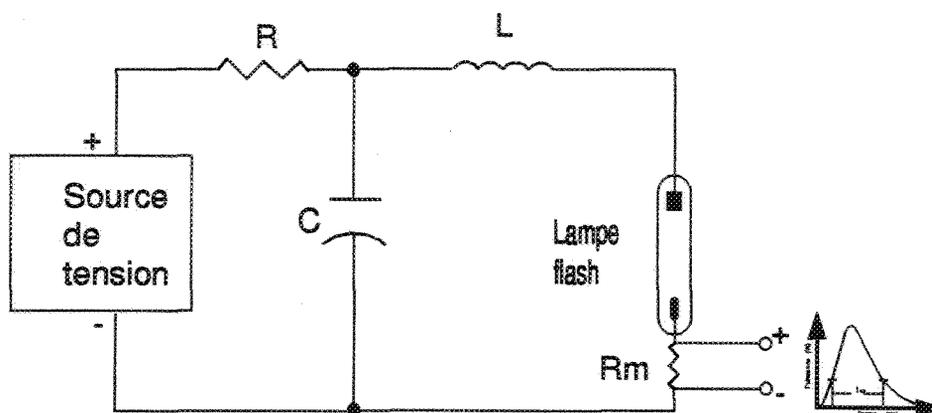


Figure 6.5. Système de mesure de l'intensité lumineuse

Pour connaître un peu mieux la nature du flash, nous passons en revue l'ensemble des paramètres qui influencent sa densité spectrale ainsi que la durée de sa décharge lumineuse.

### 6.2.1 Nature du gaz

La courbe spectrale du rayonnement dépend en majeure partie du gaz qui sert de plasma dans le tube. Des expériences effectuées sur des gaz rares ont montré que l'intensité du fond spectral continu, caractéristique de la lumière blanche, est presque nulle dans l'hélium, et qu'elle croît progressivement dans le même sens que le nombre atomique du gaz rare. Le krypton et le xénon donnent les meilleures performances, c'est ce qui explique leur emploi fréquent dans la plupart des lampes à éclair. L'argon est parfois utilisé pour des raisons économiques. C'est la faible énergie d'ionisation du xénon comparativement aux autres gaz qui explique en partie pourquoi ce gaz convertit plus efficacement l'énergie électrique du condensateur en énergie lumineuse.

### 6.2.2 Pression du gaz

La pression du gaz contenu dans le tube à éclair affecte la distribution spectrale de la lumière du flash ainsi que la durée de celle-ci. Les études effectuées par plusieurs scientifiques ont démontré comme vous pouvez le constater à la figure suivante, qu'une augmentation de la pression du gaz rallonge la durée de l'éclat lumineux, tout en diminuant l'intensité maximale du courant de décharge. Cela entraîne une baisse sensible de l'énergie irradiante. Les courbes de la figure 6.6 indiquent clairement l'impact de la pression sur le profil énergétique de la lumière.

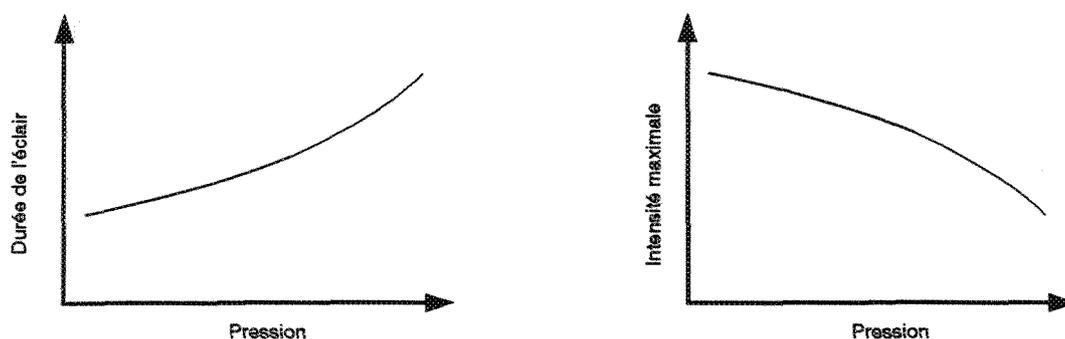


Figure 6.6. Effets de la pression du gaz

Sur le plan spectral, une hausse de la pression provoque un déplacement du pic vers l'infrarouge, alors qu'à l'inverse, une baisse de la pression augmente la proportion d'ultraviolet dans le spectre.

### 6.2.3 La longueur de l'arc

Une variation de la distance entre les électrodes donne des effets similaires à ceux provoqués par un changement de la pression. Une augmentation de la longueur de l'arc rallonge la durée de l'éclair et réduit son énergie irradiante. La longueur de l'arc joue également un rôle primordial sur la durée de vie d'une lampe à éclair. En effet si

nous prenons deux lampes et que nous les soumettons aux mêmes conditions énergétiques d'utilisation, alors nous constatons que c'est la lampe qui possède la plus grande longueur d'arc qui aura la plus grande longévité.

#### 6.2.4 L'énergie de décharge

L'énergie de décharge d'un flash est exprimée par la relation suivante

$$E = 1/2CV^2 \quad (1)$$

avec  $C$ , la capacitance du condensateur et  $V$  la tension à ses bornes. Pour obtenir une grande énergie lumineuse sans pour autant augmenter la durée de l'éclair, il faut augmenter la tension de la charge. Du même coup, il y a un déplacement de la courbe spectrale vers l'ultraviolet. La durée de l'éclair varie proportionnellement avec la capacitance du condensateur. Les études de G. Rapp et de K. Gùth sur l'effet de l'énergie de décharge ont abouti à la conclusion suivante : pour un niveau d'énergie électrique donné, la conversion en énergie lumineuse est maximale pour les plus petites tensions de charge. Cependant, en diminuant la tension  $V$ , on se retrouve contraint d'augmenter la capacitance pour avoir la même énergie de décharge. Du même coup, la durée du flash se rallonge. Un compromis s'impose. Le choix est dicté par le type d'application. À la figure suivante nous résumons les différentes tendances observées lors de la variation de l'énergie de décharge.

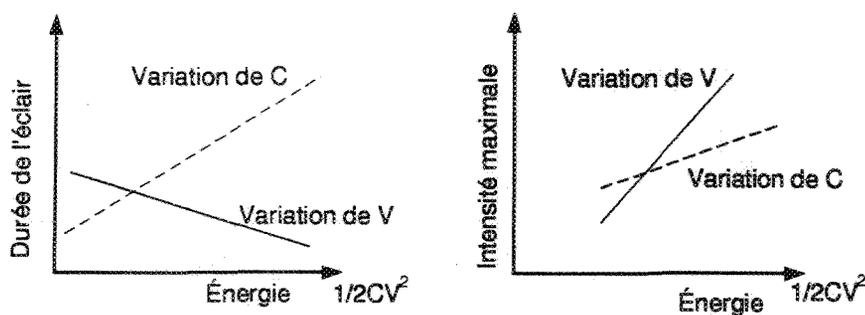


Figure 6.7. Impact de la variation de l'énergie de décharge

## 6.3 ANALYSE DES PARAMÈTRES PHYSIQUES REQUISE AU FLASH

Le design du flash est essentiellement conditionné par la quantité d'énergie nécessaire pour exciter suffisamment les échantillons et la durée maximale de l'énergie irradiante qui limite les erreurs sur la considération impulsionnelle de la source d'excitation.

### 6.3.1 Calculs énergétiques

La qualité des mesures est garantie par le niveau d'échauffement que l'on aura réussi à imposer aux échantillons. Dès lors, il est très important d'évaluer l'énergie de décharge minimale nécessaire pour assurer des mesures fiables. Dans notre étude, nous essayons de retracer le circuit emprunté par le flash en déterminant à chaque niveau les éventuelles pertes subies par le rayon lumineux. L'évaluation des besoins énergétiques se fait en quatre étapes distinctes.

#### 6.3.1.1 Énergie d'échauffement unitaire des échantillons

C'est l'énergie qui permet d'élever de 1K la température des échantillons. Vue la diversité des matériaux susceptibles d'être testés, nous allons considérer le cas le plus défavorable qui consiste à utiliser deux spécimens de même nature dont la capacité calorifique est élevée. Sachant que l'énergie requise pour les réchauffer est:

$$E_1 = mc\Delta T \quad (2)$$

avec

$m$  : masse totale des deux échantillons, kg

$c$  : chaleur spécifique des échantillons,  $Jkg^{-1}K^{-1}$

$\Delta T$  : variation de température des échantillons, K

Le design du dispositif oblige l'emploi d'échantillons dont le diamètre est fixé à 25mm. L'épaisseur peut être variable jusqu'à une limite maximale de 3mm, ce qui nous donne un volume maximal par échantillon de l'ordre de  $1.5 \text{ cm}^3$ . Avec le volume ainsi fixé, c'est la capacité calorifique volumétrique des matériaux qui devient l'élément déterminant dans ce calcul énergétique. La recherche sur les différents matériaux testés est partiellement présentée au tableau suivant: C'est le cuivre qui offre la plus grande capacité

Matériau	densité ( $\text{kgm}^{-3}$ )	chaleur spécifique ( $\text{Jkg}^{-1} \text{K}^{-1}$ )	capacité calorifique volumétrique  $10^3$ (3)  ( $\text{Jm}^{-3} \text{K}^{-1}$ )
Cuivre	8900	390	3471
Aluminium	2700	800	2160
Verre	2700	840	22268
Granite	2640	820	2164.8

Tableau 6.1 Capacité calorifique volumétrique de quelques matériaux

calorifique volumétrique. L'énergie nécessaire pour augmenter de 1K la température des deux échantillons de cuivre est:

$$E_1 = 2 * \rho * c * Vol_{max} \quad (4)$$

après calcul, on obtient:

$$E_1 = 10.413J \quad (5)$$

### 6.3.1.2 Énergie minimale de mesure

L'élévation de 1K de la température des spécimens testés est théoriquement suffisante pour appliquer la technique flash. Cependant, il faut tenir compte dans notre analyse

des conditions expérimentales et de la sensibilité du système de mesure. Des essais préliminaires nous ont permis de constater les faits suivants:

1. Le système thermocouple-amplificateur a un facteur de conversion  $C_{K,V}$  spécifique exprimé en  $VK^{-1}$ , qui dépend du type de thermocouple et du gain de l'amplificateur. Le signal à la sortie du système est donné par l'équation  $S = \Delta T * C_{K,V}$  avec S en volt.
2. Quelles que soient les précautions prises, il y a toujours du bruit électronique d'origine diverse. Nous avons caractérisé le niveau de bruit par la variable N (V) qui est l'amplitude maximale des oscillations observées lorsque le système est en attente.
3. L'instabilité thermique se manifeste par une variation dans le temps du potentiel de référence thermique. Le taux de variation de cette référence  $\tau_{V,K}$  ( $Vs^{-1}$ ) peut affecter dans certains cas la précision des mesures. Il devient assez difficile dès lors d'évaluer la nature des phénomènes transitoires provoqués par le flash.

Pour effectuer de bonnes mesures, les conditions suivantes doivent être réalisées:

$$20 \log \frac{S}{N} \geq 20dB \quad (6)$$

ce qui signifie que le niveau du signal doit être 10 fois plus élevé que celui du bruit.

$$|\tau| \ll \left| \frac{S}{\Delta t} \right| \quad \text{ou} \quad |\tau| \ll \left| \frac{C_{K,V} \Delta T}{\Delta t} \right| \quad (7)$$

Faute d'avoir une stabilité absolue ( $\tau=0$ ), il faut veiller à ce que la dynamique du four soit très faible devant la dynamique de réponse des échantillons. Les matériaux isolants qui réagissent avec lenteur présentent plus de difficultés pour satisfaire cette condition. Évidemment il faudra tenir compte de cet effet, aussi minime qu'il soit lors de la correction des mesures.

Si l'on observe bien les deux relations précédentes, on constate que la seule façon d'améliorer le rapport signal sur bruit consiste à réduire le bruit, mais surtout à augmenter la variation de température subie par l'échantillon. Par ailleurs, cette action permet également d'atténuer l'effet de l'instabilité thermique.

Nous voyons facilement que pour un système donné,  $\Delta T$  doit être telle que les conditions précitées soient satisfaites. Le choix de la variation de température que doit subir les échantillons dépend essentiellement du système de mesure et du comportement thermique de la chambre chauffante.

Il est possible ainsi de pouvoir quantifier le niveau des difficultés de mesure, si l'on sait que la variation minimale requise par la théorie flash est de l'ordre de 1K. Ce facteur  $\mu$  est alors donné par l'expression suivante:

$$\mu = \frac{\Delta T}{\Delta T_1} \quad (8)$$

Ce rapport est variable. Cependant une étude de la situation la plus défavorable permet de fixer sa valeur critique. Dans notre cas,  $\mu = 3$

Finalement nous pouvons définir l'énergie nécessaire pour effectuer les mesures dans des conditions idéales comme étant:

$$E_m = \mu E_1 \quad (9)$$

L'application numérique à notre système donne  $E_m = 31.239J$ .

### 6.3.1.3 Énergie optique

L'énergie minimale de mesure  $E_m$  provient du rayonnement lumineux du flash et ne représente qu'une partie de celui-ci. La proportion des rayons émis par l'éclair du flash,

qui arrive à la surface frontale des échantillons dépend de la configuration optique du système. Le calcul de ce facteur est basé sur des considérations purement géométriques. Toutefois il faudra tenir compte des pertes par échauffement lorsque le rayonnement de la lampe passe à travers des lentilles, même si le coefficient d'absorption de ces éléments optiques est très faible. L'emploi de réflecteur elliptique approprié permet de collecter 20% de l'énergie irradiante. L'énergie optique nécessaire est calculée ainsi:

$$E_{opt} = \frac{E_m}{\tau_{opt}} \quad (10)$$

avec  $\tau_{opt}$ , comme pourcentage du rayonnement reçu à la surface avant des spécimens testés. Les calculs selon l'équation 10 donnent une valeur  $E_{opt}$  égale à 156.2 Joules.

#### 6.3.1.4 Énergie électrique

La conversion de l'énergie électrique du flash en énergie irradiante dépend des dimensions physiques de la lampe et des paramètres électriques du circuit de décharge. Le facteur de conversion est très souvent fourni par les manufacturiers. On peut également l'évaluer par des mesures pratiques. Une consultation de l'ensemble des données fournies par plusieurs auteurs ou manufacturiers situe cette valeur entre 30% et 50%. L'énergie de décharge est alors égale à:

$$E_{elect} = \frac{E_{opt}}{c_{opt}} \quad (11)$$

où  $c_{opt}$  est le facteur de conversion.

Pour finir, nous estimons l'énergie électrique du circuit de décharge à 521 Joules avec un facteur de conversion  $c_{opt}$  égale à 30%.

Pour assurer une longue vie à la lampe, l'énergie électrique du circuit de décharge doit être nettement inférieur à l'énergie d'explosion  $E_{exp}$  de la lampe. Le nombre de flashes est

donné par la relation suivante:

$$\text{Nombre de flashes} = \left( \frac{E_{elect}}{E_{exp}} \right)^{-8.5} \quad (12)$$

Il faut maintenir le rapport entre les deux énergies entre 10% et 40% pour s'assurer d'une très longue utilisation sans dommage. Pour cela la lampe employée doit avoir une énergie d'explosion comprise entre 5000 Joules et 1280 Joules. Dans le premier cas, la durée de vie est infinie alors que, le deuxième type de lampe peut soutenir seulement 2410 flashes..

### 6.3.2 Calcul de la durée maximale du flash

Dans la théorie avancée par Parker et ses collègues, il est bien noté que la durée du flash doit être inférieure à une certaine valeur spécifique pour assurer le maximum de précision dans les mesures. Leur analyse stipule que:

$$\frac{\tau}{t_c} \ll 1 \quad (13)$$

avec  $\tau$  la durée du flashs et  $t_c$  le temps de réponse thermique caractéristique. Les échantillons de faible épaisseur nécessitent des flashs de courte durée. Dans notre application, la durée doit être inférieure à 1ms

## 6.4 DESIGN DU CIRCUIT ÉLECTRIQUE

### 6.4.1 Choix de l'ampoule

La conception d'un flash dépend essentiellement de l'application recherchée. Pour cela, il faut d'abord déterminer l'énergie électrique requise en tenant compte des pertes reliées aux conditions d'utilisation, ensuite la durée du flash. À partir de ces deux éléments, on peut procéder au choix d'une lampe , sans toutefois oublier de prendre en considération sa durée de vie qui varie selon les conditions d'utilisation. La longévité d'un tube à

éclat dépend du rapport entre l'énergie maximale tolérée par la lampe ( $E_{exp}$ ) et l'énergie d'utilisation ( $E_{in}$ ). L'énergie d'explosion est exprimée par la formule

$$E_{exp} = 90dl t_{1/3}^2 \quad (14)$$

où

$d$ : diamètre intérieur, mm

$l$ : longueur d'arc, pouce

$t_{1/3}$  : durée du courant de décharge, ms

La durée de vie de la lampe est donnée par l'équation

$$\text{Nombre de flashes} = \left( \frac{E_{exp}}{E_{in}} \right)^{-8.5} \quad (15)$$

On remarque qu'il faut maintenir le rapport  $\left( \frac{E_{exp}}{E_{in}} \right)$  à un niveau très bas pour assurer une durée de vie maximale à la lampe. À titre d'exemple, un rapport de 10% donne au moins un million de flashes. Cela démontre l'intérêt d'opérer à un faible niveau d'énergie par rapport aux limites de la lampe.

#### 6.4.2 Calcul des paramètres électriques.

Pour une énergie d'utilisation et une durée d'éclair données, il n'existe qu'une seule combinaison de paramètres électriques qui donne un emploi optimal de la lumière du flash. Pour cela, le facteur d'amortissement  $\alpha$  doit être égal à 0.8, ce qui donne un transfert maximal de l'énergie électrique en énergie lumineuse. On parle alors d'amortissement critique.

L'impédance de la lampe est variable. Elle dépend du courant de décharge. C'est Goncz [10] qui détermina en 1965 la relation qui lie la tension et le courant instantané

du tube à éclat.

$$V = \pm K_o |i|^{1/2} \quad (16)$$

avec

$$K_o = 1.28 \frac{l}{d} \left( \frac{P}{x} \right)^{1/5} \quad (17)$$

où

l: longueur d'arc, mm

d: diamètre intérieur, mm

P: pression, torr

x: constante, 450 (xénon), 805 (krypton)

À partir de cette équation, Markietwz et Emmet [17] ont établi les relations suivantes

$$\begin{aligned} C &= [2E_o \alpha^4 T^2 K_o^{-4}]^{1/3} \\ l &= \frac{T^2}{C} \\ V_o &= \sqrt{\frac{2E_o}{C}} \end{aligned} \quad (18)$$

avec

C: capacitance, f

L; inductance , H

V<sub>o</sub>: tension initiale du condensateur, V

E<sub>o</sub>: énergie emmagasinée dans le condensateur, J

α: facteur d'amortissement

T:  $\frac{t_{1/3}}{3}$  constante de temps du circuit

t<sub>1/3</sub>: durée du courant de décharge, s

K<sub>o</sub>: impédance dynamique,  $\Omega.A^{1/2}$

La connaissance de la valeur maximale du courant du circuit de décharge revêt une importance double. Tout d'abord, la courbe spectrale de l'énergie lumineuse est fonction de l'intensité du courant de décharge. Ensuite un ampérage trop élevé peut endommager l'enceinte en verre ou en quartz. Il y a apparition de fissures. Le pic du courant  $I_{pc}$  est égal à:

$$I_{pc} = \frac{V_o}{Z_o + R_t} \quad (19)$$

où

$V_o$ : tension initiale du condensateur, V

$Z_o = \sqrt{L/C}$ : impédance du circuit,  $\Omega$

$R_t = \frac{\rho l}{A}$ : résistance de la lampe de flash,  $\Omega$

$\rho$ : résistivité de la lampe de flash

A: section de la lampe,  $cm^2$

l: longueur de l'arc, cm

La résistivité de la lampe varie selon le temps de décharge.

$$\begin{aligned} \rho &= 0.015 \quad \text{pour} \quad t_{1/3} \leq 100\mu s \\ \rho &= 0.02 \quad \text{pour} \quad 100\mu s < t_{1/3} \leq 1ms \\ \rho &= 0.025 \quad \text{pour} \quad t_{1/3} > 1ms \end{aligned} \quad (20)$$

### 6.4.3 Applications

Le circuit que nous avons retenu se présente ainsi:

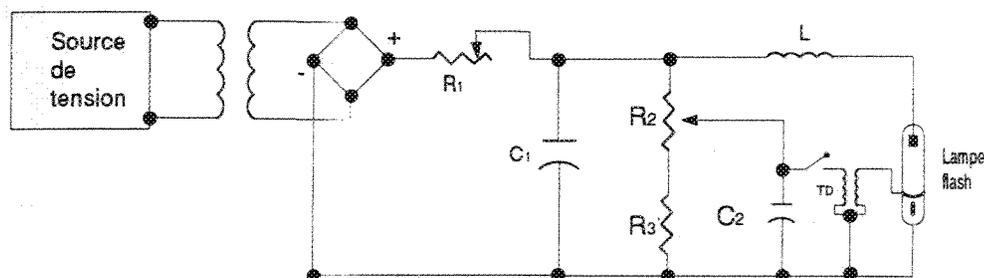


Figure 6.8. circuit électrique du flash du GRIPS

### Liste des éléments

1. C1: condensateur ,450V, 2000 $\mu$ H
2. C2: condensateur, 250V,1 $\mu$ H
3. D: redresseur de courant
4. L: inductance, 55 $\mu$ H
5. R1: résistance variable, 1M $\Omega$
6. R2: résistance variable, 2M $\Omega$
7. R3: résistance, 1 M $\Omega$
8. TD:transformateur de déclenchement, 250V, 15kV

## 6.5 PERFORMANCES DU SYSTÈME

### 6.5.1 Intensité lumineuse et durée du flash

L'ajustement des paramètres électriques du circuit du flash n'a pas été une chose facile. À la suite des calculs théoriques, il est relativement aisé de déterminer les valeurs exactes de tous les éléments du circuit. Cependant il n'est pas évident de pouvoir retrouver ces éléments chez les fournisseurs environnants qui offrent des produits à des valeurs spécifiques. Il faut alors faire des compromis. L'achat de la lampe a été une tâche ardue.

C'est seulement du côté des États-Unis qu'on a pu retrouver une ou deux compagnies qui pouvaient nous fournir le matériel selon nos spécifications. En ce qui concerne le condensateur C1, il nous a été impossible de trouver un produit qui remplissait nos critères de design, à savoir 1500 V et 800  $\mu\text{F}$ . Malgré toutes ces difficultés, nous avons réussi à mettre en marche un flash dont la courbe d'intensité lumineuse est présentée au graphique suivant.

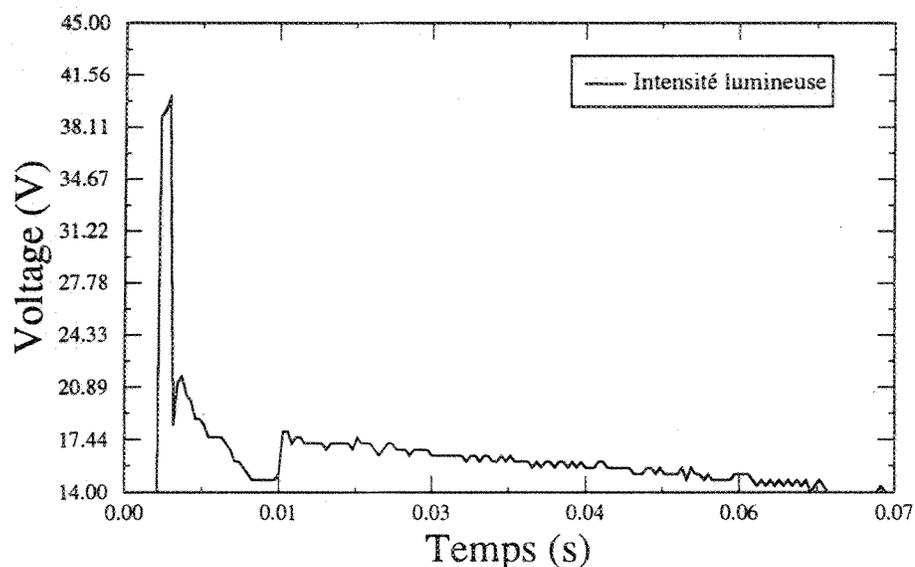


Figure 6.9. Courbe d'intensité lumineuse du flash du GRIPS

Cette courbe a été obtenue en plaçant une résistance 0.05  $\Omega$  à la cathode de l'ampoule comme indiqué à la figure 6.5. La sonde utilisée atténue dix fois l'amplitude du signal. Malgré la présence du bruit nous constatons que la durée du flash se situe aux alentours de 2ms, ce qui est supérieur à la durée recommandée qui doit être inférieure à 1ms. Cette longue durée du flash s'explique essentiellement par la grande capacitance de notre condensateur. Il aurait fallu qu'elle soit plus petite, de l'ordre de 800 $\mu\text{F}$  et non de 1000 $\mu\text{F}$ . Cet ajustement aura cependant comme effet de réduire l'énergie du flash. Un autre élément

sur lequel on peut jouer pour raccourcir la durée du flash est l'inductance. En réduisant le nombre de tours du solénoïde, on diminue la durée du flash, cependant on expose la lampe à des bris provoqués par pic de courant de décharge trop élevés.

Nous avons tout de même réussi à améliorer les performances du flash du GRIPS qui comparé à un flash commercial de type "STARBLITZ 320 BTZ" donne des résultats supérieurs. Nous avons testé les deux flashes sur un même échantillon de cuivre. (Voir Figure 6.10).

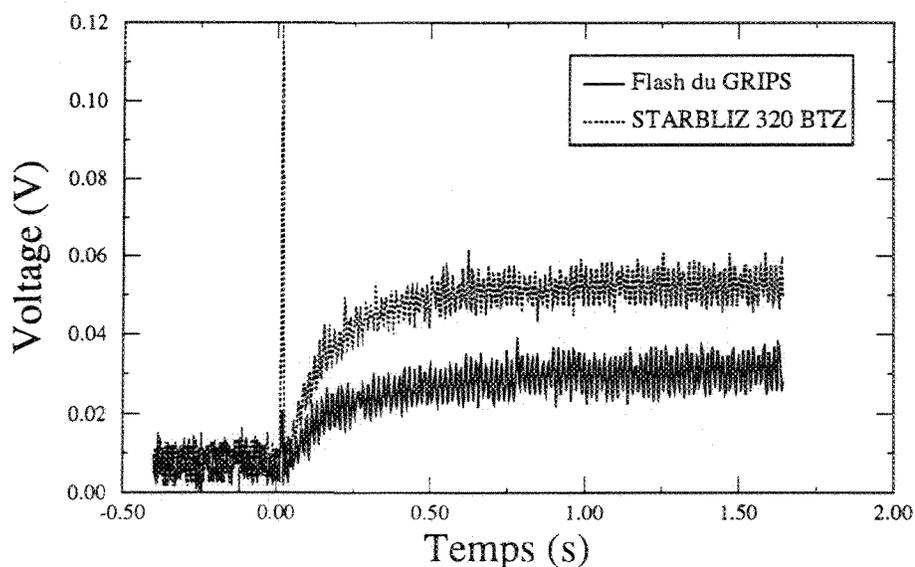


Figure 6.10. Comparaison entre le flash du GRIPS et le STARBLITZ 320 BTZ

L'excitation provoquée par le flash du GRIPS est environ le double de celle du STARBLITZ 320BTZ. Ce rapport aurait pu être plus élevé avec un miroir réflecteur mieux adapté à la géométrie de notre lampe. Aucun système optique n'a été utilisé pour focaliser un peu plus le rayonnement. Nous avons apposé directement le réflecteur sur la fenêtre en quartz. Le diamètre du réflecteur est identique à celui de la fenêtre. Ainsi

tout le rayonnement émis est collecté directement dans le tube chauffant qui contient les échantillons à tester, comme le montre la figure 6.11.

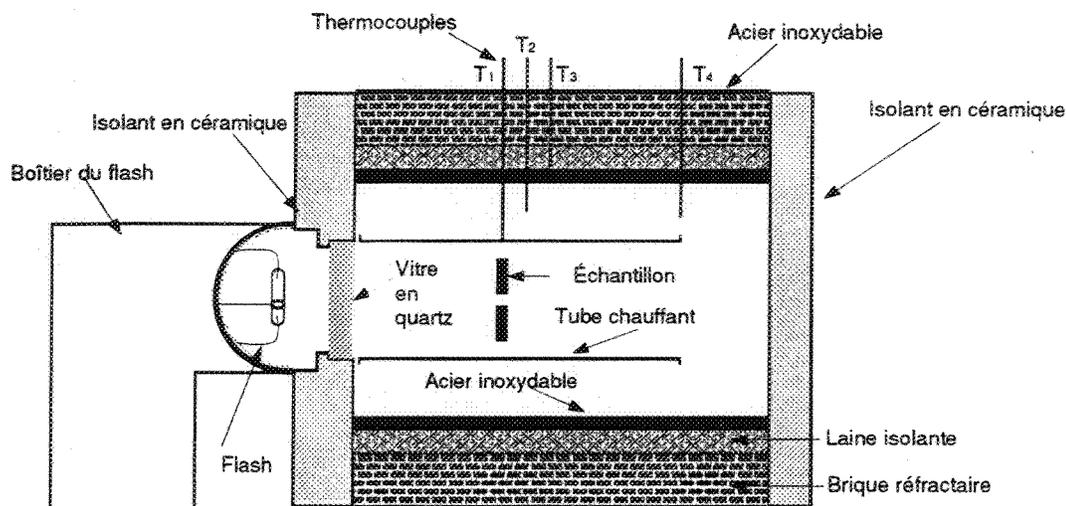


Figure 6.11. Position du flash

Ainsi dans notre cas l'emploi d'une lentille convergente ne s'est pas avéré nécessaire d'autant plus que celle-ci entraîne des pertes dues à l'absorption d'une partie de l'énergie lumineuse.

Des essais avec une caméra infra-rouge ont permis de s'assurer que le rayonnement du flash est uniforme.

### 6.5.2 Effet électromagnétique du flash

Sur la figure 6.10 nous constatons en dehors du bruit habituel rencontré lors de chaque mesure, qu'il y a un pic juste après le déclenchement des mesures. Nous suspectons le système de déclenchement du flash comme étant la cause de ce phénomène qui n'est manifestement pas thermique. Ce pic est d'origine électromagnétique.

Au moment de la décharge du condensateur principal, on applique durant quelques microsecondes une tension de l'ordre de 15 kV sur la paroi de la lampe. Cette forte tension est inévitablement accompagnée d'un champ électromagnétique très intense. Les

thermocouples situés à la surface arrière des échantillons subissent l'effet de ce champ. Ils ne sont pas protégés par les échantillons qui ne peuvent pas agir comme écran électromagnétique. Les expériences que nous avons effectuées jusqu'ici ne nous permettent pas de déterminer les matériaux les plus sensibles à ce phénomène.

Un moyen qui semble efficace pour réduire ou éliminer cette perturbation électromagnétique rencontrée par bon nombre de chercheurs est de changer le circuit de déclenchement du flash. Il faut opter pour une configuration de déclenchement direct et non externe comme c'est le cas dans notre dispositif. Les coûts de cette modification sont assez élevés.

Numériquement il est facile d'éliminer ce bruit sans pour autant compromettre l'information contenue dans le signal.

## CHAPITRE 7

# SYSTÈME DE SAISIE DE DONNÉES

### 7.1 NATURE DU SIGNAL

La conception du système de mesure et d'acquisition de données repose tout d'abord sur la nature du signal que l'on veut détecter et mémoriser. Selon le principe de fonctionnement du flash, l'information utile réside dans la courbe de variation de température de la surface arrière d'un petit échantillon qui subit un échauffement instantané de l'ordre de quelques degrés Celsius. L'amplitude du signal que l'on doit mesurer est très faible et dépend de la sensibilité du type de transmetteur utilisé. Dans ce cas-ci, il faut convertir l'échauffement de l'échantillon en un signal électrique qui doit dominer largement le bruit environnant.

Le thermogramme de la surface arrière est un signal continu et transitoire. Sa durée est très courte et varie entre quelques millisecondes ou secondes, respectivement pour des matériaux très conducteurs ou des matériaux isolants. Le signal recueilli est en quelque sorte une signature du matériau dans le sens qu'il correspond à la réponse de celui-ci à une excitation donnée. Théoriquement, pour une même excitation, on doit avoir la même réponse, cependant l'expérience pratique montre que la vérification de cette affirmation est difficile compte tenu des conditions expérimentales qui sont irreproductibles. Dans une large mesure, on pourrait faire l'analogie suivante: le matériau constitue un système dont on veut connaître la fonction de transfert par application d'une excitation spécifique qui est

ici une fonction impulsion. La fonction de transfert serait alors constituée par une équation qui contient les propriétés thermophysiques du corps testé.

## 7.2 CHOIX DU SYSTÈME DE TRANSMETTEUR

Pour choisir le type de transmetteur le mieux approprié à nos besoins, nous avons procédé à une étude comparative des produits disponibles sur le marché. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la sensibilité, au temps de réponse ainsi qu'à la linéarité de ces différents produits. Naturellement l'étude s'est limitée aux senseurs compatibles à nos conditions expérimentales, c'est-à-dire, une température d'opération comprise entre 100° et 500° C, des manipulations fréquentes, une fragilité du module de support des échantillons et un espace d'opération très réduit.

L'emploi de détecteurs optiques demeure très attrayant pour différentes raisons. Ils ne perturbent pas l'environnement thermique et leur temps de réponse est très court, de l'ordre de la microseconde [16]. L'absence de contact direct avec les échantillons mesurés élimine les problèmes de résistance thermique qui sont source d'erreurs de mesure. Malheureusement, l'inconvénient majeur de ce type de transmetteur est la faiblesse de sa sensibilité lorsque les températures d'opération sont autour de 500°C. En effet l'énergie rayonnée par la surface arrière des échantillons est trop petite pour être bien perçue par les pyromètres optiques. L'emploi de matériaux à faible émissivité constitue également un handicap pour ce genre de mesures. Il n'y a aucune possibilité d'utiliser ce type de transmetteur qui nécessite un flux d'énergie assez important (non disponible) pour recueillir l'information utile.

Nous avons regardé les possibilités offertes par les thermocouples, tout en sachant qu'ils vont perturber l'uniformité de distribution de la température de la surface arrière

des échantillons. L'emploi de thermocouples pose généralement deux problèmes majeurs, à savoir le contact thermique qui influe énormément sur le temps de réponse et la faible sensibilité thermique qui oblige l'emploi d'amplificateurs de faibles signaux.

Sachant que le temps de réponse d'un thermocouple est proportionnel à son diamètre, nous avons sélectionné le plus mince thermocouple qui possède tout de même des propriétés mécaniques suffisantes pour permettre un bon contact avec la surface arrière. Il existe principalement deux façons de résoudre le problème du contact thermique, soit de pratiquer une soudure à point à la surface arrière ou bien de comprimer le thermocouple à l'aide d'un ressort. Les manipulations fréquentes ainsi que la diversité des matériaux testés écartent l'option de soudure qui nécessiterait un long temps de préparation des échantillons. Avec en plus des difficultés techniques accrues pour connecter les extrémités libres des thermocouples au système d'acquisition des données. L'usage de ressorts pour exercer la pression sur les thermocouples est compromise par la fatigue thermique générée par le cycle de chauffage et de refroidissement de la chambre chauffante lors des multiples expériences.

Nous avons finalement opté pour un système de compression des thermocouples basé sur l'effet de la gravité terrestre. La figure ? montre le principe de fonctionnement, qui repose sur l'utilisation d'une masse qui agit comme un pendule qui une fois écarté de la position verticale crée une force de réaction à la surface arrière de l'échantillon qui le maintient ainsi en équilibre.

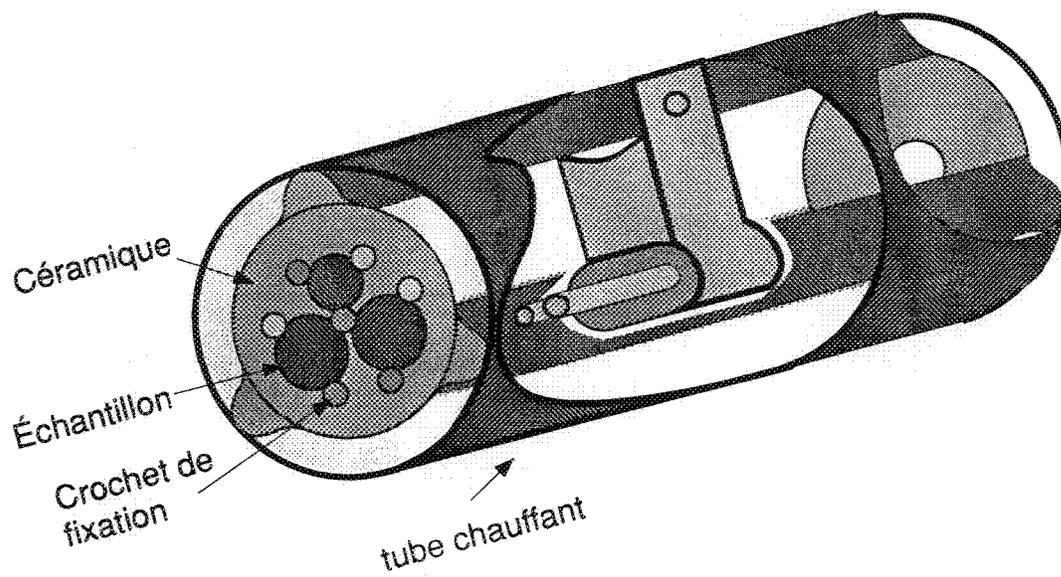


Figure 7.1. Fixation des thermocouples

La réaction est égale à  $mg \sin \theta$ , avec  $\theta$  l'angle entre le pendule et la verticale. Elle représente la force de compression qui s'exerce sur la surface des échantillons. L'angle  $\theta$

est gardé très petit pour atténuer les difficultés d'ajustement de la tête des thermocouples sur la surface des matériaux testés. La tête des thermocouples est constituée d'une soudure de deux filaments logés dans un tube en céramique à deux cavités qui sert aussi d'isolant électrique. Afin d'améliorer le contact thermique, la tête du thermocouple a été aplatie offrant ainsi une plus grande surface de contact uniforme.

La détection de la variation de température de un ou deux degrés celsius, lorsqu'on effectue des mesures aux alentours de 500°C, pose un sérieux problème relié à la localisation de la température de référence ou jonction froide des thermocouples, qui doit rester fixe et insensible à l'excitation du flash. Le point de référence doit être à la même température que la surface des échantillons, pour éliminer toute erreur de lecture. Cet objectif est très difficile à atteindre car il faudrait pour cela placer la jonction froide exactement dans les mêmes conditions thermiques que les matériaux testés, ce qui est pratiquement impossible à haute température en raison du gradient de température qui existe à l'intérieur de la chambre chauffante. Une différence de position entraîne inévitablement une différence de température qui s'accroît proportionnellement avec la température d'opération des mesures. L'écart de température qui est variable dans la phase transitoire demeure toutefois constant en régime établi. Faute de pouvoir éliminer cette différence, on se contente tout au moins de le maintenir fixe avant toute mesure. Ceci nous amène à définir le régime établi comme étant le moment où la différence de température entre les échantillons et la masse de la température de référence est strictement constante. À partir de ce moment, cet écart de température ne pose plus de problème car elle exerce une influence constante sur la réponse, par conséquent il est facile d'éliminer son effet en retranchant exactement sa valeur au signal de réponse qui est d'ailleurs une courbe de variation et non une courbe

de valeurs absolues. L'impossibilité de pratiquer cette opération mathématique avec un oscilloscope pose un sérieux handicap pour observer la courbe de réponse à l'aide de ce type d'appareil.

À la suite de plusieurs essais de localisation du point de référence, nous avons retenu la solution suivante: la masse de la jonction froide est positionnée entre les deux échantillons en utilisant le même système de support qui réduit au maximum son contact avec la céramique de base. Différents essais sur la nature et la masse de la température de référence nous ont permis de conclure qu'en régime permanent, la nature du métal n'a aucune influence sur l'écart de température observé. Avec une faible masse, il est très difficile de stabiliser l'écart à cause de la faible inertie thermique qui est sensible à toute petite variation de température.

### 7.3 AMPLIFICATION DU SIGNAL

Le niveau d'amplitude de la réponse des thermocouples rend indispensable l'usage d'un amplificateur afin d'obtenir un signal parfaitement perceptible. L'autre objectif qui motive l'emploi d'un amplificateur est d'élever autant que possible le rapport signal sur bruit. Hélas l'amplification d'un signal ne comporte pas seulement des avantages, au contraire, si certaines précautions ne sont pas prises, l'amplificateur peut être source de distortion du signal. Pour éviter ce genre de problème, il faut tout d'abord que le circuit intégré qui compose l'amplificateur opérationnel réponde aux critères techniques suivantes:

- Une résistance d'entrée  $R_{in}$  très grande
- une résistance de sortie  $R_{out}$  très petite
- un gain en boucle ouverte très élevé

un courant et une tension d'offset très minime

Pour de meilleurs résultats, il est préférable d'employer des circuits intégrés spécialement conçus pour des thermocouples. L'amplificateur que nous avons monté possède plusieurs gains: 500, 100, 5000 et 10000. Ces gains sont ajustables à l'aide d'un potentiomètre. Une résistance variable offre la possibilité d'éliminer la tension offset qui provient de l'imperfection du circuit intégré. Des tests de linéarité du gain sont effectués pour s'assurer qu'il n'y a aucune génération d'erreur ou de bruit. Un schéma simplifié du circuit est présenté à la figure 7.2.

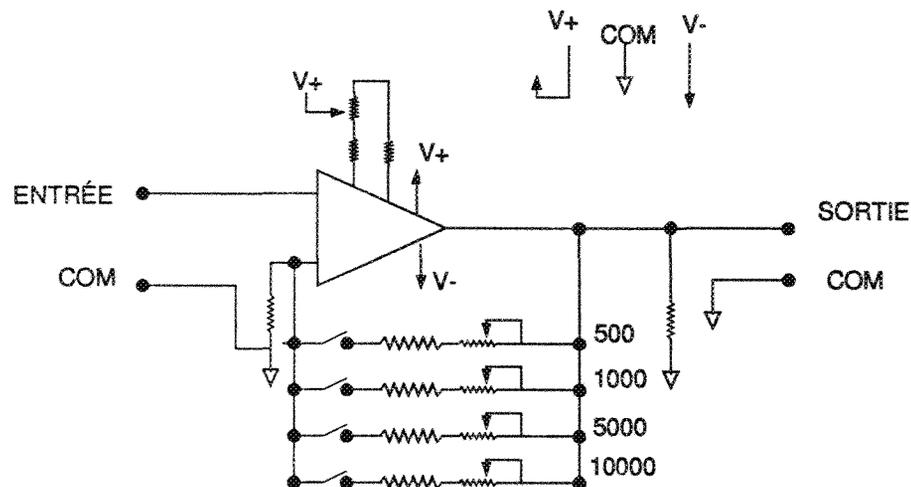


Figure 7.2. circuit simplifié de l'amplificateur

L' amplificateur fonctionne avec deux piles de 9 V.

## 7.4 UNITÉ D'ACQUISITION DES DONNÉES

Le signal recueilli à la sortie des amplificateurs est un signal analogique de durée infinie, même si l'information utile est contenue dans une portion dont la durée est très courte. Afin d'analyser les résultats de cette mesure, il faut procéder à une conversion (analogique) digitale du signal. Cette technique consiste à discrétiser la réponse analogique

en un ensemble de chiffres qui décrivent avec une bonne approximation la réponse réelle du matériau testé. Les valeurs discrètes qui représentent la réponse sont prélevées à une fréquence d'observation appelée aussi fréquence d'échantillonnage. Un échantillonnage idéal est réalisé avec des observations infiniment brèves, ce qui est impossible à réaliser dans la pratique. Cependant, on n'est pas tenu d'en arriver là si l'on veut obtenir toute l'information utile. Car le fameux théorème de Shannon stipule que: pour être en mesure de reconstituer une fonction à partir de ses échantillons, il faut que  $F_e$ , la fréquence d'échantillonnage, soit supérieure ou égale au double de la plus haute fréquence  $F_m$  rencontrée dans le spectre de la fonction:

$$F_e \geq 2F_m \quad (1)$$

Plusieurs auteurs ont démontré par ailleurs qu'on ne gagne pas d'information supplémentaire à échantillonner à une fréquence supérieure à celle prévue par Shannon.

Toutes ces opérations complexes et délicates sont facilement réalisées avec une carte d'acquisition de données qui offre une fréquence d'échantillonnage variable ainsi qu'un mode flexible de déclenchement des mesures. Il existe plusieurs types de cartes dans le marché, très souvent elles sont accompagnées d'une interface de communication compatible avec la plupart des micro-ordinateurs. Ces cartes offrent également la possibilité d'amplifier le signal avant la digitalisation.

Il est possible d'utiliser un oscilloscope pour effectuer les mesures, comme l'avait d'ailleurs initié Parker et ses collègues. Cependant, il faut s'assurer que le paramètre  $O_{vis}$ , défini comme le rapport entre la variation maximale de la tension suite à la décharge du flash  $\Delta V_{max}$  et  $\Delta V_{m,e}$  le potentiel de référence thermique, soit supérieur à 40%.

$$O_{vis} = \frac{\Delta V_{max}}{\Delta V_{m,e}} \geq 40\% \quad (2)$$

La visibilité des mesures s'accroît dans le même sens que le terme  $O_{vis}$ .

L'oscilloscope dont dispose le GRIPS est capable de mémoriser un signal de réponse puis de transférer les données à micro-ordinateur via un adaptateur d'interface RS 232C à isolation optique. La communication s'effectue au moyen d'un langage de programmation compact appelé CPL. Les protocoles du CPL sont entièrement adaptés à des utilitaires de communication simple comme le Basic. Tout cela est possible grâce à la numérisation effectuée par l'oscilloscope. Dès lors nous avons les mêmes opportunités que celles offertes par une carte d'acquisition avec en plus une visualisation en temps réel des résultats, ce qui permet d'accepter ou de rejeter, selon les circonstances, une mesure quelconque. Cet oscilloscope nous donne également l'opportunité de rendre le dispositif de mesure complètement autonome, tout en réduisant sans aucun doute les perturbations externes. À l'annexe D nous présentons le programme de Basic élaboré pour effectuer le transfert des données.

## 7.5 ANALYSE ET TRAITEMENT DU BRUIT

Mesurer consiste à observer un phénomène pour ensuite le quantifier. Et il est bien connu, qu'il est impossible de bien observer un phénomène sans pour autant le perturber. Par conséquent il est impossible de mesurer exactement un phénomène désiré. Pour traduire cette difficulté, Max Planck disait "nous nous trouvons donc dans la situation d'un homme qui ne pourrait considérer un objet qui l'intéresse qu'à travers des verres de lunette dont il ignorerait absolument les propriétés physiques"[2]. Au-delà de l'aspect philosophique de la question, on se rend compte qu'il y a un autre élément externe au phénomène étudié qui perturbe les mesures: c'est le bruit.

### 7.5.1 Le bruit dans les mesures

Le bruit est défini par rapport à un signal utile, de ce fait il est très difficile de le caractériser. Seule une connaissance approfondie du signal utile permet de déterminer avec efficacité la nature du bruit. Prenons l'exemple d'une conversation entre deux personnes, on est d'avis à considérer tout effet sonore autre que celui produit par les deux interlocuteurs comme du bruit, donc inutile. Cependant si un orchestre s'évertue à jouer une pièce musicale afin d'agrémenter la soirée de ces deux amants alors le son qu'il produira ne sera pas considéré comme du bruit, à moins que l'interprétation ou la pièce musicale ne soit pas du goût des clients. Donc tout est relatif.

Dans les mesures électroniques, on distingue généralement deux types de bruit dont la différence réside plus dans l'origine que dans la manifestation physique. Le premier est un bruit qui provient d'une interférence électromagnétique suite à la présence de plusieurs dispositifs électroniques qui émettent des rayonnements électromagnétiques lors de leur fonctionnement. Le deuxième type est électronique car il découle du mouvement des électrons comme ont pu le démontrer plusieurs expériences.

#### 7.5.1.1 Bruit thermique

Ce type de bruit très répandu est connu sous l'appellation de bruit thermique ou de bruit de Johnson du nom du scientifique qui l'a découvert. C'est en 1928 que J. B. Johnson constatait qu'il existait un voltage non périodique dans tous les conducteurs et que son amplitude était proportionnelle à la température d'opération. Par la suite, Nyquist a formulé l'équation mathématique qui décrit cette tension indésirable.

$$V_t = \sqrt{4kTBR} \quad (3)$$

où

k: constante de Boltzmann,  $JK^{-1}$

T: température absolue, K

B: largeur de bande du bruit, Hz

R: résistance électrique,  $\Omega$

Actuellement il est impossible de déterminer la valeur instantanée générée par le bruit thermique, c'est pourquoi le seul moyen de quantifier ce phénomène réside dans l'étude de ses caractéristiques statistiques. La complexité du processus pousse à qualifier ce bruit de bruit aléatoire. Ce bruit intrinsèque est présent dans tous les composants électroniques. Son spectre de puissance est uniforme d'où l'origine de son appellation de bruit blanc, c'est-à-dire caractérisé par la composition de plusieurs fréquences comme la lumière blanche. D'autres sources de bruit qui présentent le même profil fréquentiel dans la bande passante utile des systèmes considérés sont également désignés comme bruit blanc. Dans la même lancée, le spectre d'un bruit dit coloré est dominé par la fréquence qui caractérise la couleur qu'on lui désigne. La moyenne d'un bruit blanc est nulle et sa valeur instantanée est décrite par une courbe gaussienne. Ce genre de bruit est parfaitement visible avec un oscilloscope.

### 7.5.1.2 Interférence électromagnétique

Le simple fonctionnement d'une radio témoigne de la présence de plusieurs ondes dans l'espace qui nous entoure. Cela nous donne également un aperçu sur la nature de l'environnement dans lequel sont placés les dispositifs électroniques. Ainsi n'importe quel fil ou armature peut se comporter comme une antenne et collecter ainsi ces ondes parasites. Le câblage entre différentes unités d'un dispositif peut transporter ce bruit, tandis que d'autres unités rayonnent carrément. Il faut comprendre que tout déplacement de charge

provoque un rayonnement de champ magnétique. On voit alors qu'il y a d'une part le bruit interne provenant des connections des différentes composantes du dispositif électronique et d'autre part le bruit externe qui échappe totalement au contrôle d'un designer. Malgré la diversité des bruits, il est possible lors de la conception d'un appareil électronique quelconque d'observer certaines règles qui peuvent non seulement réduire énormément le bruit interne, mais aussi protéger l'appareil contre la pollution électromagnétique qui prend une ampleur alarmante vue la prolifération des systèmes électroniques et cela malgré les réglementations de plus en plus sévères.

### **7.5.1.3 Quelques règles pratiques pour la réduction du bruit**

Avant toute démarche, nous tenons à préciser qu'il est impossible d'éliminer complètement du bruit, on peut cependant le réduire. Deux actions sont essentielles dans la réduction du bruit, d'abord il faut éviter de le collecter, ensuite il est capital de limiter le couplage ou la production de celui-ci. Les règles que nous présentons ici représentent la pointe de l'iceberg des techniques de réduction du bruit.

Les méthodes de réduction dépendent essentiellement du type de champ rencontré. Un fil conducteur placé dans un environnement bruité subit facilement l'influence des champs électriques, magnétiques ou électromagnétiques, selon la distance qui le sépare de la source de bruit. Proche de la source, le champ est soit magnétique, soit électrique, loin de celle-ci, il est toujours électromagnétique et ses propriétés dépendent du milieu de propagation. L'usage d'un câble coaxial ou d'un écran de protection (shield) est très efficace contre un rayonnement de champ électrique. La meilleure façon de lutter contre un champ magnétique est de réduire la surface formée par la boucle de courant. Pour cela une paire de fils conducteurs torsadés peut très bien faire l'affaire. L'emploi d'écrans de protection

non magnétiques n'a aucun effet sur ce type de champ. Soulignons tout de même qu'il est toujours plus facile de contrer un champ électrique qu'un champ magnétique.

Les sources de tension peuvent présenter de sérieux problèmes car très souvent on a aucun contrôle sur le bruit qu'elles génèrent. Il est alors nécessaire de découpler le bruit avant qu'il ne pénètre dans le circuit. Également lorsque deux appareils sont connectés à la même source de tension, le courant tiré par un des dispositifs peut affecter la tension d'alimentation de l'autre. Une façon d'atténuer ce phénomène est de réduire au maximum la longueur des fils de connection entre un des appareils et la source.

L'usage de différents métaux dans un circuit à basse tension peut générer du bruit par action galvanique entre ceux-ci.

Un autre élément important dans la lutte contre le bruit est le problème de potentiel de référence du circuit électrique. En effet la présence de deux ou plusieurs potentiels de référence dans un même dispositif comporte énormément de risque de création de courants parasite qui vont circuler entre ces points de référence qui, dans la majeure partie des cas ont des potentiels différents. Il existe plusieurs techniques de mise à la terre, cependant leur efficacité est limitée dans des applications bien précises. Dans les circuits à basse tension comme celui du flash, il est recommandé de toujours s'assurer d'avoir un et un seul point de mise à terre comme le montre la figure 7.3.

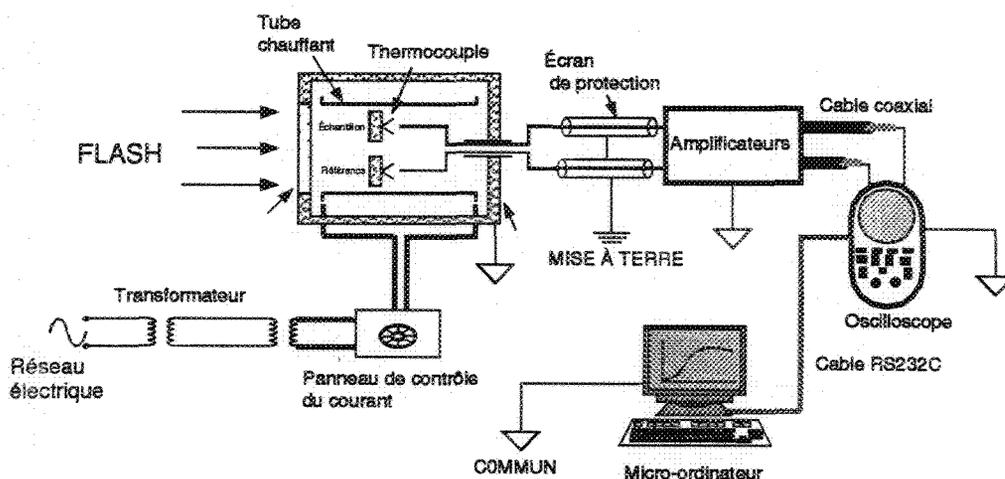


Figure 7.3. Technique de mise à terre

Une fois la circuiterie interne protégée, on peut ajouter un écran qui cette fois-ci englobe tout le dispositif. Le choix du matériau pour assurer cette protection additionnelle dépend de la nature des champs auxquels on doit faire face. Un bon conducteur électrique procure une excellente protection contre les champs électriques, les ondes planes et les champs magnétiques à haute fréquence. Pour les champs magnétiques à basse fréquence, il est préférable d'employer un matériau magnétique comme écran de protection. L'épaisseur optimale de ces matériaux de protection varie selon leur perméabilité relative, leur conductivité électrique et la fréquence du champ dont ils doivent limiter les effets.

La présentation que nous avons faite est assez sommaire mais permet tout de même d'obtenir des résultats satisfaisants. À chaque circuit, il faut un système de protection spécifique qui dépend en grande partie de l'environnement externe. Les aléas de la nature étant ce qu'elles sont, l'apparition d'un nouveau moteur dans le laboratoire, l'augmentation de l'instrumentation électronique ou tout simplement les fluctuations de la charge électrique du réseau sont autant d'événements qui peuvent compromettre sérieusement les chances de succès dans une tentative de réduction d'un bruit temporaire et insaisissable. Dès lors,

le seul recours que possède le technicien est de procéder à un traitement numérique des données, dans le cas où le rôle du dispositif est de mesurer ou de transférer des données.

## 7.6 TRAITEMENT NUMÉRIQUE DES DONNÉES

Le traitement numérique des données regroupe l'ensemble des opérations et calculs effectués sur un signal représenté par une séquence de nombres, dans le but de produire une autre série de nombres spécifiques qui représentent le signal traité. Plusieurs tâches peuvent être exécutées, comme l'analyse spectrale, le filtrage, la détection de bruit et autres. La numérisation occupe une place capitale dans la conception de tels systèmes. Les opérations d'échantillonnage et de quantification doivent respecter certaines règles sans quoi la perte d'information qui en découle peut être fatale. Dans le cas qui nous concerne, la conversion du signal continu analogique en un signal numérique est réalisée soit par la carte d'acquisition DASH-8 soit par l'oscilloscope Fluke 97. Cependant, nous nous assurons de toujours respecter le théorème de Shannon.

### 7.6.1 Étude du signal numérique dans le domaine fréquentiel

Un signal peut être représenté de deux façons différentes, la première est temporelle ( $y=f(t)$ ), tandis que la deuxième est fréquentielle ( $y=f(\nu)$ ) avec  $\nu = \frac{1}{T}$ . C'est la transformation de Fourier qui relie ces deux modes d'expressions d'un signal. Avec des signaux continus, on parle de transformation de Fourier avec:

$$X(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-2\pi\nu t} dt \quad (4)$$

Cette opération réversible est symbolisée ainsi:

$$x(t) \leftrightarrow X(\nu) \quad (5)$$

Selon la nature du signal, l'équation 4 se formule de façon différente. Avec un signal discret ou numérique, on parle de Transformée de Fourier Discrète (TFD) dont la formule est la suivante:

$$X(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-2\pi j \frac{nk}{N}} \quad (6)$$

Cette opération longue et fastidieuse est surmontée grâce à des algorithmes de calcul connu sous le nom de Fast Fourier Transform (FFT). C'est à dire transformation de Fourier rapide. La représentation d'un signal dans le domaine fréquentiel comporte des avantages inouis par la richesse des informations dont on peut disposer pour caractériser avec beaucoup de facilité la nature profonde du signal.

## 7.6.2 Quelques outils du traitement numérique des données.

### 7.6.2.1 Convolution

La convolution de deux fonctions  $r$  et  $s$  est définie comme suit

$$(r * s)_j = \sum_{k=-\frac{M}{2}+1}^{\frac{M}{2}} s_{j-k} r_k \quad (7)$$

$r * s$  est une fonction du temps avec la propriété suivante

$$r * s = s * r \quad (8)$$

La transformée de Fourier établit une propriété très intéressante de la convolution.

$$r * s \Rightarrow R_n S_n \quad (9)$$

En d'autres termes, la transformée de Fourier d'un produit de convolution est un produit simple.

Physiquement, la convolution représente la réponse que donne un instrument de mesure sur un phénomène physique qu'il essaie de caractériser. Ainsi pour une caméra on peut obtenir une image floue à la place d'une image nette qui correspond à la réalité. Ainsi la convolution symbolise ces faits immuables: tout moyen d'observation, quel qu'il soit est limité par essence, de ce fait, ne permet pas d'appréhender parfaitement le réel dont il donne une image tronquée. Pour exprimer la nature des performances d'un système de mesure, on teste l'appareil avec une impulsion infiniment brève injectée à l'entrée, et on reçoit à la sortie un signal d'une durée quelconque qui traduit le comportement du dispositif. Connaissant la réponse impulsionnelle du système, on peut évaluer par l'équation de la convolution la sortie qu'elle donnera pour une entrée spécifique.

$$s(t) = e(t) * h(t) \quad (10)$$

avec  $s(t)$ , le signal de sortie,  $e(t)$  le signal d'entrée et  $h(t)$  la réponse impulsionnelle du système de mesure. L'attrait de cette équation réside dans le fait qu'on peut essayer par déconvolution de retrouver un signal d'entrée inconnu à partir de la sortie et de la réponse impulsionnelle offertes par le système. Cela demeure entre autre une voie pour l'extraction d'un signal utile dans un milieu bruité.

### 7.6.2.2 Corrélation

L'équation de la corrélation de deux signaux est très similaire à celle de la convolution.

$$Corr(r, s)_j = \sum_{k=0}^{N-1} r_{j+k} s_k \quad (11)$$

Cependant, la corrélation est plus simple car elle fait intervenir deux fonctions de même nature dont on veut connaître le degré de superposition, à savoir s'il existe une relation entre les deux signaux. La fonction de corrélation représente peu d'intérêt à notre niveau.

### 7.6.2.3 Densité spectrale de puissance

La densité spectrale de puissance ou spectre de puissance d'un signal représente la puissance d'un signal dans le domaine fréquentielle. Elle est très utilisée dans l'analyse spectrale des signaux. Il existe plusieurs méthodes de calcul de ce concept physique. On distingue généralement deux grandes techniques: le périodogramme et le corrélogramme. La technique du périodogramme mesure la densité spectrale par transformation de Fourier discrète avec la relation suivante:

$$S_{xx}(\gamma) = |X(\nu)|^2 \quad (12)$$

C'est le théorème de Wiener Kinchine qui est à la base de la méthode du corrélogramme. Elle stipule que la densité spectrale et la fonction de corrélation sont transformées de Fourier l'une de l'autre.

$$S_{xx} = Corr(x, x) \Rightarrow |X(\nu)|^2 \quad (13)$$

Ces deux méthodes sont généralement accompagnées de fenêtres de pondération comme celle de Parzen, Haming, Welch ou autres, afin de réduire l'effet des lobes provoqué naturellement par l'usage d'une fenêtre rectangulaire. Les deux approches donnent des résultats équivalents à quelques détails près.

### 7.6.3 Méthode d'identification du bruit

Après consultation de plusieurs documents publiés[19, 5] sur le traitement numérique du bruit, nous avons constaté que la détection ou l'identification est traitée pour des cas très classiques tels que

- détection par autocorrélation d'un signal périodique noyé dans du bruit
- détection d'un signal périodique de période connue, noyé dans du bruit

- détections de périodicités cachées

Manifestement nous avons là des scénarios très différents de notre problème que l'on peut énoncer ainsi: éliminer le bruit contenu dans un signal de réponse qui est la variation de température d'un mince échantillon subitement excité par la décharge énergétique d'un flash.

La résolution de ce problème passe inévitablement par une tentative d'identification du bruit que l'on pourra filtrer par la suite. Faute de disponibilité d'une théorie parfaitement adaptée à notre situation, nous avons développé la méthode qui s'appuie sur les considérations techniques suivantes.

La réponse théorique d'un échantillon est parfaitement connue. Elle s'énonce ainsi

$$V(t) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \times \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2}\right) \quad (14)$$

avec  $\alpha$ , la diffusivité thermique du matériau testé et  $L$  son épaisseur. Pour des raisons pratiques, le développement de la série peut être limité à  $n=100$ .  $V(t)$  est calculé avec un pas de temps  $\Delta t$  égal à  $\frac{1}{F_e}$  où  $F_e$  est la fréquence d'échantillonnage de la DASH-8 ou de l'oscilloscope. De l'autre côté, on dispose d'un signal  $s(t)$  provenant de la mesure du matériau en question à l'aide du dispositif flash. Le signal  $s(t)$  diffère de  $V(t)$  sur deux plans, il est entâché de bruit et a subi une légère altération par les pertes de chaleur présentes dans l'appareil de mesure. Une estimation de ces pertes peut s'exprimer par la fonction de  $e^{-\beta t}$  où  $\beta$  représente le coefficient de transfert de chaleur résultant des pertes. La réponse théorique devient alors égale à

$$V_p(t) = \left[ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \times \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 \alpha t}{L^2}\right) \right] e^{-\beta t} \quad (15)$$

À partir de ce moment, une comparaison entre les spectres de puissance des deux signaux  $V_p(t)$  et  $s(t)$  permet de déduire le profil fréquentiel du bruit. De là on peut appliquer un filtre pour l'éliminer. Malgré l'aspect aléatoire du bruit, nous allons considérer que celui-ci garde toujours la même allure qui est une moyenne des résultats obtenus avec plusieurs expériences sur différents matériaux

Une autre méthode plus rapide et plus simple repose sur l'enregistrement du signal qui précède le flash que l'on va par la suite considérer comme étant le bruit. On s'assure toutefois que la variation de tension entre la masse de la jonction froide et les échantillons soit annulée. À l'aide du spectre de puissance, on caractérise facilement le bruit.

#### 7.6.4 Présentation des résultats d'identification du bruit.

Après de multiples mesures, nous avons constaté que le bruit collecté lors des expériences est sensiblement de la même nature et qu'il n'y a pas de différence majeure selon le matériau testé. Les résultats sont similaires sauf pour certains cas de perturbation due au fonctionnement d'une machine (soufflerie) aux alentours du laboratoire. De façon générale, l'amplitude du bruit est plus faible durant la nuit pour les raisons suivantes: le réseau électrique est moins achalandé, et très peu de machines fonctionnent. C'est le moment idéal pour faire des expériences.

Les graphiques qui suivent donnent un aperçu sur la différence qui existe entre un signal théorique et un vrai signal bruité. La transformée de Fourier de l'échantillon de cuivre (figure 7.8) montre clairement qu'en dehors du bruit blanc (bruit de fond, présent sur toutes les fréquences) nous avons un pic à 10 Hz qui accentue l'effet du bruit sur les mesures. Cette analyse est confirmée par le spectre de signal (figure 7.9). Dans certains

cas, ce pic est localisé à d'autres fréquences.

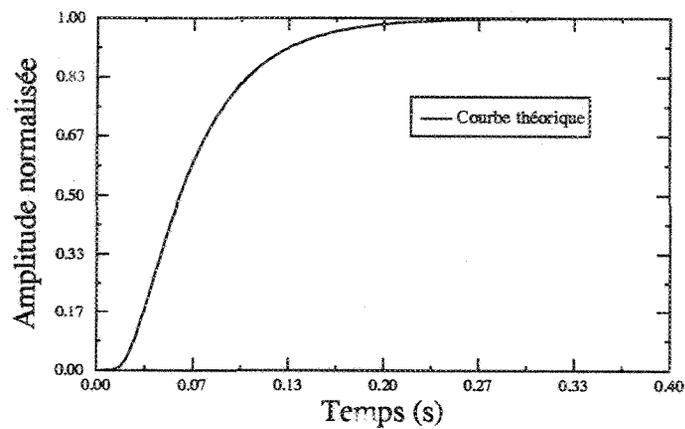


Figure 7.4. Courbe théorique

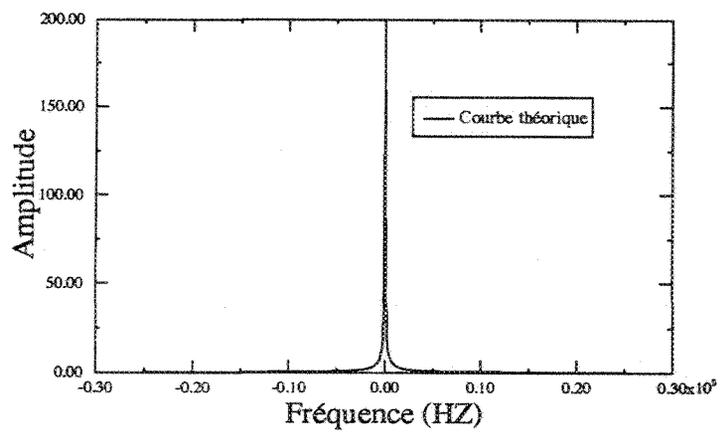


Figure 7.5. Transformée de Fourier de la courbe théorique

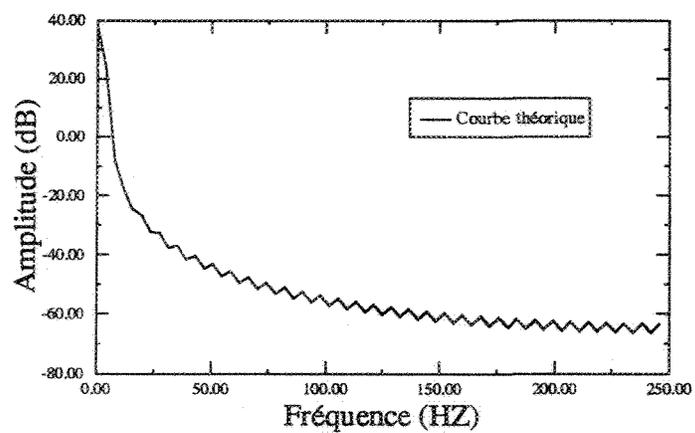


Figure 7.6. Spectre de puissance de la courbe théorique

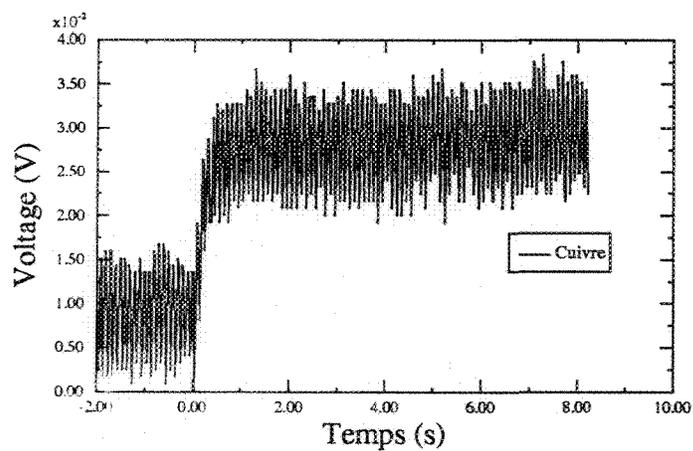


Figure 7.7. Signal de sortie bruité d'un échantillon de cuivre

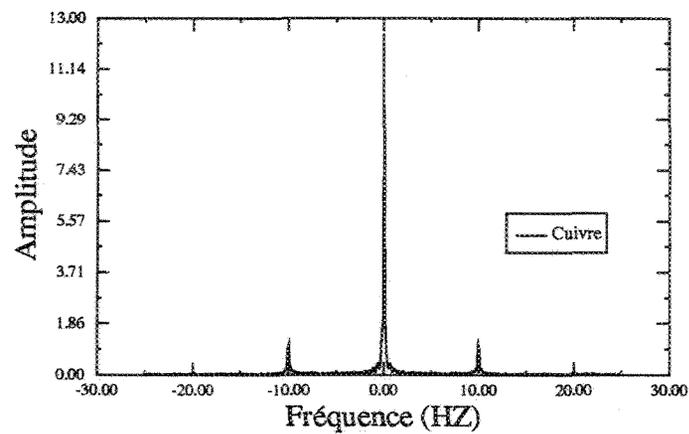


Figure 7.8. Transformée de Fourier d'un échantillon de cuivre

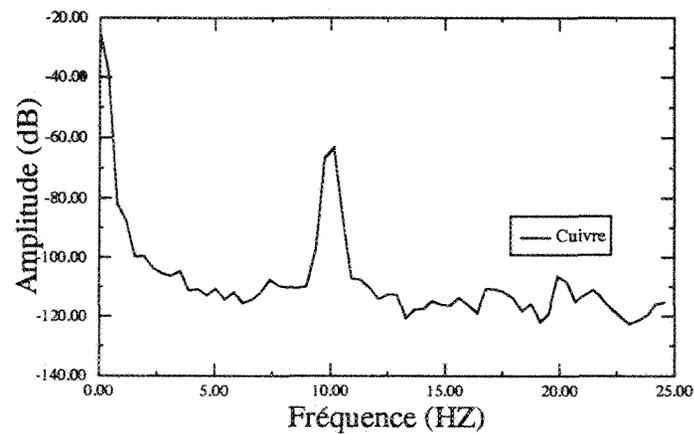


Figure 7.9. Spectre de puissance d'un échantillon de cuivre

### 7.6.5 filtrage numérique du bruit

Le choix d'un type de filtre numérique repose essentiellement sur le type d'application désiré, en d'autres termes, sur la nature du problème à résoudre. Il y'a principalement deux grandes familles de filtres numériques: les filtres à réponse impulsionnelle finie (RIF) et ceux à réponse impulsionnelle infinie (RII). Les filtres RIF sont fréquemment désignés par

filtres non récurrents car ils ne nécessitent pas de boucle de réaction comme c'est le cas pour les filtres RII

Les filtres RIF comportent plusieurs avantages. Ils ont une réponse en phase linéaire, en plus d'être parfaitement stables. Ils n'introduisent aucune distorsion de phase lors de la reconstruction du signal. Un filtre non récurrent est défini comme suit

$$Y_n = \sum_{k=-N}^N C_k U_{n-k} \quad (16)$$

La sortie  $Y_n$  est évaluée par convolution entre les coefficients  $C_k$  du filtre et les données d'entrée  $U_{n-k}$ . Ici le nombre de coefficient représente l'ordre du filtre. À titre d'exemple nous pouvons citer un filtre à moyenne d'ordre 3.

$$Y_n = \frac{1}{3}(U_{n-1} + U_n + U_{n+1}) \quad (17)$$

Les coefficients d'un filtre peuvent être calculés par développement en série de Fourier ou par la méthode des moindres carrés comme c'est le cas pour ce filtre à moyenne dont tous les coefficients sont égaux.

#### 7.6.5.1 Spécifications de design

Le design de filtre passe-bas est assujéti à certaines spécifications représentées par un gabarit montré à la figure 7.10.  $\delta_1$  et  $\delta_2$  représentent les pics de l'erreur tolérée.  $\Delta f$  est

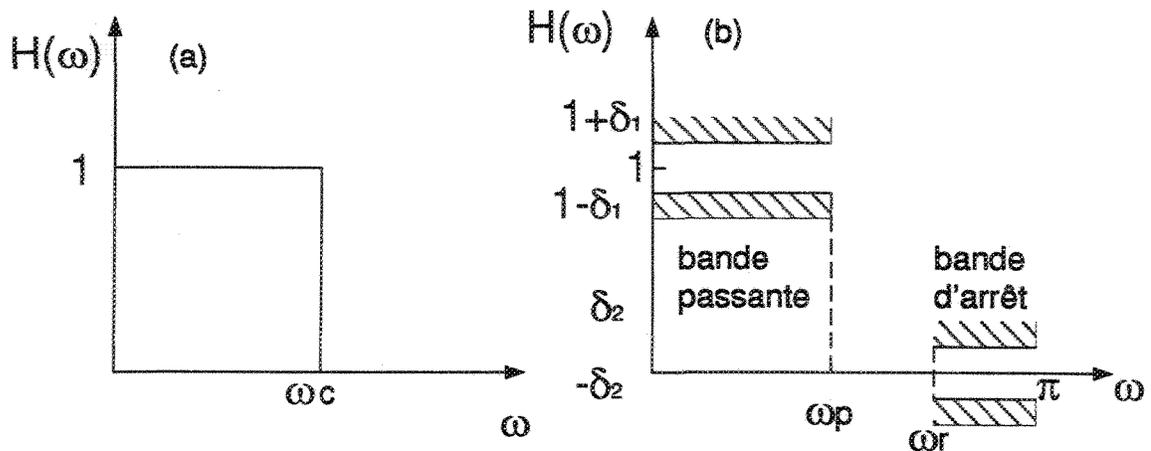


Figure 7.10. Filtre passe-bas idéal(a) et gabarit d'un filtre passe-bas réel (b)

la largeur de bande de transition. Elle est égale à:

$$\Delta f = \frac{\omega_r - \omega_p}{2\pi} \quad (18)$$

avec  $\omega_p$  et  $\omega_r$  les limites de la bande passante et de la bande affaiblie ou d'arrêt. La fréquence de coupure d'un filtre passe-bas est définie comme suit

$$\omega_c = \frac{\omega_p + \omega_r}{2} \quad (19)$$

L'atténuation minimale en dB de la bande d'arrêt est

$$A_r = -20 \log_{10} \delta_2 \quad (20)$$

L'atténuation du pic de la bande passante est

$$A_p = -20 \log_{10} (1 - \delta_1) \quad (21)$$

#### 7.6.5.2 Design d'un filtre par la technique des moindres carrés

La méthode des moindres carrés est très utilisée pour sa simplicité de génération de coefficients. En particulier nous citons le lissage qui est une méthode qui permet de

conserver la valeur continue du signal à la fréquence  $f = 0$ , mais diminue de façon générale l'amplitude des fréquences élevées. La raison provient du fait que généralement le bruit est associé aux fréquences élevées tandis que l'information, le signal utile, est localisée dans la zone à basse fréquence. Hanning adresse tout de même une mise en garde sur l'emploi des filtres à lissage car très souvent ils se comportent comme des filtres passe-bas qui laissent malheureusement passer certaines fréquences indésirables.

**7.6.5.3 Design d'un filtre par la technique des fenêtres** C'est l'une des premières méthodes de conception des filtres FIR. Elle est relativement simple car les coefficients du filtre sont générés sans une procédure d'optimisation très élaborée. Voici la démarche à suivre. On définit la fonction de transfert du filtre dans le domaine fréquentiel ( $h(f)$ ), ensuite on recherche les coefficients de série de Fourier qui reproduisent le mieux la fonction. Généralement la solution est obtenue avec une infinité de coefficients. Pour obtenir un filtre à réponse finie, il faut tronquer la série de Fourier à une valeur  $N$  de coefficients qui définit l'ordre même du filtre. Malheureusement cette opération pratique fait apparaître des anomalies bien connues sous le nom de phénomène de Gibbs. Pour atténuer les rebondissements intenses des lobes, on convolue la fonction de transfert avec une fenêtre de Lanczos, de Hanning ou autres. L'emploi d'une fenêtre est indispensable pour raffiner la réponse du filtre. Les designs basés sur la fenêtre de Kaiser sont très flexibles et sont presque optimaux.

#### **7.6.5.4 Design par la technique d'ondulation constante**

C'est sans aucun doute la technique de design de filtre FIR la plus populaire et la plus utilisée par les spécialistes en numérique. Elle est aussi connue sous le nom de design minimax, de Tchebysheff ou tout simplement design optimal. Ces types de filtre sont dits

optimaux car pour des spécifications données, ils offrent un ordre minimal  $N-1$ , ce qui permet de faire de grandes économies de temps de calcul. Dans le cadre de ce projet de recherche, notre choix de design s'est porté sur cette technique en nous servant de l'algorithme développé par Mc Cellan et Parks. Celui-ci se distingue par sa flexibilité pour diverses spécifications de design. La réponse en fréquence de ce filtre présente des ondulations d'amplitude constante, de manière à approcher au mieux un gabarit comme celui montré à la figure 7.10. Les ondulations ne doivent pas dépasser l'amplitude  $\delta_1$  en bande passante et  $\delta_2$  dans la bande d'arrêt. Dans ce problème, il faut procéder par plusieurs itérations pour trouver le polynôme qui approxime le mieux la fonction de transfert du filtre désiré. L'approximation est faite au sens de Tchebycheff, c'est-à-dire que l'on minimise l'erreur générée. La technique de calcul est valable pour  $N$  pair ou impair avec des coefficients symétriques ou asymétriques.

Le nombre de coefficients du filtre n'est pas donné par l'algorithme de Mc Clellan et Parks. Ce paramètre est très important car un choix optimal de sa valeur permet de réduire énormément le temps de calcul. Bien qu'il existe une multitude de façons d'évaluer le nombre de coefficients, nous suggérons pour notre part la formule développée par Herrmann[?] qui se présente ainsi:

$$N - 1 = \frac{-20 \log_{10} \sqrt{\delta_1 \delta_2} - 13}{14.6 \Delta f} \quad (22)$$

si  $\delta_1 = \delta_2$  alors l'équation devient

$$N - 1 = \frac{-20 \log_{10} \delta_1 - 13}{14.6 \Delta f} \quad (23)$$

En guise d'exemple de calcul, nous donnons les spécifications du gabarit suivant:

$$\begin{aligned} \omega_p &= 0.26\pi & \omega_r &= 0.38\pi \\ A_r &= -20 \log_{10} \delta_1 \geq 60dB \end{aligned} \quad (24)$$

ce qui est équivalent à:

$$\begin{aligned} f_p &= 0.13 & f_r &= 0.19 \\ A_r &= -20 \log_{10} \delta_1 \geq 60dB \end{aligned} \tag{25}$$

Avec la formule de Herrman, nous obtenons  $N = 55$ .

Le programme utilisé dans ce projet est tiré du "Programs for digital signal processing, IEEE PRESS, 1979 " avec de légères modifications pour accommoder la routine à notre programme principal. L'utilisateur doit juste spécifier  $f_p$ ,  $f_r$  et  $A_r$ . Nous rappelons que  $f_p$  et  $f_r$  représentent des ratios par rapport à la fréquence d'échantillonnage. Leurs valeurs ne peuvent pas être supérieures à 0.5. La fréquence de coupure du filtre est encadrée par ces deux paramètres qui déterminent la bande de transition du filtre.

## CHAPITRE 8

# ANALYSE DES RÉSULTATS

### 8.1 STRUCTURE ET CARACTÈRE DE LA SOLUTION

Rappelons brièvement les équations qui gouvernent une expérience flash. Un échantillon en forme de disque est exposé à une décharge d'énergie sur une face tandis que sur la face arrière, on effectue une mesure de la variation de la température du matériau testé. Les conditions expérimentales sont assumées être les suivantes:

- 1 L'impulsion d'énergie est uniformément distribuée sur la surface de réception
- 2 Le coefficient d'absorption de la surface exposée est uniforme
- 3 Le diamètre de l'échantillon ( $D$ ) est très grand comparativement à son épaisseur ( $\delta$ ), ce qui permet de considérer que la chaleur se propage par conduction dans la seule direction de l'axe du disque.
- 4 Le coefficient de perte de chaleur est identique sur les deux faces et il demeure constant durant la mesure
- 5 La pulsion d'énergie s'établit sur une période très courte, comparée à la durée de la mesure, ainsi on peut négliger sa durée. L'impulsion est caractérisée par son énergie  $Q_0$ .

La conduction de chaleur à travers l'échantillon est décrite par l'ensemble d'équations suivant.

L'équation différentielle:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad 0 \leq x \leq \delta \quad (1)$$

$$0 \leq \tau \leq \infty$$

La condition initiale

$$T(x, \tau = 0) = T_0 = T_\infty \quad (2)$$

Les conditions frontières :

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = q_0(\tau) - h[T(x = \delta, \tau) - T_\infty] \quad (3)$$

(conditions frontières combinées de deuxième et troisième type)

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\delta} = h[T(x = \delta, \tau) - T_\infty] \quad (4)$$

où

T: température, °C ou K

k: conductivité de l'échantillon,  $W m^{-1} K^{-1}$

$q_0(\tau)$ : intensité de la pulsion de chaleur par unité de surface,  $J m^{-2}$

$$q_0(\tau) = \frac{Q_0}{A} \quad \text{pour} \quad \tau = 0$$

$$q_0(\tau) = 0 \quad \text{pour} \quad \tau > 0$$

h: coefficient de transfert de chaleur combiné par rayonnement et par convection

(pertes de chaleur),  $W m^{-2} K^{-1}$

$T_0 = T_\infty$ : Température environnante, °C ou K

La solution des équations 102 et 108 a la forme suivante

$$T = f(x, \tau, \alpha, k, h, \delta, T_0, q_0) \quad (5)$$

À ce stade-ci, nous pouvons introduire les variables adimensionnelles qui suivent.

$$v = \frac{T(x, \tau) - T_\infty}{T_{max} - T_\infty} = \frac{\Delta T}{\Delta T_{max}}; \quad \xi = \frac{x}{\delta}; \quad Fo = \frac{\alpha \tau}{\delta^2} \quad (6)$$

$$Bi = \frac{h\delta}{k}; \quad \Phi = \frac{q_0}{\rho c \delta \cdot \Delta T_{max}}$$

Si nous tenons compte du fait que les conditions initiales et frontières ne renferment pas de termes qui déterminent directement la température maximale de l'échantillon durant la mesure et que la première cause de la transmission de la chaleur par conduction est la condition frontière de deuxième type qui n'observe aucune limite de température, nous concluons que la valeur  $\Delta T_{max} = T_{max} - T_\infty$ , n'est pas déterminée par les données d'entrée. Une possibilité de calcul est offerte avec  $\Phi = 1,0$ , ce qui donne  $\Delta T_{max} = \frac{q_0}{\rho c \delta}$ .  $\Delta T_{max}$  représente la température d'équilibre de l'échantillon après la période de relaxation dans le cas d'une isolation thermique parfaite ( $h = 0$ ). Ainsi la solution peut être déterminée dans une forme très concise.

$$v = v(\xi, Fo, Bi) \quad (7)$$

où  $v = \frac{\Delta T}{\left(\frac{q_0}{\rho c \delta}\right)}$ , et  $\Phi = 1,0$

Les équations 102 et 108 ont été résolues par plusieurs auteurs à l'aide de différentes méthodes analytiques. Les solutions sont données sous la forme de l'équation 108. Il arrive que les définitions des variables adimensionnelles diffèrent légèrement d'un auteur à un autre, par exemple la variable adimensionnelle du temps est souvent employée sous la

forme de  $Fo \cdot \pi^2$ . La figure 8.1 montre un graphique de la solution. Comme on peut le voir,

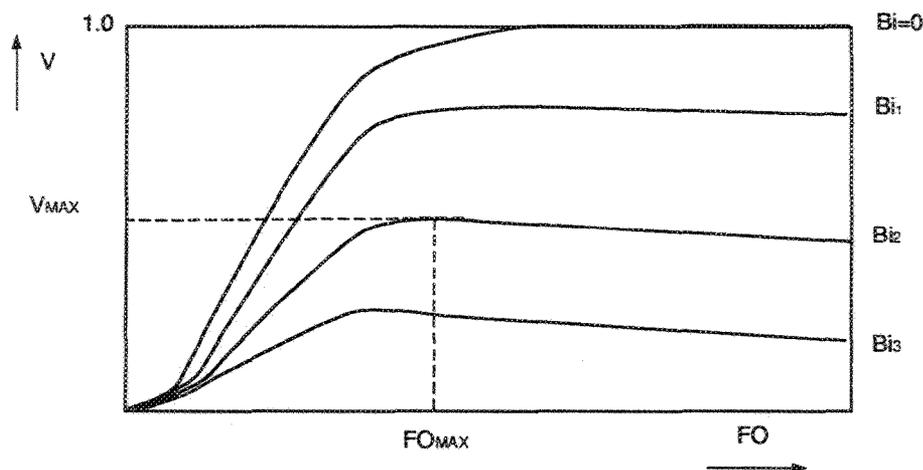


Figure 8.1. Solution générale avec variable adimensionnelle

pour tous les cas où  $Bi > 0$  ( $h > 0$ ), la variation de la température est non monotonique. La décharge d'énergie à  $\tau = 0$  ( $Fo = 0$ ) perturbe l'équilibre thermique initial qui va se rétablir lorsque la température de l'échantillon sera égale à  $v_{max}$

Durant les mesures on enregistre un thermogramme similaire. Les conditions

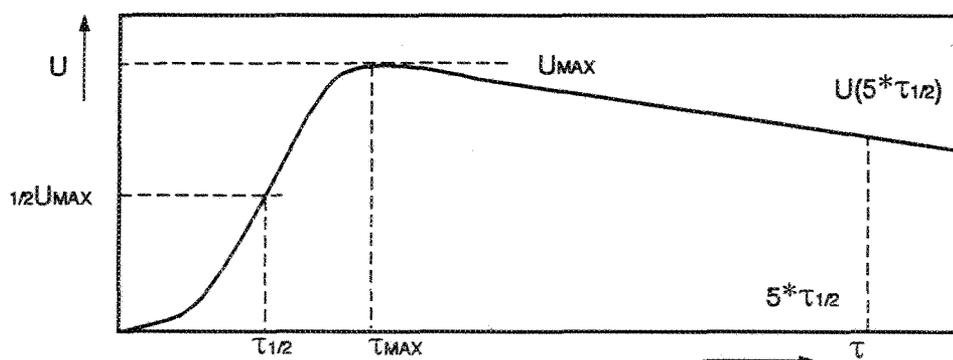


Figure 8.2. Thermogramme typique

expérimentales sont les suivantes:

Les propriétés thermophysiques de l'échantillon ( $k, \rho, c$ ) ne sont pas connues.

L'énergie du flash ( $Q_0$  ou  $q_0$ ) n'est pas connue.

Généralement le signal de mesure  $U$  n'est pas exprimée en terme de température, il est considéré comme étant une fonction homogène linéaire (proportionnelle) de la température

Le coefficient de perte de chaleur n'est pas connu.

La conséquence de ces conditions expérimentales se manifeste par l'impossibilité de corréler directement les mesures à une des courbes de la figure 8.1. Les coordonnées  $Fo$  et  $v$  ne peuvent pas être non plus calculées directement à partir de la lecture de la figure 8.2. Généralement les mesures sont normalisées avec la valeur maximale du signal,  $V_{max}$ . L'application de cette opération sur les courbes de la figure 8.1 donne le graphique suivant.

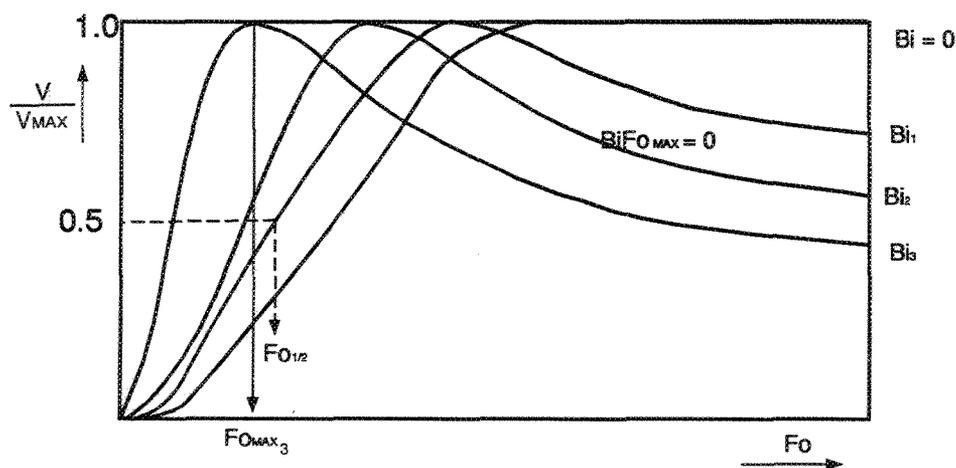


Figure 8.3. Courbe normalisée

Naturellement, durant la normalisation, nous avons perdu l'information contenue dans l'amplitude du signal.

De façon générale, nous pouvons distinguer deux régimes dans la courbe de température, l'un où la conduction dans l'échantillon domine, et l'autre où les pertes de chaleur externes dominent la dynamique du processus de conduction. Le premier

régime est dans la région de  $Fo < Fo_{max}$ . Le deuxième est valide après le maximum  $Fo > Fo_{max}$ .

L'ordre de grandeur du nombre de Biot est faible. Compte tenu de sa définition, les paramètres qui le composent sont:

$$\begin{aligned} h &= (2 - 20) \text{ Wm}^{-2}\text{K} \\ \delta &= (1 - 3) \cdot 10^{-3} \text{ m} \\ k &= (1 - 400) \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1} \end{aligned} \quad (8)$$

Avec ces valeurs, nous obtenons  $Bi_{min} = 5 \cdot 10^{-6}$  et  $Bi_{max} = 6 \cdot 10^{-2}$ . Nous voyons que même la valeur maximale de Bi est plus petite que 0.1, qui est souvent utilisée comme limite supérieure des phénomènes communément appelés "problèmes externes" de conduction de chaleur. C'est la raison pour laquelle, nous pouvons dire que les différences de température à l'intérieur de l'échantillon sont relativement faibles comparativement au gradient entre l'échantillon et l'environnement.

Après le second point d'inflexion, la courbe de refroidissement peut être décrite avec une très grande précision par une loi de refroidissement newtonienne (exponentielle).

$$v(Fo > Fo_{2.infl}) = v_{2.infl} \cdot e^{-\frac{2h}{\rho c \delta} \tau} \quad (9)$$

Au début du processus, l'impulsion  $q_0$  représente un flux de chaleur très élevé, de l'ordre du  $MWm^{-2}$  et cela sur une période très courte de 1ms. À l'opposé, les pertes de chaleur sont de l'ordre de quelques dizaines de watt par mètre carré. Il n'y a que le flux de chaleur initial qui peut provoquer une telle différence de température à l'intérieur de l'échantillon, qui se prête bien aux mesures de conductivité et de diffusivité.

La forme de la courbe transitoire de température dépend à la fois de la conduction à l'intérieur de l'échantillon et des pertes de chaleur subies par celui-ci. Cependant la partie

initiale de courbe est plus sensible à la conduction, tandis que l'autre partie constitue un miroir des pertes de chaleur. Ainsi la courbe de refroidissement après le second point d'inflexion ne dépend ni des conditions initiales ni de la méthode d'excitation thermique.

L'analyse de la forme de la courbe n'est possible que si l'on soumet la température et la variable adimensionnelle du temps à une base commune. Pour cela, on procède à la normalisation des courbes de la figure 8.3 avec  $F_{o_{max}}$

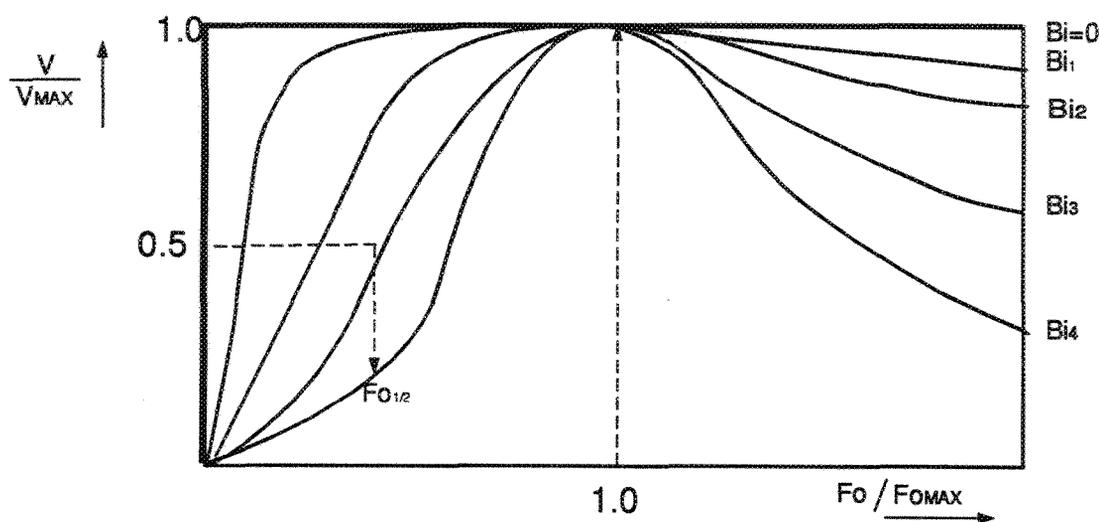


Figure 8.4. Normalisation de la courbe générale

On peut voir que la courbe de température  $Bi = 0$  qui correspond à la situation d'une isolation parfaite est transformée en une fonction échelon dans cette nouvelle représentation qui exprime, avec plus d'intensité, l'effet des pertes de chaleur.

## 8.2 ERREURS DE MESURE ET METHODES DE CORRECTION

La résolution classique des équations qui gouvernent une expérience flash ne tient pas compte de l'effet des pertes de chaleur, qu'elle considère comme nulles ( $Bi = 0$ ). Par ailleurs il a été démontré que la partie la plus sensible de la courbe de réponse est localisée dans la région où la pente est maximale, ce qui correspond à  $Fo_{1/2}$  où la température de

l'échantillon est la moitié du maximum. La valeur numérique est exprimée par

$$Fo_{1/2} = \frac{1.37}{\pi^2} \quad (10)$$

et  $\alpha = 0.1388 \frac{\delta^2}{\tau_{1/2}}$

Dans le cas de pertes de chaleur, le demi-temps de montée est plus petite que lorsque l'on considère une isolation parfaite ( $Bi=0$ ). Dès lors, l'emploi de l'équation 10, afin d'évaluer la diffusivité donne des résultats plus élevés que la vraie valeur recherchée.

Beaucoup d'efforts ont été consentis par plusieurs auteurs pour développer une méthode de correction efficace et rapide. Mais malheureusement, il n'y en a pas une seule qui fait l'unanimité.

Les méthodes peuvent être classées dans différents groupes selon leur philosophie de base.

### 8.2.1 Méthode itérative basée sur une analyse correcte des solutions des équations originales

Cape et Lehman[3] ont donné en 1963 une solution analytique très élégante qui peut être représentée par les courbes de la figure 8.4 . Dans le cas d'un  $Bi > 0$ , ils recommandent d'utiliser une méthode itérative. Les raisons de ce choix s'expliquent par le fait qu'on ne peut pas déterminer la relation qui existe entre les mesures obtenues et une des solutions analytiques, sans connaître la conductivité thermique  $k$  du matériau, qui est nécessaire dans l'évaluation du nombre de Biot. Cape et Lehman recommandent de faire la première estimation de la diffusivité en se servant de l'équation 10. Le demi-temps de montée utilisée est celle de l'expérience en cours. Par la suite, à l'aide des abaques on obtient la capacité volumétrique de chaleur ( $\rho c$ ) et on procède à une estimation raisonnable du coefficient de transfert de chaleur par rayonnement  $h_r$ , considéré comme perte de chaleur.

Après cela, une réévaluation de  $\alpha$  est faite en utilisant une des courbes ou formules pour une seconde estimation et ainsi de suite.

### 8.2.2 Corrections basées sur la forme générale de la courbe de réponse transitoire

Cowan [6] propose d'utiliser les ratios  $V(5.\tau_{1/2})/V(\tau_{1/2})$  et  $V(10.\tau_{1/2})/V(\tau_{1/2})$  pour obtenir les informations sur les perturbations de la courbe de température causées par les pertes de chaleur. Les valeurs corrigées de  $F_{01/2}$  sont données sous la forme graphique.

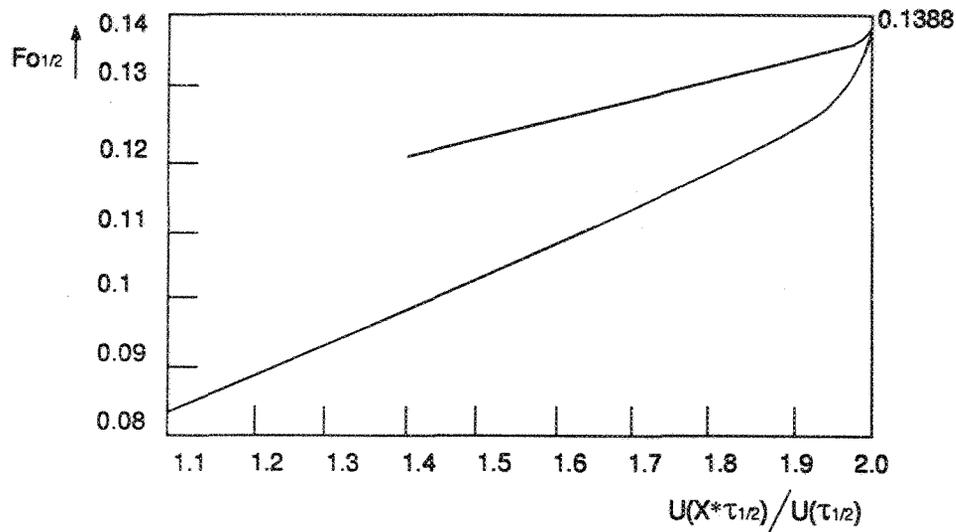


Figure 8.5. Données pour la méthode de correction de Cowan

Plus tard, Clark et Taylor[12] donnèrent une autre méthode qui contrairement à celle de Cowan, n'utilise pas l'information contenue dans la zone qui est située après le maximum. Cependant, il faut que les données de températures soient rattachées à la partie croissante et monotone de la courbe. Pour satisfaire ce critère, ils ont normalisé la courbe pour différentes valeurs du nombre de Biot en utilisant la solution de Cape et Lehman pour le demi-temps de montée. C'est une approche différente de celle de la figure et vient du

fait que l'augmentation de pertes de chaleur entraîne seulement de petites perturbations dans cette zone.

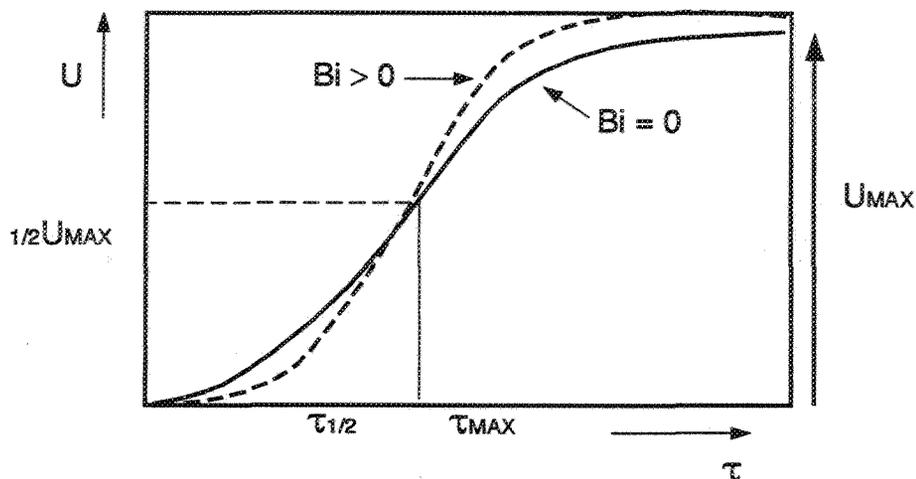


Figure 8.6. Pertes de chaleur à le demi-temps de montée

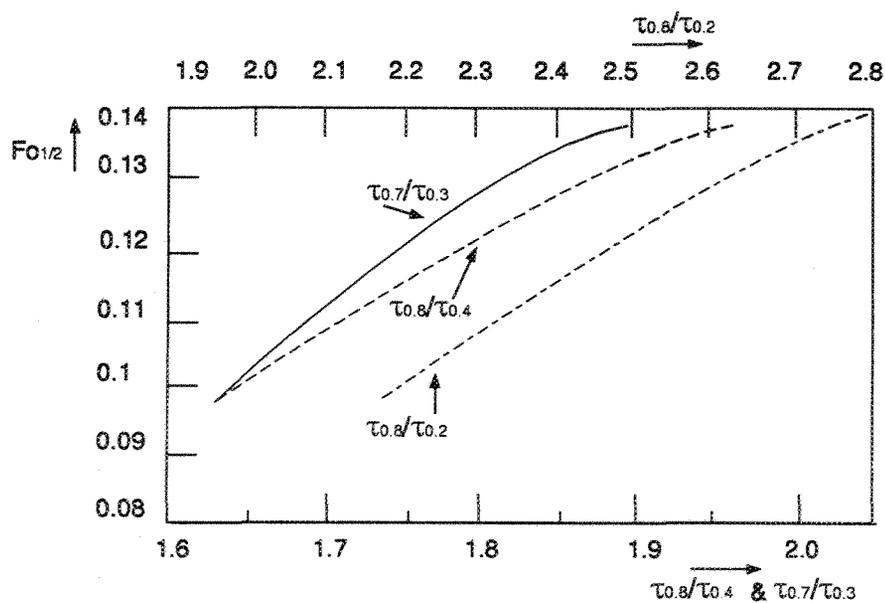


Figure 8.7. Données pour la méthode de correction des pertes de chaleur de Clark et Taylor

La valeur corrigée de  $F_{01/2}$  est exprimée comme une fonction du rapport entre deux temps qui sont nécessaires pour atteindre une certaine proportion fixée de la valeur maximale de température. figure?.

Aucune de ces méthodes n'est facile, ni avant-gardiste. Elles nécessitent plusieurs essais pour déterminer quel est le rapport le plus facilement mesurable pour des conditions expérimentales données ( $10.\tau_{1/2}$  ou  $5.\tau_{1/2}$  dans la méthode de Cowan ou  $\tau_{0.8}/\tau_{0.2}$  ou autres dans celle de Clark et Taylor)

### 8.2.3 Correction basée sur la partie initiale de la courbe de réponse

Cette méthode propose une procédure d'évaluation de la diffusivité basée sur la région précédant le  $F_{0.1/2}$ . La raison de cette approche est que les pertes de chaleur ont un impact minimum sur les résultats dans cette zone. En effet le temps de réponse initial est très peu dépendant des conditions limites et se trouve plus influencé par l'épaisseur du matériau ainsi que ses propriétés physiques. Mais la difficulté majeure qu'il faut relever dans cette méthode est la détermination du début du processus de conduction car les valeurs mesurées sont très petites. L'effet de l'excitation thermique est plus marquante dans cette région qui malheureusement est le siège de nombreuses perturbations d'origine électromagnétique. Ce bruit a tendance à masquer le signal utile, rendant ainsi inefficace toute tentative de correction sans traitem

ent préalable des parasites.

### 8.2.4 Méthode d'identification des paramètres types

Ces méthodes reposent sur l'utilisation de valeurs estimées de la diffusivité et du coefficient de pertes de chaleur pour établir une courbe de température. Ensuite, on effectue une comparaison entre la courbe ainsi simulée et celle qui provient des expériences. Par une série de modifications des valeurs de la diffusivité et du coefficient de pertes de chaleur, on tente de minimiser la valeur des moindres carrés entre les deux courbes. Cet algorithme peut fonctionner admirablement, si la procédure d'optimisation est bien conçue

et parfaitement testée. Toutefois, l'inconvénient majeur de ces techniques de correction demeurent leur complexité et leur temps de calcul extrêmement long.

### 8.2.5 MÉTHODE PROPOSÉE

Après analyse des différentes techniques de correction disponibles, nous proposons un retour sur les travaux de Cape et Lehman avec toutefois quelques modifications sur la forme. Nous savons que la raison principale qui a nécessité le processus d'itération dans la méthode Cape et Lehman est que les paramètres de la solution de l'équation contiennent les propriétés inconnues du matériau ainsi que celles des coefficients de pertes de chaleur dans une forme particulière peu commode.

L'innovation essentielle de notre proposition est d'utiliser la solution sous la forme suivante  $v = v(Fo, Bi * Fo_0)$ . Donc à la place de Bi, nous introduisons une nouvelle variable adimensionnelle.  $Fo_0$  est une variable adimensionnelle du temps caractéristique à un point particulier de la courbe. Nous avons seulement un point, qui offre dans la courbe de température, la possibilité de "fixer" une échelle de temps: c'est le point de température maximale. Il peut être utilisé de plusieurs manières pour définir des périodes de temps caractéristiques. Nous pouvons citer en exemple

Le temps pour atteindre la température maximale

Le temps pour atteindre la moitié de la température maximale

Le nouveau paramètre adimensionnel est :

$$Bi * Fo_{max} = \frac{h\delta}{k} \cdot \frac{\alpha\tau_{max}}{\delta^2} = \frac{h \cdot \tau_{max}}{\rho c \cdot \delta} \quad (11)$$

ou bien  $Bi * Fo_{1/2} = \frac{h \cdot \tau_{1/2}}{\rho c \cdot \delta}$  L'intérêt du choix de ce nouveau paramètre adimensionnel réside dans le fait qu'il ne contient pas la conductivité k. Cela rend possible la

détermination de  $Bi * Fo_{max}$  à partir de la courbe de température sans pour autant faire d'estimation de valeur quelconque.

Considérant la partie de la courbe caractérisée par la loi de refroidissement newtonnienne exponentielle avec:

$$\frac{h}{\rho c \delta} = -\frac{2}{\tau_2 - \tau_1} \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (12)$$

où les indices 1 et 2 réfèrent à deux moments consécutifs dans la partie convexe de la courbe de refroidissement des températures, les solutions représentées à la figure 8.3 peuvent alors être redéfinies en terme de  $Bi * Fo_{max}$  ou  $Bi * Fo_{1/2}$ . La figure 8.8 peut

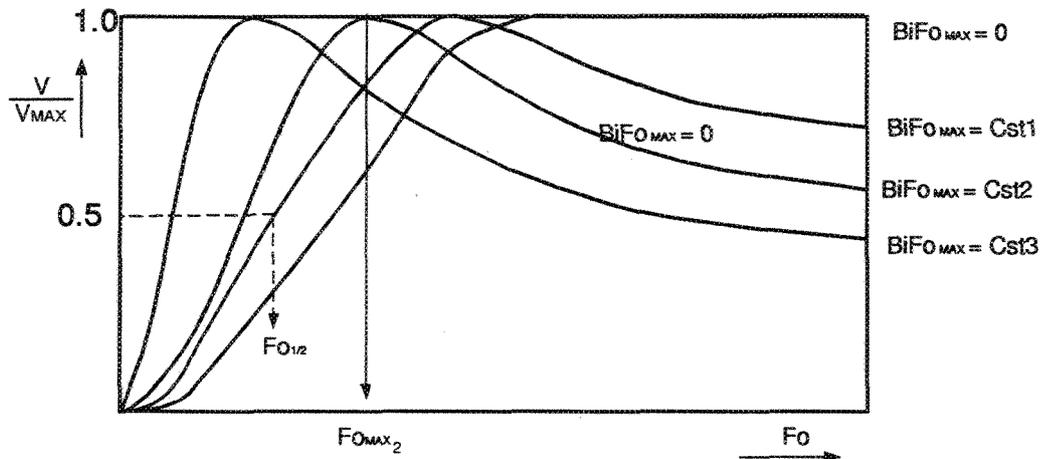


Figure 8.8.

alors servir à construire un autre graphique tel qu' illustré.

Dans la région délimitée par  $0 \leq Bi * Fo \leq 0.2$ , la dépendance est apparemment presque linéaire, ce qui permet de donner la correction de le demi-temps de montée selon les équations suivantes:

$$Fo_{1/2} \cdot \pi^2 = 1.37 - 1.54(Bi * Fo_{max})$$

et

$$\alpha = \frac{\delta^2}{\tau_{1/2}} \frac{1}{\pi^2} \left[ 1.37 - 1.54 \left( \frac{h}{\rho c \delta} \cdot \tau_{max} \right) \right] \quad (13)$$

ou bien

$$Fo_{1/2} \cdot \pi^2 = 1.37 - 4.56(Bi * Fo_{1/2})$$

et

$$\alpha = \frac{\delta^2}{\tau_{1/2}} \frac{1}{\pi^2} \left[ 1.37 - 4.56 \left( \frac{h}{\rho c \delta} \cdot \tau_{1/2} \right) \right] \quad (14)$$

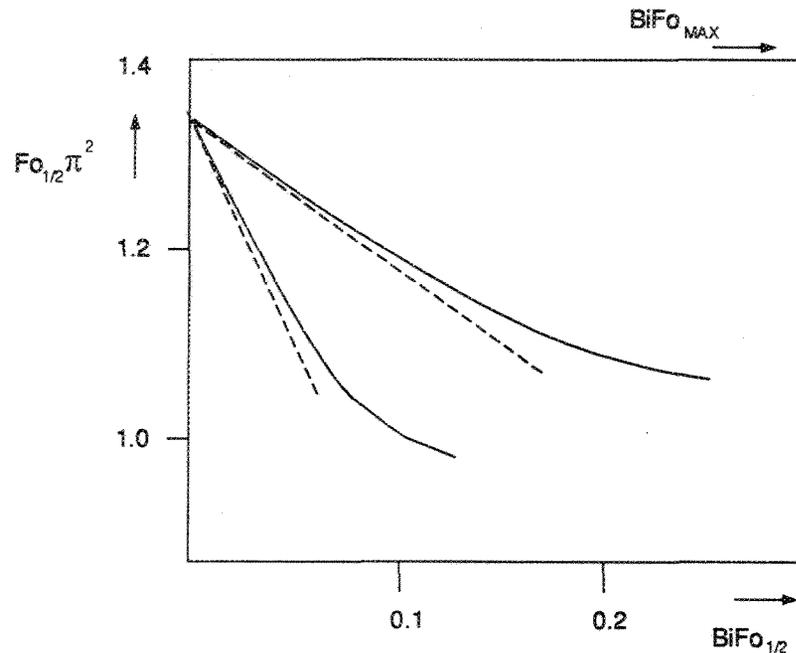


Figure 8.9. Corrélation entre les groupes adimensionnels pour une isolation imparfaite

Les points utilisés pour construire la figure 8.9 ont été déterminés par les solutions numériques par différences finies des équations (1-4). On peut également se servir de la série d'expansion de Cape et Lehman, cependant la convergence demeure faible pour  $Fo < Fo_{max}$

### 8.3 CALCUL DES AUTRES PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES

Il convient de rappeler que la méthode flash est une technique de mesure directe de la diffusivité, qui offre également la possibilité de connaître d'autres propriétés thermophysiques du matériau testé. Nous pouvons citer entre autres, la capacité volumétrique et

la conductivité thermique. Dans le dispositif que nous avons développé, nous y avons incorporé un échantillon qui sert de référence lors des mesures. Ce matériau de référence sert à la fois pour valider les conditions expérimentales, mais surtout nous donne la possibilité de calculer avec aisance la capacité volumétrique du matériau testé. La référence dont on connaît parfaitement la densité, la capacité calorifique et l'épaisseur est utilisée comme un calorimètre qui permet de déterminer l'énergie lumineuse absorbée les spécimens. Évidemment nous supposons que la distribution de l'impulsion énergétique est uniforme sur les deux faces des disques. Si nous considérons que les thermocouples de l'échantillon et de la référence ont le même facteur de conversion et sachant que la capacité volumétrique d'un spécimen est donnée par l'expression suivante

$$\rho c = \frac{Q_0}{\delta \cdot A \cdot \Delta T_{max}} \quad (15)$$

avec

$\rho$ : la densité,  $kgm^{-3}$

$c$ : la chaleur spécifique,  $Jkg^{-1}K^{-1}$

$Q_0$ : impulsion d'énergie absorbée par les échantillons, J

$\delta$ : l'épaisseur de l'échantillon, m

$A$ : aire de la surface de réception,  $m^2$

$\Delta T_{max}$ : température maximale de l'échantillon, K

nous constatons alors que l'emploi d'une référence nous dispense de mesurer l'énergie  $Q_0$  pour connaître la capacité volumétrique de l'échantillon que l'on peut formuler ainsi

$$\rho c = (\rho c)_{ref} \frac{\delta_{ref} \Delta T_{max,ref}}{\delta \Delta T_{max}} \quad (16)$$

où le rapport  $\frac{\Delta T_{max,ref}}{\Delta T_{max}}$  peut être remplacé par  $\frac{V_{max,ref}}{V_{max}}$  qui représente le ratio entre la variation de tension maximale du thermocouple de la référence et celle de l'échantillon. Finalement la conductivité thermique du matériau est évalué avec le produit de la diffusivité et de la capacité volumétrique.

## 8.4 PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE

### 8.4.1 Préparation des échantillons

La préparation des échantillons représente l'une des étapes les plus cruciales pour un bon fonctionnement des mesures. On doit y accorder une attention particulière. Tout d'abord notre dispositif est conçu pour accueillir des échantillons de 25 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur. À ce niveau-ci, la tolérance est de  $\pm 2$  mm pour le diamètre et  $\pm 0.5$  mm au niveau de l'épaisseur. Le choix de ces valeurs est dicté par les contraintes théoriques de la méthode de mesure. Le rapport diamètre-épaisseur que nous avons choisi est plus élevé que dans la plupart des autres dispositifs flash, c'est la raison pour laquelle il offre l'avantage de réduire les risques de perturbation des mesures par la conduction radiale à l'intérieur des échantillons. L'application de la méthode ne requiert pas nécessairement d'utiliser des échantillons sous forme de disques, d'autres formes sont compatibles. Cependant pour accroître la précision des mesures, il est préférable de se conformer aux dimensions géométriques que nous avons mentionnées car le module de support des échantillons s'accommode difficilement de formes géométriques.

Il est important que les deux faces des échantillons soient planes et parallèles et qu'il soit possible de déterminer avec précision leur épaisseur. Pour cela, il est recommandé d'utiliser un micromètre.

Les échantillons sont peints en noir pour deux raisons: uniformiser leur absorptivité à la surface d'exposition et maximiser l'énergie d'entrée qui dans le cas de métaux purs est relativement faible et donne de faibles signaux difficiles à détecter.

La jonction des thermocouples s'effectue directement sur la surface des échantillons, pour cela ceux-ci doivent être conducteurs électriques. Dans le cas contraire, il est nécessaire d'appliquer une mince couche de peinture conductrice à la surface arrière des spécimens.

Les mesures sur des matériaux hétérogènes exigent une attention particulière lors de la préparation. Il faut s'assurer d'abord que l'échantillon soit assez représentatif de la structure du matériau que l'on veut tester. La taille des grains, particules ou cavités doit être petite comparativement aux dimensions de l'échantillon. La discontinuité de la surface arrière de ce type de matériaux complique passablement l'emploi de thermocouples car l'une des pointes de la sonde peut se retrouver en face d'une cavité ou d'une particule dont les propriétés physiques sont passablement différentes de la matrice de base, ce qui peut introduire des erreurs de lecture. Pour éviter ce genre de problème, il faut toujours appliquer une mince feuille métallique de 10 à 15  $\mu\text{m}$  d'épaisseur dont la contribution à la capacité calorifique de l'échantillon est de l'ordre de 2% à 6% . Pour assurer un bon contact entre la feuille et le matériau sous test, nous recommandons d'utiliser de la résine conductrice à base d'argent. À l'aide d'un rouleau spécial on exerce une certaine pression qui répartit uniformément la colle, ce qui élimine les bulles d'air sans pour autant pénétrer dans les cavités et transformer ainsi les propriétés du spécimen testé.

#### **8.4.2 Choix du matériau de référence**

Un vaste éventail de matériau peut être testé avec un dispositif flash, allant des meilleurs

conducteurs électriques aux matériaux isolants. Cependant pour obtenir une grande satisfaction dans les mesures, il s'avère très important de sélectionner avec beaucoup de précaution le matériau de référence qui joue un rôle primordial dans notre méthode de correction. Une trop grande différence entre la référence et l'échantillon se traduit par un important écart entre les demi-temps de montée, ce qui signifie également que les pertes de chaleurs subies par les deux spécimens sont passablement différents. On peut jouer sur l'épaisseur du matériau de référence afin de trouver la meilleure combinaison qui rapproche le plus les comportements thermiques des deux spécimens.

### **8.4.3 conditions thermiques de mesure**

Pour chaque température donnée, nous avons établi le temps de réponse minimal requis pour atteindre une certaine stabilité thermique à l'intérieur du four. Mais nous conseillons tout de même de toujours faire une vérification de la tension de référence des thermocouples pour s'assurer qu'elle est stable et se situe à un niveau le plus bas possible. La température des mesures est donnée par un thermocouple placé à proximité des échantillons.

## **8.5 AUTOMATISATION DES MESURES**

Nous avons simplifié au maximum les tâches et manipulations requises pour effectuer les mesures. Grâce à un programme informatique élaboré, l'utilisateur a le choix entre plusieurs outils pour traiter numériquement les données mesurées. Par la suite, un tableau des résultats présente l'ensemble des informations pertinentes à retenir de l'expérience. Aux usagers peu expérimentés en analyse numérique, le programme offre la possibilité de traiter automatiquement les données selon une logique préétablie.

À la figure 8.10 nous présentons un plan général qui montre les connections entre les différents appareils qui permettent l'automatisation des mesures.

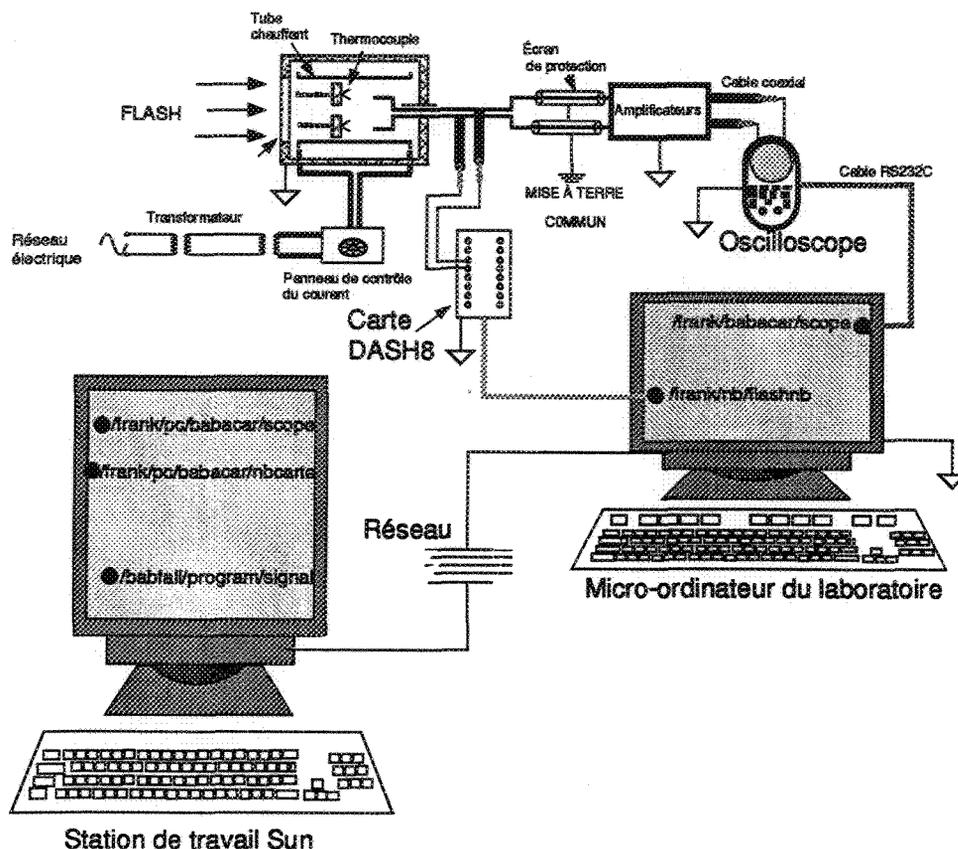


Figure 8.10. Connection finale du dispositif

## 8.5.1 Saisie des données avec la carte d'acquisition DASH-8

**8.5.1.1 Câblage et connection** La carte DASH-8 comme la plupart des cartes d'acquisition des données se prête très facilement au type de saisie exigé par notre système de mesure. La DASH-8 comporte 8 canaux. Pour notre application, nous utilisons trois entrées analogiques. Deux entrées sont dédiées à la sortie des deux amplificateurs (référence et échantillon) tandis que la troisième accueille le signal émis par

le photosenseur tel que montré à la figure 8.11. Le gain de la carte est ajusté selon notre

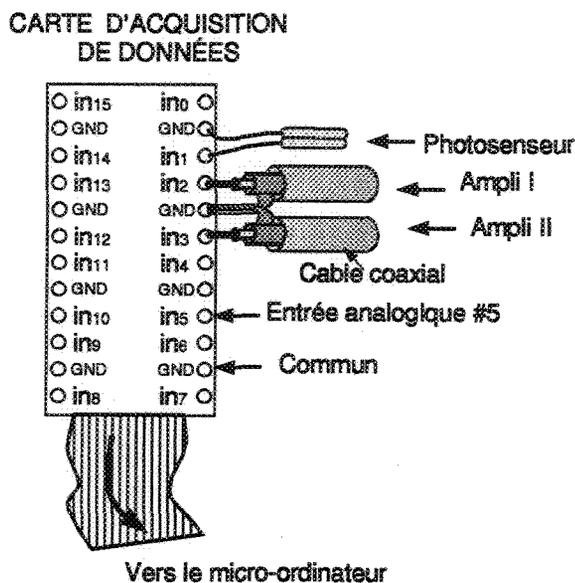


Figure 8.11.

convenance. Il faut toutefois éviter de dépasser la limite de tension tolérée par la carte (dans notre cas c'est 5V) sans quoi, elle se retrouve saturée.

**8.5.1.2 Outils informatiques** Le principal support informatique est le logiciel Notebook qui présente deux options de saisie de données. La première dite normale est employée pour la plupart des signaux où la fréquence d'échantillonnage n'est pas très élevée. Lorsqu'elle celle-ci dépasse certaines limites, il est préférable d'utiliser la deuxième option qui se prête mieux à ce genre de mesure. Naturellement notre choix se porte sur l'option dite à haute vitesse. Les différents paramètres à ajuster sont les suivants:

- Fréquence d'échantillonnage  $F_e$ , Hz
- Durée de la mesure, s
- Mode de déclenchement (manuel ou automatique)
- Configuration du fichier de sortie (mesure).

La fréquence d'échantillonnage doit être supérieure à 100Hz, ce qui correspond à la prise d'une donnée au plus à chaque 10 ms. La durée des mesures dépend des matériaux testés. Elle est de l'ordre de 500ms mais peut aller jusqu'à quelques secondes pour les spécimens à faible diffusivité thermique. Le déclenchement des mesure est "manuel". En fait c'est le photosenseur qui active automatiquement la saisie des données. Dès que le flash l'illumine, celui-ci change ses propriétés physiques qui font varier la distribution de la tension à l'intérieur du circuit électrique de déclenchement composé d'une pile de 9V et d'une résistance de  $1.84k\Omega$ . Au repos (sans flash), la tension de  $R_s$  est de 8.54V. Elle

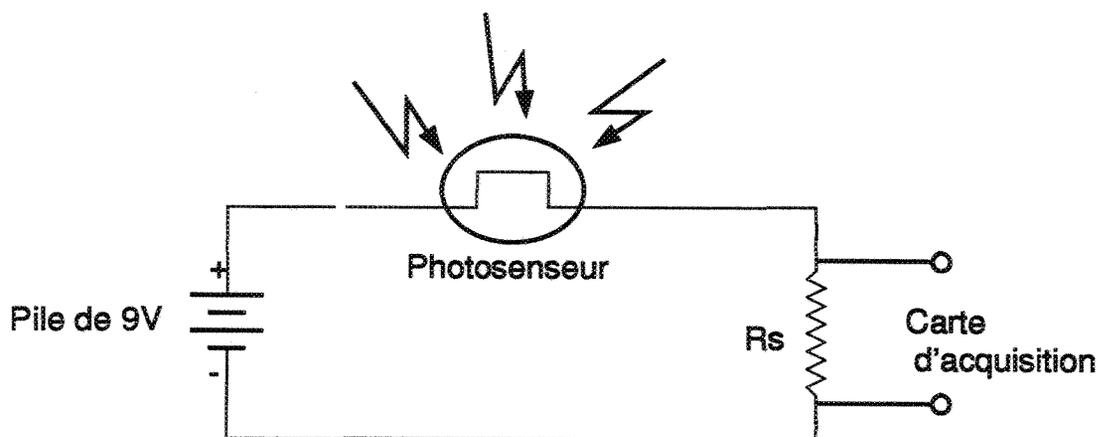


Figure 8.12. Circuit de déclenchement des mesures à l'aide d'un photosenseur

chute instantanément à 0.5V sous l'action du flash.

Les mesures sont stockées dans des fichiers qui comportent des en-têtes spécifiques que l'on peut organiser selon notre convenance.

## 8.5.2 Saisie des données avec l'oscilloscope

**8.5.2.1 Connection et câblage** La connection des câbles coaxiaux des amplificateurs vers l'oscilloscope s'effectue facilement grâce à des connecteurs BNC. Le circuit de déclenchement est relié à l'oscilloscope avec des connecteurs bananes.

**8.5.2.2 Mise en condition** Pour apprêter l'oscilloscope à des mesures convenables, il faut d'abord s'assurer que celui-ci est en mode uniprise c'est-à-dire que l'instrument gèle les données prises après un laps de temps déterminé par l'utilisateur. Ensuite le déclenchement des mesures est activé via le canal externe, les canaux A et B étant occupés par les sorties des amplificateurs. Le niveau de la tension de déclenchement est ajusté à 2V avec une pente décroissante. La durée des mesures est déterminée par le produit de la sensibilité de l'échelle du temps qui est exprimée en mv/div et le nombre de divisions alloué. Pour une mesure de longue durée il faut choisir l'option de saisie sur 20 divisions. L'autre option comporte seulement 10 divisions. Après chaque mesure, il est possible de mémoriser les résultats de l'expérience pour ensuite les transférer à un micro-ordinateur.

**8.5.2.3 Protocole de transfert des données de l'oscilloscope** Le transfert des données vers un micro-ordinateur se fait via un câble RS-232-C à isolation optique. Le lien du port de communication de l'oscilloscope est établi optiquement à l'aide d'un émetteur à infrarouges et d'un phototransistor. L'alimentation nécessaire au récepteur est délivrée à l'intérieur de l'appareil. Les paramètres de communication sont les suivants:

1200 bauds, PAS de parité, 8bits de données et 1 bit d'arrêt
--

Le langage de programmation du protocole de communication est le CPL (Compact Programming Language). Il est très proche du Basic. Le programme TRANSFERT.BAS que nous avons implanté dans le micro-ordinateur offre la possibilité de sélectionner une courbe parmi les onze mémorisées dans l'oscilloscope. Les données sont enregistrées dans un fichier nommé par l'utilisateur. Une nomenclature spécifique constituée du code du matériau testé et de la température des mesures permet de connaître aisément le contenu de chaque fichier transféré qui est identifié avec une extension ".TSF". Les fichiers sont

d'abord stockés sur le disque dur pour ensuite être transférés sur le réseau dans le compte FRANK.

**8.5.2.4 Conversion des fichiers \*.TSF** L'information recueillie dans les fichiers \*.TSF n'est pas directement utilisable car elle se présente sous forme d'octets. Le programme en fortran COURBSCOPE.F présenté à l'annexe ?? transforme deux fichiers .TSF qu'il combine pour donner un fichier .SCP qui renferme les valeurs absolues d'une expérience de mesure avec une colonne pour la réponse du matériau de référence et l'autre pour l'échantillon testé. C'est à partir de ce moment que les données sont prêtes pour une analyse approfondie qui va nous livrer les propriétés thermophysiques des matériaux testés. CONVERSION.F roule sur la station SUN du laboratoire d'informatique.

### **8.5.3 Programme informatique principal de traitement des données**

#### **8.5.4 Tâches exécutées**

Le programme ANALYSE.F écrit en fortran se prête aussi bien au traitement des données recueillies à l'aide de l'oscilloscope ou saisies avec la carte d'acquisition de données. Il permet également de caractériser la nature du bruit contenu dans les mesures.

Les différentes tâches spécifiques exécutées par le programme sont:

- A Saisie des paramètres spécifiques des matériaux testés.
- B Lecture des fichiers \*.SCP.
- C Calcul de la transformée de Fourier des données brutes.
- D Calcul des spectres de puissance.
- E Filtrage des données.
- F Évaluation des pertes de chaleur.

G Correction des mesures.

H Présentation générale des résultats.

### 8.5.5 Algorithme

ANALYSE.F est conçu à partir de l'algorithme suivant:

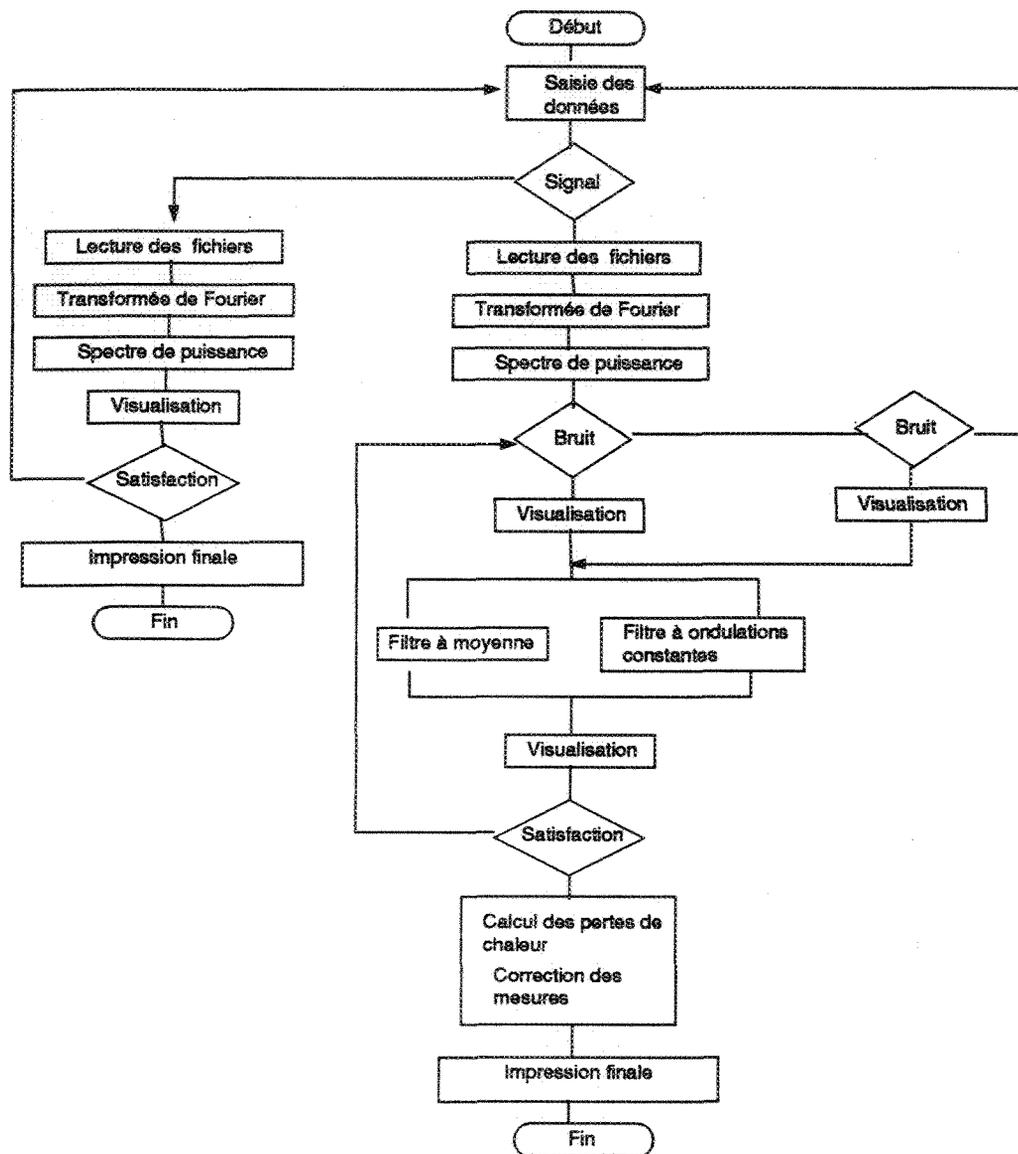


Figure 8.13. Algorithme de ANALYSE.F

La visualisation des graphiques se fait grâce au programme TRACE.C. Il est écrit en C et s'appuie sur la librairie disponible avec l'utilitaire X11.

### 8.5.6 Entrées et sorties de ANALYSE.F

Le programme admet comme entrée les paramètres suivants:

1. Nature des données (bruit ou thermogramme)
2. Propriétés physiques des matériaux
3. Nom des fichiers de données
4. Choix et spécifications du type de filtre

L'exécution d ANALYSE.F produit les sorties suivantes

FORT.X	CONTENU	VARIABLE
24	Sgnaux bruités (ref,test)	XREF(I), YREF(1,I), YTST(1,I)
25	signal bruité (ref)	XREF(I), YREF(1,I)
26	signal bruité (test)	XREF(I), YTST(1,I)
27	T. Fourier (ref)	XFREF(I), YFREF(I)
28	T.Fourier (test)	XFTST(I), YFTST(I)
29	S. Puissance (ref)	XPREF(I), YPREF(I)
30	S. Puissance (test)	XPTST(I), YPTST(I)
31	Filtre à moy. (ref,test)	XREF(I), YMREF(I), YMTST(I)
32	Filtre à moy. (ref,)	XREF(I), YMREF(I)
33	Filtre à moy. (test)	XREF(I), YMTST(I)
34	Filtre MP. (ref,test)	XREF(I), YMPREF(I), YMPST(I)
35	Filtre MP (ref)	XREF(I), YMPREF(I)
36	Filtre MP (test)	XREF(I), YMPST(I)
37	Courbe normalisée (ref,test)	XREF(I), YNREF(I), YNTST(I)

Tableau 8.1 Fichiers de sortie de ANANLYSE.F (à suivre) ...

38	Courbe normalisée (ref)	XREF(I), YNREF(I)
39	Courbe normalisée (test)	XREF(I), YNTST(I)
40	Pertes de chal. (ref)	XREF(I), EXPREF(I)
41	Pertes de chal. (test)	XTST(I), EXPST(I)

Tableau 8.1 Fichiers de sortie de ANANLYSE.F

## 8.6 DESCRIPTION COMPLÈTE DE LA DÉMARCHE À SUIVRE POUR EFFECTUER UNE MESURE

Afin de rendre l'expérimentation aisée nous suggérons aux usagers de suivre les démarches suivantes qui assurent une fiabilité dans les mesures.

1. Préparer le matériau de référence et le matériau testé.
2. Remplir la fiche d'identification des expériences (voir Annexe C).
3. Placer les échantillons dans le module de support.
4. Introduire le module de support dans le four à l'aide d'une tige de céramique pour écarter le balancier de thermocouple de sa position verticale.
5. Fermer la fenêtre avant du four.
6. Connecter les sorties des deux thermocouples aux amplificateurs.
7. Procéder à la la connection des sorties des amplificateurs, selon l'option de saisie de donnée choisie (carte d'acquisition ou oscilloscope).
8. Préparer la carte ou l'oscilloscope à saisir les données.
9. Placer le flash vis-à-vis de la marque pratiquée sur la fenêtre.
10. Fermer le circuit électrique du flash

11. Interrompre la charge du condensateur lorsque la tension de celui-ci est supérieure ou égal à 475V.
12. Ouvrir le circuit du four
13. S'assurer que la tension de référence soit assez faible et surtout stable
14. Déclencher la décharge du tube à éclat.
15. Attendre 20 secondes et fermer le circuit du four
16. Mémoriser les courbes expérimentales.
17. Transférer les données dans des noms de fichiers qui permettent d'identifier le nom du matériau de référence et du matériau testé ainsi que la température de la mesure. Les fichiers sont sauvegardés avec l'extension .TSF .
18. Convertir les fichiers .TSF en fichiers .SCP avec le programme COURBSCOP.F
19. Traiter et analyser les fichiers .SCP (oscilloscope) ou .PRN (carte) avec ANALYSE.F

## **8.7 ANALYSE DES PERFORMANCES DU DISPOSITIF DE MESURE**

La dernière étape du projet est de tester les performances du dispositif de mesure par l'évaluation des propriétés thermophysiques de quelques matériaux spécifiques. Nos expériences ont porté sur les matériaux suivants: du fer, du cuivre et un matériau hétérogène carboné, employé comme cathode dans les procédés de fabrication de l'aluminium. Les matériaux choisis sont des métaux purs à l'exception de l'échantillon de cathode carbonée qui est un matériau hétérogène dont les propriétés thermophysiques sont inconnues. Sur chacun de ces spécimens, nous avons procédé à des mesures à température ambiante, et à hautes températures. Les résultats que nous présentons donnent un aperçu des possibilités offertes par le dispositif. Pour chaque matériau, nous avons effectué une série de mesures,

pour d'une part tester la fiabilité de l'appareil et d'autre part s'assurer que les mesures se sont déroulées dans de bonnes conditions.

Le programme ANALYSE.F offre le choix d'utiliser soit un filtre à moyenne ou un filtre passe-bas dont la bande passante, la bande d'arrêt et le niveau d'atténuation des ondulations peuvent être choisis par l'utilisateur. Nous recommandons après de multiples essais d'utiliser un filtre à moyenne dans le seul cas d'évaluation de la capacité calorifique. Car ce genre de filtre ne peut pas traiter la partie initiale de la courbe (voir figure? ) qui contient le demi-temps de montée  $\tau_{1/2}$  qui est le paramètre essentiel pour l'évaluation de la diffusivité thermique.

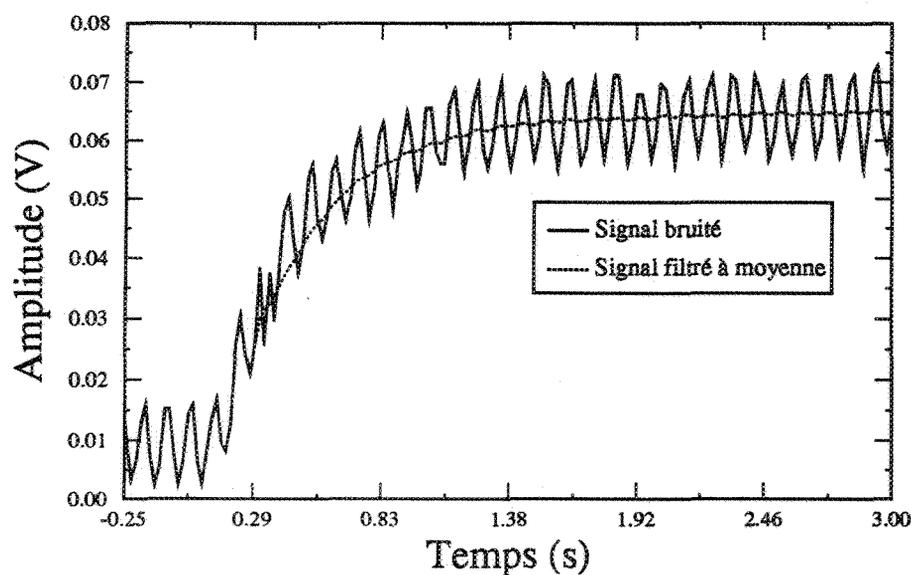


Figure 8.14. Signal filtré à moyenne

Dans de telles situations, nous utilisons un filtre passe-bas comme celui de la figure 8.16, qui offre l'avantage de filtrer la partie initiale du signal permettant ainsi d'évaluer

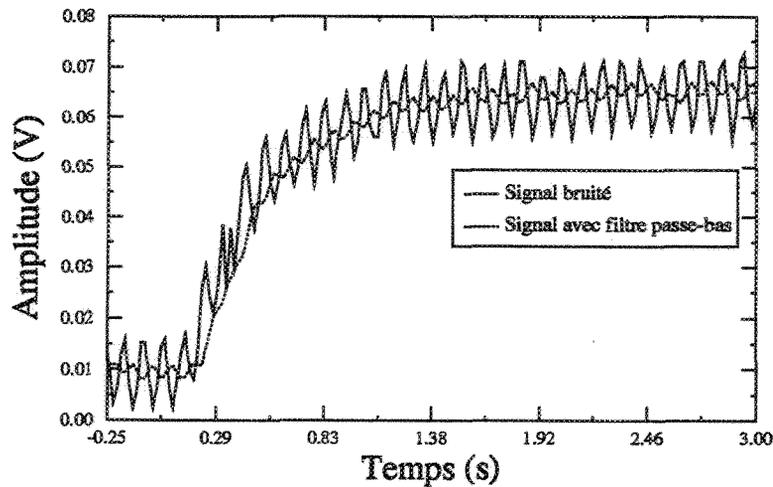


Figure 8.15. Signal avec filtre passe-bas

la diffusivité thermique du matériau testé.

Le choix des spécifications des filtres dépend de la nature de l'information que nous recherchons et de la nature du bruit que l'on veut traiter. Par essai et erreur, avec une visualisation du signal filtré comparé au signal bruité, il est possible d'arriver à des résultats très satisfaisants.

La détermination de l'instant initial de la mesure peut poser certains problèmes. Lorsque le cas se présente, nous nous référons aux travaux de Larson et Koyama.[13] qui ont fait une étude détaillée sur ce genre de problème.

### 8.7.1 Présentation des résultats

Le tableau 8.1 résume les résultats de nos expériences sur des métaux purs et un alliage.

Matériau	Température (°C)	Diffusivité (m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> )	Conductivité (Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
Fer	23	33.4	116
	225	27.3	107.7
	350	26	91.5
Cuivre	23	89.4	307
	225	64.7	241
	400	61.8	234.6
Laiton	23	35.2	114.1
	250	36.1	123
	375	35.8	122.4

Tableau 8.2 Résultats sur des échantillons de métaux et d'alliage

Le pourcentage d'erreur observé sur ces mesures atteint quelques fois 50% par rapport aux valeurs prédites par les tables de propriétés thermophysiques des matériaux [21]. Nous voyons qu'il y a encore des efforts à fournir pour améliorer la précision de la mesure. Une modification du flash permettrait d'y arriver.

Cependant nous sommes très satisfait de la répétitivité des mesures, et des résultats obtenus dans l'évaluation de la capacité volumétrique de n'importe quel matériau. L'emploi d'un échantillon de référence assure une bonne fiabilité des mesure de ce paramètre thermophysique qui dépend essentiellement de l'énergie absorbée par les spécimens testés. Au tableau 8.2 nous présentons les résultats des expériences effectuées sur la cathode de graphite. Plusieurs échantillons ont été prélevés à différents endroit du bloc hétérogène de graphite.

Type	Essai 1 Capacité calorifique ( $Jkg^{-1}K^{-1}$ )	Essai 2 Capacité calorifique ( $Jkg^{-1}K^{-1}$ )	Moyenne ( $Jkg^{-1}K^{-1}$ )	Écart maximal (%)
A2_1	763	751	762.5	1.5
A2_1	765	771		
A2_2	664	689	679.25	2.2
A2_2	685	679		
A2_3	522	525	514.75	2.47
A2_3	510	502		
A2_4	699	658	667.75	4.68
A2_4	658	656		
B4_1	693	698	701.5	2.35
B4_1	697	718		
B4_2	448	426	430.75	4.8
B4_2	439	410		
B4_3	570	627	590.25	6.2
B4_3	582	582		
B4_4	750	789	770.25	2.6
B4_4	764	778		
C9_1	606	621	607.5	2.55
C9_1	611	592		
C9_2	523	632	534.25	5.94
C9_2	516	566		
C9_3	758	747	747	1.9
C9_3	750	733	747	1.9

Tableau 8.3 Résultats sur des échantillons de carbone hétérogène amorphe (A et C) et semi graphite (B et D) (à suivre) ...

C9_4	577	595	588.5	1.95
C9_4	595	587		
D4_1	654	643	645.5	1.6
D4_1	650	635		
D4_2	582	571	562.25	3.5
D4_2	546	550		
D4_3	333	314	330.25	4.9
D4_3	332	342		
D4_4	540	605	581	7.2
D4_4	623	556		

Tableau 8.3 Résultats sur des échantillons de carbone hétérogène amorphe (A et C) et semi graphite (B et D)

## 8.8 RECOMMANDATIONS

Le développement de ce dispositif n'a pas été une tâche facile. Il a nécessité beaucoup d'efforts dans le design et dans l'usinage des différents éléments qui le composent. Les résultats réalisés sont respectables mais peuvent être améliorés. Pour cela, nous pensons qu'il serait important de modifier l'unité de flash afin de réduire la durée de son impulsion lumineuse.

La localisation de la jonction froide des thermocouples pose quelques problèmes avec certains matériaux isolants, lorsque ceux-ci sont testés avec une référence métallique plus conductrice. Une banque de matériaux de références dont les propriétés thermophysiques sont bien connues doit être constituée. Cela permettra d'éviter certains ajustements lors des expériences.

Afin de réduire la durée des expériences, il serait envisageable de placer une petite unité de chauffage autour de la jonction froide pour être capable d'équilibrer le potentiel

de référence des thermocouples voir même l'annuler. Ainsi il sera possible d'effectuer des mesures dès que la température cible est atteinte.

Le temps ne nous a pas permis d'élaborer une vaste série de mesures pour à la fois calibrer l'appareil mais aussi ajuster tous les éléments qui le composent. Ce travail devra être accompli si l'on veut exploiter tout le potentiel de cet instrument de mesure.

## CHAPITRE 9

### CONCLUSION

Au terme de ce projet de recherche, nous constatons que nous avons atteint notre objectif principal qui est le développement et l'extension de la méthode de mesure flash à de hautes températures. Le dispositif de mesure que nous avons mis au point est capable de mesurer la diffusivité thermique, la conductivité thermique ainsi que la capacité calorifique d'une grande variété de matériaux solides, homogènes ou hétérogènes, conducteurs ou isolants thermiques jusqu'à une température de 500°C.

Les mesures obtenues en température ambiante sont exemptes de pertes de chaleur et ne nécessite aucune méthode de correction, cela grâce à une excellente isolation thermique de l'enceinte de mesure.

Les opérations de mesure à hautes température durent environ une heure. Généralement, après trente minutes, la température cible est atteinte, cependant il faut attendre encore vingt minutes pour uniformiser la distribution de température dans le four. La mesure en tant que telle dure moins de dix secondes. ce qui est très rapide.

Le contrôle de la température du four se fait avec beaucoup d'aisance.

La préparation des échantillons ne comporte aucune difficulté majeure.

Le positionnement des échantillons dans leur module de support se fait avec beaucoup

de facilité, à tel point qu'il est possible de remplacer des spécimens pendant que le four est en période de chauffage sans pour autant le refroidir.

Le flash que nous avons conçu fonctionne très bien et produit un signal de sortie assez élevé. Quelques modifications mineures permettraient de réduire la durée de l'impulsion lumineuse, évitant ainsi un traitement numérique particulier des thermogrammes.

Le signal prélevé à la surface arrière des échantillons est de l'ordre du microvolt. Il est très difficile de le détecter sans collecter le bruit présent dans l'environnement immédiat du dispositif de mesure. Cependant, nous avons réussi à obtenir un rapport signal sur bruit très élevé grâce à l'application de certaines règles pratiques de réduction des interférences électromagnétiques. Le bruit généré par le tube chauffant en acier inoxydable est complètement éliminé par l'ouverture du circuit d'alimentation lors d'une mesure, c'est-à-dire quelques secondes.

Nous avons mis au point un programme de traitement numérique des données qui permet

1. d'identifier la nature du bruit collecté
2. de réduire ce bruit à l'aide plusieurs types de filtres
3. de corriger les pertes de chaleur subies par les matériaux testés.

Le traitement du signal se fait en quelques minutes et ne requiert aucune compétence particulière.

Tout au long de ce projet, nous avons réussi à limiter les coûts de développement du dispositif.

Nous avons le sentiment que les performances du dispositif actuel sont très prometteuses lorsque l'on sait que notre travail constitue la première phase de développement

d'une expertise en mesure thermophysique à haute température. L'ensemble des recommandations que nous avons formulées dans ce document peuvent servir de base solide pour une nette amélioration des résultats obtenus jusqu'ici.

## Bibliographie

- [1] C. S. Ang, H. S. Tan, and S. L. Chen. Three-layer thermal diffusivity problem applied to measurements on mercury. *J. Appl. Phys.*, 44, 1973.
- [2] M. Bellanger. *Traitement numérique du signal : théorie et pratique*. Masson, 1981.
- [3] J. A. Cape and G.W. Lehman. Temperature and finite pulse-time effect in the flash method for measuring thermal diffusivity. *J. Appl. Phys.*, 34:1909, 1963.
- [4] F. E. Chu, R. E. Taylor, and A. B. Donaldson. Diffusivity measurement at high temperature by radial flash method. *J. Appl. Phys.*, 51:pp.336–348, 1980.
- [5] F. Coulon. *Théorie et traitement des signaux*. Presses Polytechniques Romandes, 1984.
- [6] R. D. Cowan. Pulse method of measuring thermal diffusivity at high temperatures. *J. Appl. Phys.*, 34:926–927, 1968.
- [7] R.C. Dorf. *Modern control systems*. Addison Wesley, fourth edition, 1989.
- [8] E. B. Fall. *Développement d'un dispositif pour une mesure rapide des propriétés thermophysiques des alliages d'aluminium et des composites à matrice métallique*. Université du Québec à Chicoutimi, 1992.
- [9] E. H. Fall and M'nara B. *Développement d'un dispositif pour une mesure rapide des propriétés thermophysiques des alliages d'aluminium et des composites à matrice métallique*. Université du Québec à Chicoutimi, 1992.
- [10] J.H. Goncz. New developments in electronics flashtubes. *Instr. Soc. Am.*, vol 5, 1966.
- [11] L. I. Kiss, Fall B., and Charette A. and Bui R.T. Experimental study of the thermophysical properties of solids. *Proceedings of International Symposium on Development and Application of Ceramics, CIM*, pages 143–154, 1993.

- [12] L. M. Clark and Taylor R. E. Radiation loss in the flash method for thermal diffusivity. *J. Appl. Phys.*, 46, 1975.
- [13] K. B. Larson and Koyama K. Measurement by the flash method of thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity in two-layer composite samples. *J. Appl. Phys.*, 39, 1968.
- [14] H. J. Lee and Taylor R. E. Thermal diffusivity of dispersed composites. *J. Appl. Phys.*, 47, 1976.
- [15] J. A. Mackay and Schriempf J. T. Corrections for nonuniform surface heating errors in flash-method thermal diffusivity measurements. *J. Appl. Phys.*, 47, 1976.
- [16] K. D. Maglic, Cezairliyan A., and Peltsky V.E. *Compendium of thermophysical property measurement methods*, volume Vol 1. Plenum Press, 1984.
- [17] J. P. Markiewicz and Emmet J.L. Design of flashlamp driving circuits. *IEEE J. Quant. Elect.*, pages pp. 707-711, 1966.
- [18] W. J. Parker, Jenkins R. J., Butler C.P., and Abbott G. L. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity. *Journal of Applied Physics*, 1961.
- [19] B. Pincinbono. *Théorie des signaux et des systèmes avec problèmes résolus*. Dunod, 1989.
- [20] R. E. Taylor. Critical evaluation of flash method for measuring thermal diffusivity. *Rev. Int. Hautes Temp. Refract.*, 12, 1975.
- [21] Y. S. Touloukian, Powell R.W., C.Y. Ho, and Klemens P.G. *Thermal conductivity of metallic elements and alloys*. IFI Plenum Data Corporation, 1970.

## Appendice A

### CALCUL DES RÉSISTANCES ÉQUIVALENTES

Dans l'analogie électrique que nous avons effectuée,  $R_0, R_{12}, R_{13}, R_{23}$  étaient considérées comme des résistances équivalentes qui tiennent compte des différents modes de transmission de la chaleur qui existent entre deux masses données

#### A.1 Évaluation de $R_0$

$R_0$  symbolise la résistance thermique qui intervient dans les pertes de chaleur de l'enceinte protectrice en direction de l'environnement extérieur à la chambre chauffante. Ces pertes se font par conduction, par convection et par rayonnement. Voici l'analogie électrique

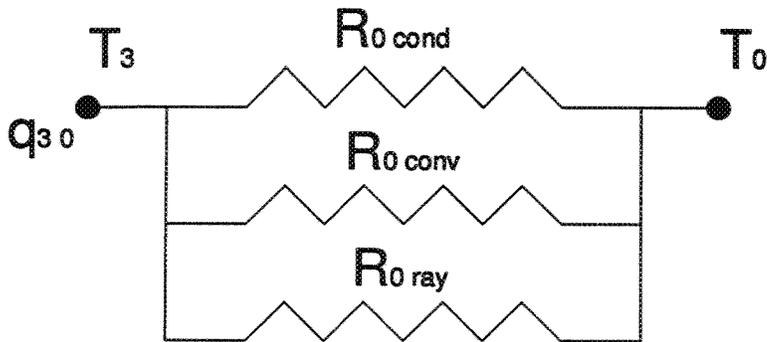


Figure A.1. Analogie électrique pour  $R_0$

$R_0$  est donnée par les relations suivantes

$$R_0 = R_{0cond} + \frac{1}{\frac{1}{R_{0conv}} + \frac{1}{R_{0ray}}} \quad (1)$$

$$\text{Ainsi } R_0 = \frac{1}{2\pi L_p} \left[ \frac{\ln\left(\frac{R_{p2}}{R_{p1}}\right)}{k} + \frac{1}{R_{p0}(h_{conv30} + h_{ray30})} \right] \quad (2)$$

$L_p$  : épaisseur de l'enceinte de protection

$k$  : conductivité thermique de l'enceinte de protection

$R_{po}$  : rayon extérieur de l'enceinte de protection

$R_{pi}$  : rayon intérieur de l'enceinte de protection

$h_{conv30}$  : coefficient de convection

$h_{ray30}$  : coefficient de rayonnement

## A.2 Évaluation de $R_{12}$

La figure A.2 montre la disposition des masses  $m_1$  et  $m_2$

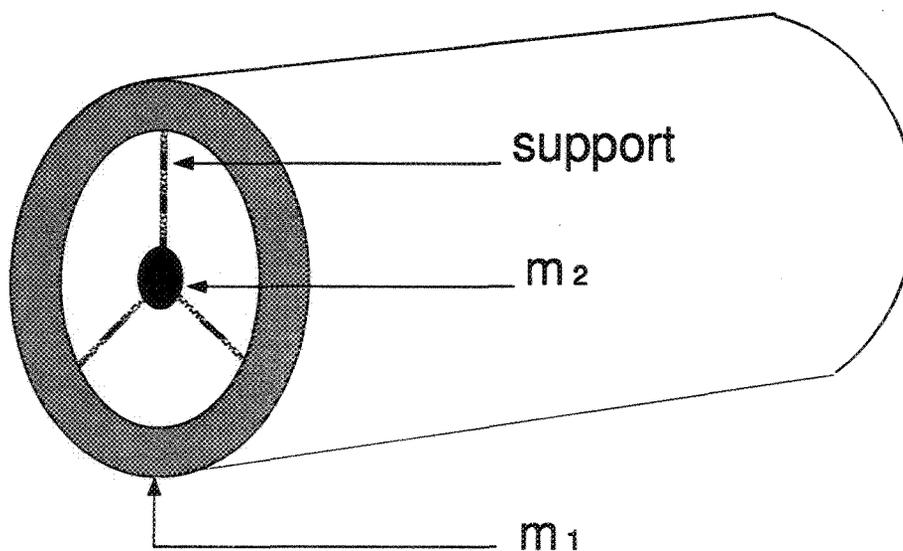


Figure A.2. Disposition des masses  $m_1$  et  $m_2$

L'analogie électrique est la suivante:

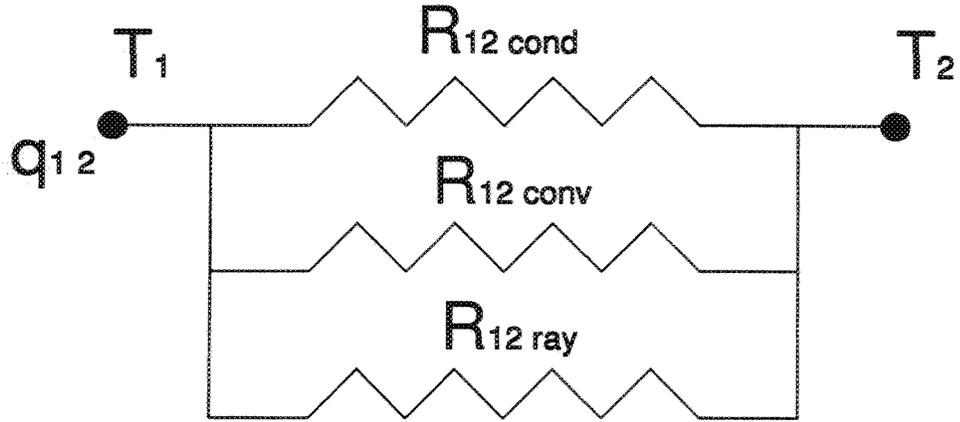


Figure A.3. Analogie électrique pour  $R_{12}$

Avec

$$R_{12cond} = \frac{L_s}{A_s k_s} \quad R_{12conv} = \frac{1}{A_g h_{conv12}} \quad R_{12ray} = \frac{1}{A_g h_{ray12}} \quad (3)$$

Donc  $R_{12}$  est égal à

$$R_{12} = \frac{1}{\frac{A_s k}{L_s} + A_{gi}(h_{conv12} + h_{ray12})} \quad (4)$$

notons que :

$A_s$  : aire d'un support

$L_s$  : longueur équivalente des supports

$A_{gi}$  : surface intérieure du graphite

### A.3 Évaluation de $R_{13}$ et $R_{23}$

Entre  $m_1$  et  $m_3$ , l'échange de chaleur se fait par rayonnement et par convection. Ceci entraîne que  $R_{13}$  est égale à :

$$R_{13} = \frac{1}{A_{go}(h_{conv13} + h_{ray13})} \quad (5)$$

$A_{go}$  est la surface extérieure du cylindre de graphite.

Le même phénomène s'observe entre  $m_2$  et  $m_3$ , ce qui donne :

$$R_{23} = \frac{1}{A_e(h_{conv23} + h_{ray23})} \quad (6)$$

#### A.4 Estimation des coefficients de rayonnement $h_{ray_{01}}$ , $h_{ray_{12}}$ , $h_{ray_{13}}$ et $h_{ray_{23}}$

Pour calculer les résistances équivalentes, nous avons besoin de connaître les coefficients de rayonnement du système. Notre calcul se basera sur les hypothèses suivantes: soient deux corps A et B aux températures respectives de  $T_A$  et  $T_B$ , l'échange de chaleur par rayonnement est égal à :

$$q_{ray_{AB}} = A_{AB} \times h_{ray_{AB}}(T_A - T_B) \quad (7)$$

Cette équation peut s'écrire autrement,

$$\begin{aligned} q_{ray_{AB}} &= \sigma A_A F_{AB} (T_A^4 - T_B^4) \\ &= \sigma A_A F_{AB} (T_A^2 + T_B^2)(T_A^2 - T_B^2) \\ &= A_A \times [\sigma F_{AB} (T_A^2 + T_B^2)(T_A + T_B)](T_A - T_B) \end{aligned} \quad (8)$$

donc

$$h_{ray_{AB}} = \sigma F_{AB} (T_A^2 + T_B^2)(T_A + T_B) \quad (9)$$

Avec

$\sigma$  : constante de Stefan Boltzmann

$F_{AB}$  : facteur de forme entre les surfaces A et B

Cette méthode de calcul est en réalité une estimation car, à priori, nous ne connaissons pas les températures des deux corps. Dans notre projet, l'objectif est de partir de  $T_1$  pour trouver les autres températures inconnues, ainsi que la puissance injectée au système. Mais la résolution de ce problème passe par la connaissance préalable des résistances équivalentes qui englobent en fait des paramètres dépendants des températures des masses  $m_1, m_2$  et  $m_3$ . Pour rompre ce cercle vicieux, il faut procéder par essai et erreur. Voici l'algorithme à suivre:

1. estimer  $T_2$  et  $T_3$  à partir de  $T_1$  déjà fixé
2. calculer les  $h_{\text{ray}}$  correspondants
3. calculer les résistances équivalentes
4. résoudre le système d'équations
5. comparer les températures trouvées aux températures estimées
6. répéter le cycle jusqu'à égalité des températures estimées et calculées

Le calcul des facteurs de forme utilisés dans l'estimation des coefficients de rayonnement est présenté en appendice B

# Appendice B

## CALCUL DES FACTEURS DE FORME

La chambre chauffante se présente sous la forme suivante :

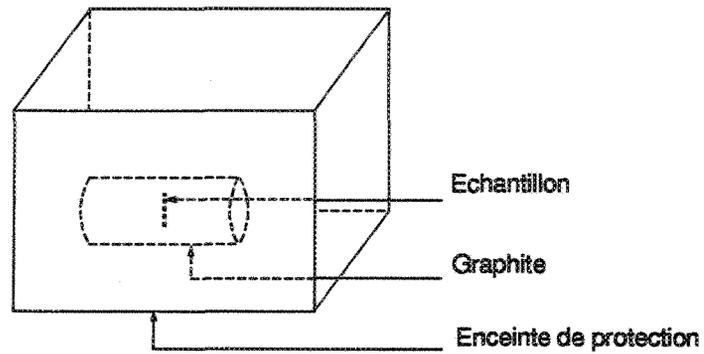


Figure B.1. Enceinte chauffante

Afin de faciliter les calculs, l'ensemble du système est discrétisé en six surfaces distinctes.

Voir Figure 2.2 ci-dessous.

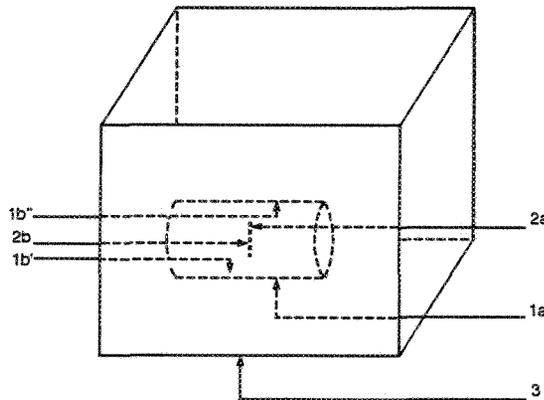


Figure B.2. Surfaces discrétisées

$$A_{1a} = A_{1a} F_{1a,3} \quad (1)$$

$$A_{2a} = A_{2a}F_{2a.1b''} + A_{2a}F_{2a.3} \quad (2)$$

$$A_{1b'} = A_{1b'}F_{1b'.1b'} + A_{1b'}F_{1b'.1b''} + A_{1b'}F_{1b'.2ab} + A_{1b'}F_{1b'.3} \quad (3)$$

$$A_3 = A_3F_{3.3} + A_{1a} + 2A_3F_{3.1b'} + 2A_3F_{3.2a} \quad (4)$$

D'après la structure présentée à la figure B.3 suivante, nous obtenons :

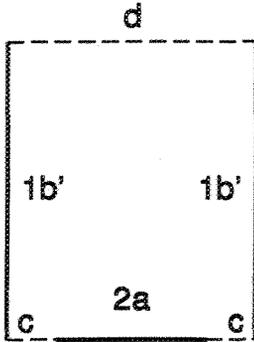


Figure B.3. Surfaces discrétisées pour le calcul des facteurs de forme X et Y

$$A_d = A_dF_{d.1b'} + A_dF_{d.c} + A_dF_{d.2a} + A_dF_{d.d}$$

Posons :  $A_dF_{d.2a} = X$  et  $A_dF_{d.2a+c} = Y$

On a alors :

$$A_dF_{d.c} = Y - X \text{ et } A_dF_{d.1b'} = A_d - Y$$

$$A_{1b'}F_{1b'.3} = A_d - Y \quad (5)$$

$$A_{2a} = A_{2a}F_{2a.d} + A_{2a}F_{2a.1b'} + A_{2a}F_{2a.c} + A_{2a}F_{2a.2a} = X + A_{2a}F_{2a.1b'}$$

nous obtenons

$$A_{2a}F_{2a.1b'} = A_{2a} - X \quad (6)$$

Posons les équations pour la surface C

$$A_c = A_c F_{c.1b'} + A_c F_{c.d} \text{ donc}$$

$$A_c F_{c.1b'} = A_c - A_c F_{c.d} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} A_{1b'} F_{1b'.c} &= A_c - A_d F_{d.c} \\ &= A_d - A_{2a} - Y + X \end{aligned}$$

$$A_{1b'} F_{1b'.1b''} = A_d - A_{2a} - y + X \quad (8)$$

$$\begin{aligned} A_{1b'} F_{1b'.1b''} &= A_{1b'} - A_{1b'} F_{1b'.1b'} - A_{1b'} F_{1b'.2a} - A_{1b'} F_{1b'.3} \\ &= A_{1b'} - A_d + A_{2a} - X + Y - A_{2a} + X - A_d + Y \\ &= A_{1b'} - 2A_d + 2Y \end{aligned} \quad (9)$$

Avec l'équation 4 nous avons

$$\begin{aligned} A_3 F_{3.2a} &= X \text{ et } A_3 F_{3.1b'} = A_d - Y \\ A_3 F_{3.3} &= A_3 - A_{1a} - 2(A_d - Y) - 2Y \\ &= A_3 - A_{1a} - 2A_d + 2(Y - X) \end{aligned} \quad (10)$$

Nous avons pu exprimer tous les facteurs de forme en fonction de surfaces connues et de deux valeurs inconnues X et Y que nous allons évaluer maintenant.

$$X = A_{2a} F_{2a.d} \quad (11)$$

$$F_{2a.d} = \frac{1 + B^2 + C^2 - \sqrt{(1 + B^2 + C^2)^2 - 4B^2C^2}}{2B^2} \quad (12)$$

$$\text{Avec } B = \frac{R_e}{L_g} \text{ et } C = \frac{R_g}{L_g}$$

$$Y = A_d F_{d.2a+c} \quad (13)$$

$$F_{d.2a+c} = \frac{1 + 2B^2 - \sqrt{1 + 4B^2}}{2B^2} \quad (14)$$

Finalemment nous trouvons les facteurs de forme que nous recherchions.

$$\begin{aligned} A_1 F_{1.2} &= 2(A_{2a} - X) \\ &= 2\left(\frac{\pi D_e^2}{4} - X\right) \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} A_1 F_{1.3} &= A_{1a} + A_d - Y \\ &= \pi\left(D_{gi} \times L_g + \frac{D_e^2}{4} - Y\right) \end{aligned} \quad (16)$$

$$A_2 F_{2.3} = 2X \quad (17)$$

## Appendice C FICHE DE MESURE

FICHE DE MESURE N°		
DATE		HEURE
<b>I PROPRIÉTÉS PHYSIQUES</b>		
	MATERIAU TESTE	REFERENCE
NOM		
CODE		
EPAISSEUR(m)		
DIAMÈTRE(m)		
DENSITÉ(kg/m <sup>3</sup> )		
CAPACITE CAL		
CONDUCTIVITE(W/mK)		
DIFFUSIVITE(m/s <sup>2</sup> )		
MASSE (kg)		
<b>II PARAMETRES THERMIQUES</b>		
TEMPERATURE	$\Delta V$ JCT(mV)	$\tau_{four}$ (C/s)
<b>III DONNÉES INFORMATIQUES</b>		
COURBE MEMOIRE		
NOM DE FICHIER		
REMARQUES :		

# Appendice D PROGRAMME DE TRANSFERT DES MESURES DE L'OSCILLOSCOPE : TRANSFERT.BAS

```
10 OPEN "COM1:1200,N,8,1,CS,DS" FOR RANDOM AS #1: 'OPEN COM2
```

```
20 'PRESENTATION DU CHOIX DES COURBES
```

```
30 PRINT
```

```
40 PRINT " FAITES VOTRE CHOIX SUR L'UNE DES COURBES SUIVANTES "
```

```
50 PRINT
```

```
60 PRINT " CA CANAL A"
```

```
61 PRINT " CB CANAL B"
```

```
62 PRINT " CAB CANAL AB"
```

```
63 PRINT " T1 TEMP 1"
```

```
64 PRINT " T2 TEMP 2"
```

```
65 PRINT " T3 TEMP 3"
```

```
66 PRINT " M4 MEMORY 4"
```

```
67 PRINT " M5 MEMORY 5"
```

```
68 PRINT " M6 MEMORY 6"

69 PRINT " M7 MEMORY 7"

70 PRINT " M8 MEMORY 8"

71 PRINT " FIN FIN DE TRAVAIL"

80 INPUT CH$

90 IF CH$ = "CA" THEN COURB% = 101

91 IF CH$ = "CB" THEN COURB% = 102

92 IF CH$ = "CAB" THEN COURB% = 103

93 IF CH$ = "T1" THEN COURB% = 104

94 IF CH$ = "T2" THEN COURB% = 105

95 IF CH$ = "T3" THEN COURB% = 106

96 IF CH$ = "M4" THEN COURB% = 107

97 IF CH$ = "M5" THEN COURB% = 108

98 IF CH$ = "M7" THEN COURB% = 109

99 IF CH$ = "M7" THEN COURB% = 110

100 IF CH$ = "M8" THEN COURB% = 111
```

```

101 IF CH$ = "FIN" THEN END

105 DIM ONDE%(512)

110 PRINT #1, "QW"; COURB%: 'ACQUISITION DE LA COURBE SELECTIONNEE

120 INPUT #1, ACK:

130 IF ACK <> 0 THEN GOSUB 1000: 'TRAITEMENT DE L'ERREUR

140 INPUT #1, NAM$: 'ATTEND LE NOM DE LA FORME D'ONDE

141 INPUT #1, YUM$: 'ENTREE DE L'UNITE Y

142 INPUT #1, XUM$: 'ENTREE DE L'UNITE X

150 FOR I = 1 TO 4

160 INPUT #1, ADM(I): 'LECTURE DE 4 VALEURS FLOTTANTES

170 NEXT I: 'UNITE Y ...DELTA X

180 INPUT #1, RESOL: 'LECTURE RESOLUTION Y

190 INPUT #1, N: 'LECTURE DU NOMBRE D'ECHANTILLONS

200 SC% = 0

210 FOR I = 1 TO N

220 ONDE%(I) = ASC(INPUT$(1, #1)): 'LECTURE DE TOUS LES ECHANTILLONS

```

```
230 SC% = (SC% + ONDE%(I)) AND 255: 'CALCUL DU CONTROLE DE TOTAL

240 NEXT I

250 ISC% = ASC(INPUT$(1, #1)): 'LECTURE DU CONTROLE DE TOTAL DE L'APPAREIL

260 IF ISC% <> SC% THEN PRINT : 'ERREUR SURLE CONTROLE DE TOTAL

270 'OUVERTURE D'UN FICHIER POUR CONSERVER LES DONNEES DE LA COURBE CHOISIE

271 PRINT " STOCKAGE DES DONNEES DE LA COURBE CHOISIE DANS UN FICHIER"

272 PRINT

273 INPUT "DONNER LE NOM DU FICHIER"; NOMF$

274 OPEN "O", #2, NOMF$

275 FOR I = 1 TO N

276 PRINT #2, ONDE%(I)

277 NEXT I

278 CLOSE #2

980 CLOSE #1

981 FOR I = 1 TO 512

982 PRINT WAVE%(I)
```

983 NEXT I

990 END

1000 '- HANDLE ERROR

1001 IF (ACK < 1) OR (ACK > 4) GOTO 1050

1005 ON ACK GOTO 1010, 1020, 1030, 1040: 'INPUT SYNC REPLY

1010 PRINT "ERREUR DE SYNTAXE": GOTO 1090

1020 PRINT "EXECUTION ERROR": GOTO 1090

1030 PRINT "SYNCHRONIZATION ERROR": GOTO 1090

1040 PRINT "COMMUNICATION ERROR": GOTO 1090

1050 PRINT "UNKNOWN ERROR"

1090 RETURN

## Appendice E PROGRAMME DE CONVERSION DES FICHIERS .TSF EN .SCP : COURBSCOP.F

```
c
c
c Programmeur: El Hadji Babacar Fall
c Date: Mars 1995
c
c
c
c Ce programme convertit les donnees obtenues avec l'oscillo
c en fichier pret a etre utilise dans um module graphique
```

```
PROGRAM courbscope
```

```
INTEGER DIMMAX
PARAMETER ( dimmax = 1024 )
CHARACTER*50 FILE_IN,FILE_OUT
INTEGER I,N
REAL*4 ADM(4),RESOL,ONDE(DIMMAX),X(DIMMAX),Y(DIMMAX)

WRITE(6,*)'DONNER LE NOM DU FICHER QUE VOUS VOULEZ CONVERTIR'
READ(5,*) FILE_IN
```

```

OPEN (UNIT=1, FILE=FILE_IN , STATUS='UNKNOWN')
DO I=1,4
  READ(1,*) ADM(I)
END DO
READ(1,*)RESOL
READ(1,*)N
WRITE(6,*) ADM(1),ADM(2),ADM(3),ADM(4),RESOL,N
I=1
10 READ(1,*,ERR=20) ONDE(I)
I=I+1
GOTO 10
20 I=I-1
I=N
WRITE (*,*)I, ' DONNEES ONT ETE LUES'

CLOSE (UNIT=1)

YZERO=ADM(1)
XZERO=ADM(2)
YDELTA=ADM(3)
XDELTA=ADM(4)
DO I=1, N
  Y(I)=((ONDE(I)-128)*YDELTA)-YZERO
  X(I)=((I-1)*XDELTA)+XZERO
END DO

WRITE(6,*)'DONNER LE NOM DU FICHER DES DONNEES CONVERTIES'
READ(5,*) FILE_OUT

OPEN (UNIT=2, FILE=FILE_OUT , STATUS='UNKNOWN')

```

```
DO I=1,N  
  WRITE(2,*) X(I),Y(I)  
END DO  
CLOSE(UNIT=2)  
  
END
```

# Appendice F PROGRAMME PRINCIPAL DE TRAITEMENT DES DONNÉES: ANALYSE.F

C

C ANALYSE.F

C

C

C PROGRAMMEUR: EL HADJI BABACAR FALL

C DATE: AVRIL 1995

C

C

C CE PROGRAMME CALCULE ET TRAITE LES DONNEES OBTENUES LORS DES  
MESURES

C IL PERMET EGALEMENT DE SPECIFIER LA NATURE DU BRUIT INCLUS DANS  
LES

C MESURES

C LES DIFFERENTES TACHES SPECIFIQUES EXECUTEES PAR LE PROGRAMME  
SONT :

C A) SAISIE DES PARAMETRES SPECIFIQUES RELIES AUX MATERIAUX TESTES

C B) LECTURE DES DONNEES MESUREES

C C) ANALYSE DES DONNEES : FOURIER ET AUTRES

C D) FILTRE DES DONNEES

C E) EVALUATION DES PERTES DE CHALEUR

C F) CORRECTION DES RESULTATS

C G) TABLEAU GENERAL DE PRESENTATION DES RESULTATS

PROGRAM ANALYSE

INTEGER DIMMAX, FOURMAX, M, K, NFOUR

```

PARAMETER ( DIMMAX = 1025 )
PARAMETER (FOURMAX=1025)
PARAMETER (M =128)

CHARACTER*50 NAME
CHARACTER*50 EPAIS,DIAM,DENS,T12,DIFFUSI,CAPACI
CHARACTER*50 CONDOC,DIFFCOR
INTEGER I , N,IMAX,NORMDATA1,J,N,ENTREE,IPIC1
INTEGER G1,G2,G3,G4,FOUT1,FFOUT1,FFOUT2,PFOUT1
INTEGER TFM,OFM,IFILTMIN1,NNORM,NORMDATA2,IZERO
INTEGER IFILTMIN2,IFILTMAX2,IFILTMAX1,IFILM
INTEGER ANB,BFOUT,FICHB,FORTBRUIT,SIGNAL,CHOIPIC
INTEGER NFILT,LGRID,IPIC2
REAL*4 AIREREF,AIRETST,PI,TAILLEFIR
REAL*4 YFILT1 (DIMMAX),YFILT2 (DIMMAX),XFOUR1 (FOURMAX)
REAL*4 YFILTMAX1,YFILTMAX2,YFILTMIN1,YFILTMIN2,DMAX2
REAL*4 DIAM1,DIAM2,DENS1,DENS2,DIF1,DIF2,RHOCETST,DMAX1
REAL*4 DIFCOR1,DIFCOR2,CAP1,CAP2,COND1,COND2,YNORM2 (DIMMAX)
REAL*4 CHFILT,YNORM1 (DIMMAX),YPUIS1 (M),YPUIS2 (M),PIC1,PIC2
REAL*4 YMP1 (DIMMAX),YMP2 (DIMMAX),XFOUR2 (FOURMAX)
REAL*4 PAIR,XPFR1 (FOURMAX),XPFR2 (FOURMAX),FILT2 (DIMMAX)
REAL*4 X (DIMMAX),Y1 (2,DIMMAX),Y2 (2,DIMMAX),TIMEBASE
REAL*4 YXPREF (DIMMAX),YXPTST (DIMMAX),SOM2,YP2 (2,DIMMAX)
REAL*4 AREF,BREF,SIG1,SIGB1,CHI21,Q1,YP1 (2,DIMMAX)
REAL*4 ATST,BTST,SIGA2,SIGB2,CHI22,Q2,XNORMREF (DIMMAX)
REAL*4 FS,YPP2 (2,DIMMAX),XBRUIT (DIMMAX),XNORMTST (DIMMAX)
REAL*4 FLNY1 (DIMMAX),FX1 (DIMMAX),BRUIT (2,DIMMAX),DENSALC
REAL*4 EPAIS1,FR1,BIF01,DEMITEMPS1,FX2 (DIMMAX),FLNY2 (DIMMAX)
REAL*4 EPAIS1,FR2,BIF02,DEMITEMPS2,FILT1 (DIMMAX)
REAL*4 BUF (FOURMAX,21),LNY2 (DIMMAX),YMOY2 (DIMMAX)
REAL*4 YFOUR1 (FOURMAX),YFOUR2 (FOURMAX),YMOY1 (DIMMAX)
REAL*4 LNY1 (DIMMAX),GRAPHE (1024,10),RGRAPHE (1024,10)

```

```
REAL*4 AMP2, XBFOUR (FOURMAX), BFOUR (FOURMAX), CEALCAN, COIN1
REAL*4 TFX1, TFX2, WTX1, WTX2, CF (M), ACF (M), COIN2
```

```
PI= 3.141592654
```

```
OPEN (1, FILE = 'OUT-TEMPLE', STATUS = 'UNKNOWN')
WRITE (1, *) '#HEADINGS: "X" "Y1" "Y2" "F1" "AF1"
& "F2" "AF2" "F1F" "F1AF" "YFOUR1" "YFOUR2"
& "YMOY1" "Y2M" "Y1MN" "Y2MN"
& "LNY1" "LNY2" "EXP1" EXP2" '
```

```
K=8
```

```
*****
```

```
*
```

```
* SAISIE DES DONNEES SPECIFIQUES AU PROBLEME
```

```
*
```

```
*****
```

```
C WRITE (*, ' (A, $) ') ' SI VOUS TRAITER UN SIGNAL TAPEZ 1 '
```

```
C READ (*, *) SIGNAL
```

```
SIGNAL=1
```

```
IF (SIGNAL.NE.1) GOTO 30
```

```
C 10 WRITE (6, *) ' SI VOUS AVEZ DEJA ENTRE LES CONDITIONS INITIALES'
```

```
C WRITE (6, *) ' DANS LE FICHIER CONDITION.DAT ALORS TAPEZ 1 !'
```

```
C WRITE (6, *) ' SINON ELLES SERONT INTRODUITES MANUELLEMENT. '
```

```
C READ (5, *) ENTREE
```

```
10 ENTREE=1
```

```
IF (ENTREE.EQ.1) GOTO 25
```

```
WRITE (*, ' (A, $) ') ' ENTRER L EPAISSEUR DE LA REFEREFNCE EN MM! '
```

```
READ (*, *) EPAIS1
```

```
WRITE (6, *) ' ENTRER L EPAISSEUR DE L ECHANTILLON TESTE EN MM!
```

```

READ(5,*) EPAIS2
WRITE(*, '(A,$)') 'ENTRER LE DIAMETRE DE LA REFERENCE EN MM!'
READ(*,*) DIAM1
WRITE(6,*) 'ENTRER LE DIAMETRE DE L ECHANTILLON TESTE EN MM?'
READ(5,*) DIAM2
WRITE(6,*) 'QUELLE EST LA DENSITE DE LA REFERENCE (KG/M3)'
READ(5,*) DENS1
WRITE(6,*) 'QUELLE EST LA CAPACITE CALORIFIQUE DE LA REFERENCE
(KG/M3)'
READ(5,*) CAP1
20 GOTO 30
C WRITE(*, '(A,$)') 'ENTRER LE PAS DE TEMPS EN MILLISECONDE ? '
C READ(*,*) TIMEBASE
C FS=1000./TIMEBASE
25 OPEN (UNIT=77, FILE='CONDITION.DAT')
READ(77,*) EPAIS1,EPAIS2,DIAM1,DIAM2,DENS1,CAP1
WRITE(6,*) 'VAL. LUES',EPAIS1,EPAIS2,DIAM1,DIAM2,DENS1,CAP1
CLOSE(UNIT=77)
30 WRITE(*, '(A,$)') 'ENTRER LE NOM DU FICHIER DE MESURE ? '
READ(*,*) NAME

```

\*\*\*\*\*

\*

\* LECTURE DU BRUIT

\*

\*\*\*\*\*

IF (SIGNAL.EQ.1) GOTO 80

```

C
C LECTURE DU FICHER DE BRUIT
C
      OPEN( UNIT = 10 , FILE = NAME, ERR=30 )

C          DO I = 1 , 6
C      READ(10,*) LINE
C      END DO
      N = 1
50      READ(10,*,ERR=60) BRUIT(1,N)
          BRUIT(2,N) = 0.0000000
          XBRUIT(N) = (N-1) * TIMEBASE
      N = N + 1
      GOTO 50

60      N = N - 1
          WRITE(*,*) N , ' DONNEES DE BRUIT ONT ETE TROUVEES !!'

      CLOSE( UNIT = 10 )

      DO I = 1 , N
          WRITE(21,*) XBRUIT(I) , BRUIT(1,I)
      END DO

      DO I = 1 , N
          BUF(I,1) = XBRUIT(I)
          BUF(I,2) = BRUIT(1,I)
      END DO

```

\*\*\*\*\*

\*

\* ANALYSE DE FOURIER DU BRUIT

\*

\*\*\*\*\*

WRITE(\*,\*) '-----'

WRITE(\*,\*) ' PADDING AVEC LA DERNIERE VALEUR ...'

DO I = 1024 , N , -1

BRUIT(1,I) = BRUIT(1,N)

BRUIT(2,N) = 0.0000000

XBRUIT(I) = (N-1) \* TIMEBASE

END DO

CALL FOUR1(BRUIT,DIMMAX,1)

C ECRITURE DU SPECTRE DE FREQUENCE DU BRUIT DANS FORT.22

BFOUT=22

CALL FOURTYP(BFOUT,BRUIT,DIMMAX,TIMEBASE,XBFOUR,BFOUR)

\*\*\*\*\*

\*

\* VISUALISATION

DES DONNEES

\*

\*\*\*\*\*

WRITE(6,\*) 'VOULEZ VOUS TRAITER DES DONNEES SUPPLEMENTAIRES?'

WRITE(6,\*)

WRITE(6,\*) 'SI OUI TAPEZ 1'

```

READ(5,*) SIGNAL
IF (SIGNAL.EQ.1) GOTO 10
GOTO 1000

80   OPEN( UNIT = 11 , FILE = NAME , ERR= 30 )

C     DO I = 1 , 6
C         READ(11,*) LINE
C     END DO

N = 1

90   READ(11,*,ERR=100) X(N),Y1(1,N) , Y2(1,N)
      YP1(1,N)=Y1(1,N)
      YP2(1,N)=Y2(1,N)
      YPP2(1,N)=Y2(1,N)
      Y1(2,N) = 0.0000000
      YP1(2,N) = 0.0000000
      Y2(2,N) = 0.0000000
      YP2(2,N) = 0.0000000
      YPP2(2,N) = 0.0000000

C     X(N) = (N-1) * TIMEBASE
      N = N + 1
      GOTO 90

100   N = N - 1

      CLOSE( UNIT = 11 )
      FS=ABS(1./(X(1)-X(2)))
      TIMEBASE=1./FS
      IF (N.GT.512) THEN
          NFOUR=1024
      ELSE
          NFOUR=512

```

```

END IF

DO I=1,NFOUR
  IF(X(I).EQ.0) THEN
    IZERO=I
  END IF
END DO

WRITE(6,*)' IZERO,X(IZERO)', IZERO,X(IZERO)

C
C   ELIMINATION DES PICS ELECTROMAGNETIQUES
C

PIC1=-12E+10
DO I=IZERO, IZERO+20
  IF (Y1(1, I).GT.PIC1) THEN
    PIC1=Y1(1, I)
    IPIC1=I
  END IF
END DO

PIC2=-12E+10
DO I=IZERO, IZERO+20
  IF (Y2(1, I).GT.PIC2) THEN
    PIC2=Y2(1, I)
    IPIC2=I
  END IF
END DO

WRITE(6,*) 'VOULEZ SUPPRIMER UN PIC? SI OUI TAPEZ 1'
READ(5,*) CHOIPIC
IF(CHOIPIC.EQ.1) THEN
Y1(1, IPIC1)=Y1(1, IPIC1-2)
YP1(1, IPIC1)=Y1(1, IPIC1-2)
Y2(1, IPIC2)=Y2(1, IPIC2-2)
YP2(1, IPIC2)=Y2(1, IPIC2-2)

```

```

END IF
DO I = 1 , N
    WRITE(24,*) X(I) , Y1(1,I) , Y2(1,I)
    WRITE(25,*) X(I) , Y1(1,I)
    WRITE(26,*) X(I) , Y2(1,I)
    RGRAPHE(I,1)=X(I)
    RGRAPHE(I,2)=Y1(1,I)
    GRAPHE(I,1)=X(I)
    GRAPHE(I,2)=Y2(1,I)
END DO

```

```

DO I = 1 , N
    BUF(I,6) = X(I)
    BUF(I,7) = Y1(1,I)
    BUF(I,8) = Y2(1,I)
END DO

```

\*\*\*\*\*

\*

\* ANALYSE DE FOURIER DES DONNES BRUTES

\*

\*\*\*\*\*

```

IF(N.EQ.NFOUR) GOTO 250
DO I = NFOUR , N , -1
    Y1(1,I) = Y1(1,N)
    YP1(1,I)=Y1(1,N)
    Y2(1,I) = Y2(1,N)
    YP2(1,I) = Y2(1,N)

```

```

      YPP2(1,I) = Y2(1,N)
            Y1(2,N) = 0.0000000
      YP1(2,N) = 0.0000000
            Y2(2,N) = 0.0000000
      YP2(2,N) = 0.0000000
      YPP2(2,N) = 0.0000000
C          X(I)   = (N-1) * TIMEBASE
      END DO
250 CALL FOUR1(Y1,NFOUR,1)
      CALL FOUR1(YP2,NFOUR,1)
C ECRITURE DU SPECTRE DE FREQUENCE DANS FORT.27 (REF) ET FORT.28 (TEST)
      FFOUT1=27
      FFOUT2=28
      CALL FOURTYP(FFOUT1,Y1,NFOUR,TIMEBASE,XFOUR1,YFOUR1)
      CALL FOURTYP(FFOUT2,YP2,NFOUR,TIMEBASE,XFOUR2,YFOUR2)
      DO I=1,FOURMAX
            BUF(I,9)=XFOUR1(I)
            BUF(I,10)=YFOUR1(I)
            BUF(I,11)=XFOUR2(I)
            BUF(I,12)=YFOUR2(I)
            RGRAPHE(I,3)=XFOUR1(I)
            RGRAPHE(I,4)=YFOUR1(I)
            GRAPHE(I,3)=XFOUR2(I)
            GRAPHE(I,4)=YFOUR2(I)
      END DO

```

\*\*\*\*\*

\*

\*

SPECTRE DE

PUISSANCE DES DONNEES

\*

\*\*\*\*\*

DO I=1,NFOUR

WRITE(95,\*) YP1(1,I)

END DO

CALL PWSP(NFOUR,FS,XPFR1,YPUIS1)

DO I=1,M/2

WRITE(29,\*)XPFR1(I),YPUIS1(I)

BUF(I,12)=YPUIS1(I)

RGRAPHE(I,5)=XPFR1(I)

RGRAPHE(I,6)=YPUIS1(I)

END DO

REWIND(95)

DO I=1,NFOUR

WRITE(95,\*) YPP2(1,I)

END DO

CALL PWSP(NFOUR,FS,XPFR2,YPUIS2)

DO I=1,M/2

WRITE(30,\*)XPFR2(I),YPUIS2(I)

BUF(I,13)=YPUIS2(I)

GRAPHE(I,5)=XPFR2(I)

GRAPHE(I,6)=YPUIS2(I)

END DO

NPUIS=M/2

OPEN(UNIT=2, FILE='GRAPHEREF', STATUS='UNKNOWN', ERR=830)

WRITE(2,\*)DIMMAX

WRITE(2,\*)N,NFOUR,NPUIS,NPUIS,NPUIS

WRITE(2,'(10F12.6)') ((RGRAPHE(I,J), J = 1,10), I = 1,NFOUR)

CLOSE (UNIT=2)

OPEN(UNIT=3, FILE='GRAPHEECH', STATUS='UNKNOWN', ERR=830)

WRITE(3,\*)DIMMAX

WRITE(3,\*)N,NFOUR,NPUIS,NPUIS,NPUIS



\*\*\*\*\*

\*

\*           FILTRAGE   DES   DONNEES

\*

\*\*\*\*\*

120 WRITE(\*,\*) ' SI VOUS VOULEZ FAIRE UN FILTRAGE '

WRITE(\*,\*)

WRITE(\*,\*) '   TAPEZ 1 POUR FILTRE A MOYENNE '

WRITE(\*,\*)

WRITE(\*,\*) '   TAPEZ 2 POUR FILTRE MP '

READ(5,\*) CHFILT

IF (CHFILT.EQ.1) GO TO 400

GO TO 500

\*\*\*\*\*

\*

\*

\*           FILTRAGE NUMERIQUE A MOYENNE DES DONNEES

\*\*\*\*\*

400   WRITE(\*,\*) '-----'

WRITE(\*,\*) ' DONNEES FILTRES NUMERIQUEMENT   FORT.19 ...'

```

WRITE(*,*)'QUELLE EST LA TAILLE DU FILTRE (IMPAIR)'
READ(*,*) OFM
TFM=(OFM-1)/2
izero=izero-50
WRITE(6,*)'TFM',TFM
IFILM=IZERO+TFM+1
DO I=1,IFILM-1
  YMOY1(I)=BUF(I,7)
  BUF(I,14)=BUF(I,7)
  YMOY2(I)=BUF(I,8)
  BUF(I,15)=BUF(I,8)
END DO
DO I=IFILM,NFOUR-TFM
  SOM1=0.
  SOM2=0.
  DO J = I-TFM,I+TFM
    SOM1 = SOM1 + BUF(J,7)
    SOM2 = SOM2 + BUF(J,8)
  END DO
  YMOY1(I)=SOM1/OFM
  YMOY2(I)=SOM2/OFM
  BUF(I,14) = YMOY1(I)
  BUF(I,15) = YMOY2(I)
END DO
DO I=NFOUR-TFM+1,NFOUR
  YMOY1(I)=BUF(I,7)
  BUF(I,14)=BUF(I,7)
  YMOY2(I)=BUF(I,8)
  BUF(I,15)=BUF(I,8)
END DO
DO I = 1 , NFOUR
  WRITE(31,*) X(I) , YMOY1(I) , YMOY2(I)

```

```

WRITE(32,*) X(I) , YMOY1(I)
WRITE(33,*) X(I) , YMOY2(I)
END DO
GOTO 600

```

```

*****

```

```

*
```

```

*
```

```

*          FILTRAGE NUMERIQUE AVEC L'ALGORITHME DE MCMILLAN PARK

```

```

*
```

```

*
```

```

*****

```

```

500 WRITE(6,*)' DONNER LA LIMITE DE LA BANDE PASSANTE FP'
```

```

READ(5,*) FP
```

```

WRITE(6,*)' DONNER LA LIMITE DE LA BANDE D'ARRET FR'
```

```

READ(5,*) FR
```

```

WRITE(6,*)' DONNER L'ATTENUATION MINIMALE EN DB AR'
```

```

READ(5,*) AR
```

```

TAILLEFIR= (AR-13)/(14.6*(FR-FP))
```

```

NFILT= NINT(TAILLEFIR)
```

```

JT=1
```

```

NBAND=2
```

```

LGRID=0
```

```

COIN1=0.
```

```

COIN2=0.5
```

```

TFX1=1.
```

```

TFX2=0.
```

```

WTX1=1.
```

```

WTX2=1.
```

```

WRITE (6, *) 'FP,FR,AR,NFILT',FP,FR,AR,NFILT
INP=52
WRITE (INP, 33) NFILT, JT, NBAND, LGRID
  33 FORMAT(4I5)
WRITE (INP, *) COIN1, FP, FR, COIN2
WRITE (INP, *) TFX1, TFX2
WRITE (INP, *) WTX1, WTX2
REWIND (INP)
CALL FIR (CF)
DO I=1, NFILT
  WRITE (6, *) I, CF (I)
END DO
PAIR=MOD (NFILT, 2)
IF (PAIR.EQ.0) GOTO 510
  NDEMI=(NFILT-1)/2
ACF (1)=CF (NDEMI+1)
DO I=2, NDEMI+1
  ACF (I)=2*CF (NDEMI+2-I)
END DO
DO I=IZERO-NFILT, NFOUR
  SOM1=0.
  SOM2=0.
  DO J=1, NDEMI+1
    SOM1=SOM1+ACF (J)*BUF (I-J, 7)
    SOM2=SOM2+ACF (J)*BUF (I-J, 8)
  END DO
  BUF (I, 16)=SOM1
  BUF (I, 16)=SOM2
  YMP1 (I)=SOM1
  YMP2 (I)=SOM2
END DO
GOTO 580

```

```

510 NDEMI=NFILT/2
DO I=1,NDEMI
  ACF(I)=2*CF(NDEMI+1-I)
END DO

DO I=IZERO-NFILT,NFOUR
  SOM1=0.
  SOM2=0.
  DO J=1,NDEMI
    SOM1=SOM1+ACF(J)*BUF(I-J,7)
    SOM2=SOM2+ACF(J)*BUF(I-J,8)
  END DO
  BUF(I,16)=SOM1
  BUF(I,16)=SOM2
  YMP1(I)=SOM1
  YMP2(I)=SOM2
END DO

580 DO I=IZERO-NFILT , NFOUR
  WRITE(34,*) X(I) , YMP1(I) , YMP2(I)
  WRITE(35,*) X(I) , YMP1(I)
  WRITE(36,*) X(I) , YMP2(I)
  END DO

*****
*
*
*   NORMALISATION DES DONNEES FILTRES
*
*****

```

```

600 IF (CHFILT.NE.1) GO TO 700
DO I=TFM+1,N-TFM
  XNORMREF(I)=X(I)
  XNORMTST(I)=X(I)
  YFILT1(I)=YMOY1(I)
  YFILT2(I)=YMOY2(I)
  FILT1(I)=YMOY1(I)
  FILT2(I)=YMOY2(I)
END DO
NNORM=NFOUR-2*TFM
GOTO 800
700 DO I=IZERO-NFILT,NFOUR
  XNORMREF(I)=X(I)
  XNORMTST(I)=X(I)
  YFILT1(I)=YMP1(I)
  YFILT2(I)=YMP2(I)
  WRITE(6,*) 'X(I),YFILT1(I),YFILT2(I)',X(I),YFILT1(I),YFILT2(I)
  WRITE(71,*) X(I),YFILT1(I),YFILT2(I)
END DO
NNORM=NFOUR-2*NFILT
800 WRITE(6,*) 'NNORM',NNORM
DO I=IZERO,NNORM
  WRITE(45,*) XNORMREF(I),YFILT1(I),YFILT2(I)
  FILT1(I)=YFILT1(I)
  FILT2(I)=YFILT1(I)
  GRAPHE(I,7)=GRAPHE(I,1)
  GRAPHE(I,8)=FILT1(I)
  RGRAPHE(I,7)=RGRAPHE(I,1)
  RGRAPHE(I,8)=FILT2(I)
END DO
YFILTMAX1 = -1.0E+8
YFILTMIN1 = 1.0E+10

```

```

      DO I = IZERO, NNORM
        IF ( YFILT1(I) .GT. YFILTMAX1) THEN
          YFILTMAX1=YFILT1(I)
          IFILTMAX1=I
        END IF
        IF ( YFILT1(I) .LT. YFILTMIN1) THEN
          YFILTMIN1=YFILT1(I)
          IMIN1=I
        END IF
      END DO
YFILTMAX2 = -1.0E+10
YFILTMIN2 = 1.0E+10
      DO I = IZERO, NNORM
        IF ( YFILT2(I) .GT. YFILTMAX2) THEN
          YFILTMAX2=YFILT2(I)
          IFILTMAX2=I
        END IF
        IF ( YFILT2(I) .LT. YFILTMIN2) THEN
          YFILTMIN2=YFILT2(I)
          IFILTMIN2=I
        END IF
      END DO

WRITE(6,*) ' IFILTMIN1', IFILTMIN1
      WRITE(6,*) ' IFILTMAX1', IFILTMAX1
WRITE(6,*) ' YFILTMIN1', YFILTMIN1
WRITE(6,*) ' YFILTMAX1', YFILTMAX1

WRITE(6,*) ' IFILTMIN2', IFILTMIN2
      WRITE(6,*) ' IFILTMAX2', IFILTMAX2
WRITE(6,*) ' YFILTMIN2', YFILTMIN2
WRITE(6,*) ' YFILTMAX2', YFILTMAX2

```

C

C CALCUL DE LA CAPACITE VOLUMETRIQUE DE L'ECHANTILLON

C

```
DMAX1=YFILTMAX1-YFILTMIN1
DMAX2=YFILTMAX2-YFILTMIN2
AIREREF=PI*1E-6*DIAM1**2/4.0
AIRETST=PI*1E-6*DIAM2**2/4.0
WRITE(6,*)'AIREREF,AIRETST',AIREREF,AIRETST
RHOCETST=(DENS1*CAP1*AIREREF*EPAIS1*DMAX1)/(AIRETST*EPAIS2*DMAX2)
DENSALC=1910.
CEALCAN=RHOCETST/DENSALC
WRITE(6,*)'*****'
WRITE(6,*)'RHOCETST EST EGALE A',RHOCETST
WRITE(6,*)'*****'
DO I=IZERO,NNORM
  YNORM1(I)=(YFILT1(I)-YFILTMIN1)/DMAX1
  YNORM2(I)=(YFILT2(I)-YFILTMIN2)/DMAX2
END DO
WRITE(*,*)'-----'
  WRITE(*,*)'DONNEES FILTRES NORMALISEES DANS FORT.23'
  AMP2 = YFILTMAX1-YFILTMIN1
WRITE(6,*)'YFILTMAX1-YFILTMIN1',YFILTMAX1,YFILTMIN1
WRITE(6,*)AMP2
DO I= IZERO,NNORM
  WRITE(37,*)XNORMREF(I),YNORM1(I),YNORM2(I)
  WRITE(38,*) XNORMREF(I),YNORM1(I)
  WRITE(39,*) XNORMTST(I),YNORM2(I)
  BUF(I,18) = YNORM1(I)
  BUF(I,19) = YNORM2(I)
C   GRAPHE(I,7)=X(I)
C   GRAPHE(I,8)=YNORM1(I)
END DO
```

```

C
C  VISUALISATION DES COURBES FILTRES
C

OPEN(UNIT=2, FILE='GRAPHEREF', STATUS='UNKNOWN', ERR=830)
  WRITE(2,*)DIMMAX
  WRITE(2,*)N,NFOUR,NPUIS,N,N
  WRITE(2,'(10F14.8)') ((RGRAPHE(I,J), J = 1,10), I = 1,NFOUR)
CLOSE (UNIT=2)

OPEN(UNIT=3, FILE='GRAPHEECH', STATUS='UNKNOWN', ERR=830)
  WRITE(3,*)DIMMAX
  WRITE(3,*)N,NFOUR,NPUIS,N,N
  WRITE(3,'(10F14.8)') ((GRAPHE(I,J), J = 1,10), I = 1,NFOUR)
C  WRITE(6,'(10F12.6)') ((GRAPHE(I,J), J = 1,10), I = 1,NFOUR)
  CLOSE (UNIT=3)

WRITE(6,*)'VOULEZ VOUS FILTRER DE NOUVEAU LES DONNEES'
WRITE(6,*)'SI OUI TAPEZ 1 '
READ(5,*)ENCORE
IF(ENCORE.EQ.1) GOTO 120

*****
*
*
*  EVALUATION DU COEFFICIENT GLOBAL DE PERTES DE CHALEUR
*
*
*
*  ET CALCUL DE LA DIFFUSIVITE CORRIGEE
*
*
*

```

\*

\*\*\*\*\*

WRITE (\*, \*) '-----'

WRITE (\*, \*) ' EVALUATION DE LA FONCTION EXPONENTIELLE'

NORMDATA1 = N-20-IFILTMAX1

NORMDATA2 = N-20-IFILTMAX2

WRITE (\*, \*) 'NORMDATA1', NORMDATA1

WRITE (\*, \*) 'NORMDATA2', NORMDATA2

C           TRANSFORMATION DE Y EN LN(Y)

DO I=IFILTMAX1+20 , N-TFM

  R1=BUF (I, 14)

  LNY1 (I)=LOG (R1)

  R2=BUF (I, 14)

  LNY2 (I)=LOG (R2)

END DO

DO J=1, NORMDATA1

  FX1 (J)=X (J+IMAX+19)

    FLNY1 (J)=LNY1 (J+IMAX+19)

  FX2 (J)=X (J+IMAX+19)

    FLNY2 (J)=LNY2 (J+IMAX+19)

END DO

CALL

FIT (FX1, FLNY1, NORMDATA1, SIG1, 0, AREF, BREF, SIGA1, SIGB1, CHI21, Q1)

CALL

FIT (FX2, FLNY2, NORMDATA2, SIG2, 0, ATST, BTST, SIGA2, SIGB2, CHI22, Q2)

WRITE (\*, \*) '-----'

WRITE (\*, \*) ' EXPONENTIELLE DE LA REF DANS FORT.20 ...'

```

WRITE(*,*) 'A1', EXP(A1)
      WRITE(*,*) 'BREF', BREF
WRITE(*,*)
WRITE(*,*) 'SIGA1', SIGA1
      WRITE(*,*) 'SIGB1', SIGB1
      WRITE(*,*) 'CHI21', CHI21
      WRITE(*,*) 'Q1', Q1
WRITE(*,*) '-----'
      WRITE(*,*) ' EXONENTIELLE DEUX DU MAT TEST DANS FORT.20 ...'
WRITE(*,*) 'A2', EXP(A2)
      WRITE(*,*) 'BTST', BTST
WRITE(*,*)
WRITE(*,*) 'SIGA2', SIGA2
      WRITE(*,*) 'SIGB2', SIGB2
      WRITE(*,*) 'CHI22', CHI22
      WRITE(*,*) 'Q2', Q2
DO I = IFILTMAX1+20 , N
      YXPREF(I) = EXP(AREF)*EXP(BREF*X(I))
      WRITE(40,*) X(I) , YXPREF(I)
      BUF(I,20) = YXPREF(I)
      END DO
WRITE(6,*) ' LA VALEUR DE IFILTMAX+20 ET DE N', IFILTMAX2+20 , N
DO I = IFILTMAX2+20 , N
      YXPTST(I) = EXP(ATST)*EXP(BTST*X(I))
      WRITE(41,*) X(I) , YXPTST(I)
*      BUF(I,21) = YXPTST(I)
      END DO

WRITE(*,*) '-----'
WRITE(*,*) ' EVALUATION DE LA DIFFUSIVITE DE LA REF...'
CALL TEMPS(XNORMREF, YNORM1, DEMITEMPS1)
WRITE(*,*) 'DEMITEMPS1'

```

```

WRITE(*,*) DEMITEMPS1
DIF1 = 0.1388*((1E-3*EPAIS1)**2/DEMITEMPS1)
BIFO1 = ABS(BREF)*DEMITEMPS1
FR1=1-3.94*BIFO1
DIFCOR1= FR1*DIF1
WRITE(*,*) 'DIFFUSIVITE1'
      WRITE(*,*) DIF1
WRITE(*,*) 'DIFFUSIVITE CORRIGEE1'
      WRITE(*,*) DIFCOR1
WRITE(*,*) '-----'
      WRITE(*,*) ' EVALUATION DE LA DIFFUSIVITE DU MAT TEST...'
      CALL TEMPS(XNORMTST,YNORM2,DEMITEMPS2)
      WRITE(*,*) 'DEMITEMPS2'
WRITE(*,*) DEMITEMPS2
DIF2 = 0.1388*((1E-3*EPAIS1)**2/DEMITEMPS2)
BIFO2 =ABS(B2)*DEMITEMPS2
FR2=1-3.94*BIFO2
DIFCOR2= FR2*DIF2
WRITE(*,*) 'DIFFUSIVITE2'
      WRITE(*,*) DIF2
WRITE(*,*) 'DIFFUSIVITE CORRIGEE2'
      WRITE(*,*) DIFCOR2

WRITE(1,'(21F10.6)') ((BUF(I,J), J = 1,21), I = 1,FOURMAX)

```

```

*****
*****

```

\*

\* PRESENTATION DES RESULTATS

```

*
*
*
*****
*****
EPAIS='EPAISSEUR (MM)'
DIAM='DIAMETRE (MM)'
DENS='DENSITE (KG/M3)'
T12='T1/2 (S)'
DIFFUSI='DIFFUSIVITE (M2/S)'
CAPACI='CAPACITE (KJ/KG.K)'
CONDOC='CONDUCTIVITE (W/K.M)'
DIFFCOR='DIFFCORRIGEE (M2/S)'

WRITE(6,2)
2 FORMAT(15X,'MESURE DES PROPRIETES THERMOPHYSIQUES'/20X,'PAR '
1 'LA TECHNIQUE FLASH'/25X,'GRIPS UQAC'///25X,'MATERIAU DE '
2 'REFERENCE'5X,'MATERIAU TESTE'/)
WRITE(6,41) EPAIS, EPAIS1,EPAIS2
41 FORMAT(3X,A20,5X,F6.2,25X,F6.2,/)
WRITE(6,42) DIAM, DIAM1,DIAM2
42 FORMAT(3X,A20,5X,F6.2,25X,F6.2,/)
WRITE(6,43) DENS, DENS1,DENS2
43 FORMAT(3X,A20,5X,F8.2,25X,F8.2,/)
WRITE(6,44) T12, DEMITEMPS1,DEMITEMPS2
44 FORMAT(3X,A20,5X,F6.2,25X,F6.3,/)
WRITE(6,45) DIFFUSI,DIF1,DIF2
45 FORMAT(3X,A20,5X,E9.3E2,25X,E9.3E2,/)
WRITE(6,46) DIFFCOR,DIFCOR1,DIFCOR2
46 FORMAT(3X,A20,5X,E9.3E2,25X,E9.3E2,/)

```

```

WRITE (6, 47) CAPACI, CAP1, CAP2
47 FORMAT (3X, A20, 5X, F7.2, 25X, F7.2, /)
WRITE (6, 48) CONDOC, COND1, COND2
48 FORMAT (3X, A20, 5X, F4.2, 25X, F4.2, /)

WRITE (6, *) ' LA VALEUR DE RHOCE ' , RHOCEST
WRITE (6, *) ' LA VALEUR DE LA CAPACITE ' , CEALCAN

1000 END

*****
*****
*

*      SOUS-PROGRAMMES

*
*
*
*
*****
*****

SUBROUTINE TEMPS (XT, DATA, DEMITEMPS)
INTEGER I

REAL*4 DATA (*), XT (*), DEMITEMPS, VAL

I=1
VAL=0.5
DO WHILE (DATA(I) .LT. VAL)
I=I+1
END DO

```

```

WRITE(6,*) 'ITEMPS', I
      DEMITEMPS=XT(I-1)+(0.5-DATA(I-1))*(XT(I)-XT(I-1))
+ / (DATA(I)-DATA(I-1))
      WRITE(6,*) 'XT(I-1),XT(I),DATA(I-1),DATA(I)', XT(I-1),
+ XT(I),DATA(I-1),DATA(I)
      END

```

```

SUBROUTINE FOURTYP(IN, Y1, DIMMAX, TIMEBASE, XFOUR, FOUR)
INTEGER IN, DIMMAX, I, J
REAL*4 TIMEBASE, Y1(2, 1024), XFOUR(2048), FOUR(2048)
      DO I = 1, DIMMAX/2
            IDX = DIMMAX/2+I
            XFOUR(I) = -1./ (TIMEBASE*2) + (I-1)*1. / (DIMMAX*TIMEBASE)
            FOUR(I) = SQRT(Y1(1, IDX)*Y1(1, IDX)+Y1(2, IDX)*Y1(2, IDX))

            WRITE(IN,*) -1./ (TIMEBASE*2) + (I-1)*1. / (DIMMAX*TIMEBASE),
&          SQRT(Y1(1, IDX)*Y1(1, IDX)+Y1(2, IDX)*Y1(2, IDX))
            END DO

      J=I
      DO I = 1, DIMMAX/2+1
            WRITE(IN,*) 0.0 + (I-1) / (DIMMAX*TIMEBASE),
&          SQRT(Y1(1, I)*Y1(1, I)+Y1(2, I)*Y1(2, I))
            XFOUR(J) = 0.0 + (I-1) / (DIMMAX*TIMEBASE)
            FOUR(J) = SQRT(Y1(1, I)*Y1(1, I)+Y1(2, I)*Y1(2, I))
            J=J+1
            END DO
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE FOUR1(DATA, NN, ISIGN)
INTEGER ISIGN, NN, N, J, I, M, ISTEP, MMAX
REAL*8 WR, WI, WPR, WPI, WTEMP, THETA

```

```

REAL*4 DATA(*), TEMPR, TEMPI
N=2*NN
J=1
DO 11 I=1, N, 2
    IF (J.GT.I) THEN
        TEMPR=DATA (J)
        TEMPI=DATA (J+1)
        DATA (J) =DATA (I)
        DATA (J+1) =DATA (I+1)
        DATA (I) =TEMPR
        DATA (I+1) =TEMPI
    ENDIF
M=N/2
1    IF ((M.GE.2) .AND. (J.GT.M)) THEN
        J=J-M
        M=M/2
        GO TO 1
    ENDIF
    J=J+M
11   CONTINUE
MMAX=2
2    IF (N.GT.MMAX) THEN
        ISTEP=2*MMAX
        THETA=6.28318530717959D0/(ISIGN*MMAX)
        WPR=-2.D0*DSIN(0.5D0*THETA)**2
        WPI=DSIN(THETA)
        WR=1.D0
        WI=0.D0
        DO 13 M=1, MMAX, 2
            DO 12 I=M, N, ISTEP
                J=I+MMAX
                TEMPR=SNGL(WR) *DATA (J) -SNGL(WI) *DATA (J+1)

```

```

        TEMPI=SNGL(WR)*DATA(J+1)+SNGL(WI)*DATA(J)
        DATA(J)=DATA(I)-TEMPR
        DATA(J+1)=DATA(I+1)-TEMPI
        DATA(I)=DATA(I)+TEMPR
        DATA(I+1)=DATA(I+1)+TEMPI
12      CONTINUE
        WTEMP=WR
        WR=WR*WPR-WI*WPI+WR
        WI=WI*WPR+WTEMP*WPI+WI
13      CONTINUE
        MMAX=ISTEP
        GO TO 2
        ENDIF
        RETURN
        END

SUBROUTINE FIT(X, Y, NDATA, SIG, MWT, A, B, SIGA, SIGB, CHI2, Q)
C      INTEGER I, NDATA
C      REAL*4 A, B, CHI2, SIGA, SIGB, Q, SS, SX, SY, ST2, MWT
C      REAL*8 WT, SXOSS, T, SIGDAT
        DIMENSION X(NDATA), Y(NDATA), SIG(NDATA)
        REAL*8 GAMMQ
        SX=0.
        SY=0.
        ST2=0.
        B=0.
        IF(MWT.NE.0) THEN
            SS=0.

```

```

DO 11 I=1,NDATA
  WT=1./ (SIG(I) **2)
  SS=SS+WT
  SX=SX+X(I) *WT
  SY=SY+Y(I) *WT
11  CONTINUE
ELSE
  DO 12 I=1,NDATA
    SX=SX+X(I)
    SY=SY+Y(I)
12  CONTINUE
    SS=FLOAT(NDATA)
ENDIF
SXOSS=SX/SS
IF (MWT.NE.0) THEN
  DO 13 I=1,NDATA
    T=(X(I) -SXOSS) /SIG(I)
    ST2=ST2+T*T
    B=B+T*Y(I) /SIG(I)
13  CONTINUE
ELSE
  DO 14 I=1,NDATA
    T=X(I) -SXOSS
    ST2=ST2+T*T
    B=B+T*Y(I)
14  CONTINUE
ENDIF
B=B/ST2
A=(SY-SX*B) /SS
SIGA=SQRT((1.+SX*SX/(SS*ST2)) /SS)
SIGB=SQRT(1./ST2)
CHI2=0.

```

```

IF (MWT.EQ.0) THEN
  DO 15 I=1,NDATA
    CHI2=CHI2+(Y(I)-A-B*X(I))**2
15  CONTINUE
    Q=1.
    SIGDAT=SQRT(CHI2/(NDATA-2))
    SIGA=SIGA*SIGDAT
    SIGB=SIGB*SIGDAT
  ELSE
    DO 16 I=1,NDATA
      CHI2=CHI2+((Y(I)-A-B*X(I))/SIG(I))**2
16  CONTINUE
    Q=GAMMQ(0.5*(NDATA-2),0.5*CHI2)
  ENDIF
RETURN
END

```

```

REAL*8 FUNCTION GAMMQ(A,X)
REAL*8 A,X,GAMSER,GLN,GAMMCF
IF (X.LT.0..OR.A.LE.0.) PAUSE
IF (X.LT.A+1.) THEN
  CALL GSER(GAMSER,A,X,GLN)
  GAMMQ=1.-GAMSER
ELSE
  CALL GCF(GAMMCF,A,X,GLN)
  GAMMQ=GAMMCF
ENDIF
RETURN

```

END

```
SUBROUTINE GSER (GAMSER, A, X, GLN)
PARAMETER (ITMAX=100, EPS=3.E-7)
GLN=GAMMLN (A)
IF (X.LE.0.) THEN
  IF (X.LT.0.) PAUSE
  GAMSER=0.
  RETURN
ENDIF
AP=A
SUM=1./A
DEL=SUM
DO 11 N=1, ITMAX
  AP=AP+1.
  DEL=DEL*X/AP
  SUM=SUM+DEL
  IF (ABS (DEL) .LT. ABS (SUM) *EPS) GO TO 1
11 CONTINUE
PAUSE 'A TOO LARGE, ITMAX TOO SMALL'
1 GAMSER=SUM*EXP (-X+A*LOG (X) -GLN)
RETURN
END
```

```

SUBROUTINE GCF (GAMMCF, A, X, GLN)
PARAMETER (ITMAX=100, EPS=3.E-7)
GLN=GAMMLN(A)
GOLD=0.
A0=1.
A1=X
B0=0.
B1=1.
FAC=1.
DO 11 N=1, ITMAX
    AN=FLOAT(N)
    ANA=AN-A
    A0=(A1+A0*ANA)*FAC
    B0=(B1+B0*ANA)*FAC
    ANF=AN*FAC
    A1=X*A0+ANF*A1
    B1=X*B0+ANF*B1
    IF (A1.NE.0.) THEN
        FAC=1./A1
        G=B1*FAC
        IF (ABS((G-GOLD)/G).LT.EPS) GO TO 1
        GOLD=G
    ENDIF
11 CONTINUE
PAUSE 'A TOO LARGE, ITMAX TOO SMALL'
1 GAMMCF=EXP(-X+A*ALOG(X)-GLN)*G
RETURN
END

```

```

FUNCTION GAMMLN (XX)
REAL*8 COF (6) , STP, HALF, ONE, FPF, X, TMP, SER
DATA COF, STP/76.18009173D0, -86.50532033D0, 24.01409822D0,
*   -1.231739516D0, .120858003D-2, -.536382D-5, 2.50662827465D0/
DATA HALF, ONE, FPF/0.5D0, 1.0D0, 5.5D0/
X=XX-ONE
TMP=X+FPF
TMP=(X+HALF) *LOG (TMP) -TMP
SER=ONE
DO 11 J=1, 6
    X=X+ONE
    SER=SER+COF (J) /X
11 CONTINUE
GAMMLN=TMP+LOG (STP *SER)
RETURN
END

```

C F77 -G -C PSBAB.F -O PSBAB

C F77 FIR -O RFIR

C F77 -FAST -O4 RABINGOLD.F -O RAGD

C

C PWSP.F

C CE PROGRAMME ESTIME LE SPECTRE DE PUISSANCE D'UN SIGNAL SELON

C LA METHODE DU PERIODOGRAMME.

SUBROUTINE PWSP (N, FS, XFR, SXX)

```

DIMENSION XA(1024), XFR(1024), SXX(513) , WD(1024)
DIMENSION JWIN(2,4)
    DIMENSION ILAG(513)
COMPLEX X(1024), XMN
DATA JWIN(1,1) ,JWIN(1,2), JWIN(1,3), JWIN(1,4) /1HR,1HE,1HC,1HT/
DATA JWIN(2,1) ,JWIN(2,2), JWIN(2,3), JWIN(2,4) /1HH,1HA,1HM,1HG/

IND=5
IOUT1=6
IOUT2=6

MAXM = 1024
LHM = MAXM/2+1

DO 10 I=1,LHM
    ILAG(I)=I-1
    10 CONTINUE
    20 CONTINUE

C
C  LECTURE DES PARAMETRES D'ANALYSE M, IWIN, L, N, FS
C
C WRITE(IOUT1,9999)
C9999 FORMAT(16H FFT LENGTH(I4)=)
C READ(IND,9997) M
C IF (M.GT.MAXM) WRITE(IOUT1,9998)
C9998 FORMAT(27H M TOO LARGE--REENTER VALUE)
C IF(M.GT.MAXM) GO TO 20

```

```

C9997 FORMAT (I4)
C WRITE (IOUT1, 9996)
C9996 FORMAT (43H WINDOW TYPE (I1) 1=RECTANGULAR, 2=HAMMING)
C READ (IND, 9995) IWIN
C9995 FORMAT (I1)
C WRITE (IOUT1, 9994)
C9994 FORMAT (19H WINDOW LENGTH (I4) =)
C READ (IND, 9997) L
C WRITE (IOUT1, 9993)
C9993 FORMAT (40H MAXIMUM NUMBER OF ANALYSIS SAMPLES (I5) =)
C READ (IND, 9992) N
C9992 FORMAT (I5)
C WRITE (IOUT1, 9991)
C9991 FORMAT (33H SAMPLING FREQUENCY IN HZ (F10.4) =)
C READ (IND, 9990) FS
C9990 FORMAT (F10.4)

```

```

C
C
C

```

```

M=128
IWIN=2
L=128

```

```

MHLF1 = M/2 +1
NSECT = (N-L/2)/(L/2)
NP = NSECT*(L/2)+L/2
C WRITE (IOUT2, 9989) JWIN (IWIN, 1), JWIN (IWIN, 2), JWIN (IWIN, 3),
C * JWIN (IWIN, 4)

```

```

C9989 FORMAT(13H WINDOW TYPE=, 4A1)
C WRITE(IOUT2,9987)
C WRITE(IOUT2,9988)M,NP,L,FS
C9988 FORMAT(3H M=, I4, 5H NP=, I5, 4H L=, I4, 18H SAMPLING FREQUEN
C * 3HCY=, F10.4)

C
C CALCUL DE LA MOYENNE DES DONNEES
C
REWIND(95)
SS=1.
XSUM=0.
NS1=NSECT+1
C WRITE(6,*) 'NS1',NS1
L1 = L/2
DO 40 K=1,NS1
DO J=SS,L1+SS-1
END DO
DO 30 I=1,L1
XSUM=XSUM+XA(I)
30 CONTINUE
SS=SS+FLOAT(L1)
40 CONTINUE
XMEAN = XSUM/FLOAT(NP)
XMN = CMPLX(XMEAN, XMEAN)
C WRITE(IOUT2,9987)
C9987 FORMAT(//)
C WRITE(IOUT2,9986)XMEAN
C9986 FORMAT(7H XMEAN=, E14.5)
C
C GENERATION DE LA FENETRE
C

```

```

U=FLOAT(L)
IF (IWIN.NE.2) GO TO 60
U=0.
FL=FLOAT(L-1)
TWOPI=8.*ATAN(1.0)
DO 50 I=1,L
    FI=FLOAT(I-1)
    WD(I) = .54 - .46*COS(TWOPI*FI/FL)
    U = U+WD(I)*WD(I)
50 CONTINUE
60 CONTINUE
C
C BOUCLE POUR ACCUMULER DEUX SPECTRES A LA FOIS
C
REWIND(95)
SS = 1.
DO 70 I=1,MHLF1
    SXX(I) = 0.
70 CONTINUE
C
C LECTURE DES L/2 ECHANTILLONS POUR INITIALISER LE FICHIER TAMPON
C
NRD = L/2
L2 = L/2 +1
READ (95, *) (XA(I), I=1, NRD)
SS = SS + FLOAT(NRD)
IMN = L/2 +1
KMX = (NSECT+1)/2
NRD = L
DO 190 K=1,KMX
C
C TRANSFERT DE LA MOITIE SUPERIEURE DANS LE TAMPON XA

```

```

C
DO 80 I=1,L1
  J=L1+I
  X(I) = CMPLX(XA(J),0.)
80 CONTINUE
IF (K.NE.KMX .OR.NSECTP.EQ.NSECT) GO TO 100
DO 90 I=IMN,NRD
  XA(I) = 0.0
90 CONTINUE
NRD = L/2
100 READ (95,*) (XA(J),J=1,NRD)
DO 110 I=1,L1
  J = I+L1
  X(J) = CMPLX(XA(I),XA(J)) - XMN
  X(I) = CMPLX(REAL(X(I)),XA(I)) - XMN
110 CONTINUE
IF (K.NE.KMX .OR. NSECTP.EQ.NSECT) GO TO 130
C
C
C
DO 120 I=1,L
  X(I) = CMPLX(REAL(X(I)),0.)
120 CONTINUE
130 CONTINUE
SS = SS + FLOAT(NRD)
IF (IWIN.NE.2) GO TO 150
DO 140 I=1,L
  X(I) = X(I)*WD(I)
140 CONTINUE
150 CONTINUE
IF (L.EQ.M) GO TO 170
LP1 = L+1

```

```

DO 160 I=LP1,M
  X(I) = (0.,0.)
160  CONTINUE
170  CONTINUE
CALL PFFT(X,M,0)
DO 180 I=2,MHLF1
  J = M+2 -I
  SXX(I) = SXX(I) +REAL(X(I)*CONJG(X(I))+X(J)*CONJG(X(J)))
180  CONTINUE
  SXX(1) = SXX(1) +REAL(X(1)*CONJG(X(1)))*2.
190  CONTINUE
C
C NORMALIZE SPECTRAL ESTIMATE
C
FNORM =2.*U*FLOAT(NSECT)
DO 200 I=1,MHLF1
  SXX(I) = SXX(I)/FNORM
  X(I)= CMPLX(SXX(I),0.)
  J = M+2-I
  X(J) =X(I)
200  CONTINUE
CALL PFFT(X,M,1)
DO 210 I=1,MHLF1
  XA(I) = REAL(X(I))
210  CONTINUE

C
C ESTIMATION DE LA CORRELATION ET DU LOG DU SPECTRE
C
XFS = FS/FLOAT(M)
DO 220 I=1,MHLF1
  XFR(I) = FLOAT(I-1)*XFS

```

```

      TMP = ALOG10(SXX(I))
      SXX(I) = 20.*TMP
220 CONTINUE
C
C PUISSANCE DU LOG
C
C WRITE(IOUT2,9987)
C WRITE(IOUT2,9985)
C9985 FORMAT(19H LOG POWER SPECTRUM)
C WRITE(IOUT2,9987)
C WRITE(IOUT2,9984)
C9984 FORMAT(5X, 4HFREQ, 7X, 2HDB, 5X, 4HFREQ, 7X, 2HDB, 5X, 4HFREQ,
C      * 7X,2HDB, 5X, 4HFREQ, 7X, 2HDB)
C WRITE(IOUT2,9983) (XFR(I),SXX(I),I=1,MHLF1)
C9983 FORMAT (4(F9.3,F9.4))
C
CCCC FONCTION DE CORRELATION
CC
C
C WRITE(IOUT2,9987)
C WRITE(IOUT2,9982)
C9982 FORMAT(19H LOG POWER SPECTRUM)
C WRITE(IOUT2,9987)
C WRITE(IOUT2,9981)
C9981 FORMAT(1X, 3HLAG, 2X, 4HCORR, 5X, 3HLAG, 2X, 4HCORR, 5X, 3HLAG,
C      * 2X, 4HCORR, 5X, 3HLAG, 2X, 4HCORR, 5X, 3HLAG, 2X, 4HCORR)
C WRITE(IOUT2,9980) (ILAG(I), XA(I), I=1,MHLF1)
C9980 FORMAT (5(I4,E10.3))
C WRITE(IOUT2,9987)
C WRITE(IOUT2,9979)
C9979 FORMAT(////)
RETURN

```

```

END
CC
CC
C SUBROUTINE GETX
C
C
C
C SUBROUTINE GETX(X, NRD, SS)
C DIMENSION X(*)
C
C TPI= 8.*ATAN(1.0)
CC CF = 1000./10000.
C DO 10 I=1, NRD
C XSMP = (SS-1.) + FLOAT(I-1)
C X(I) = COS(TPI*CF*XSMP)
C 10 CONTINUE
C RETURN
C END

C
C SUBROUTINE PFFT
C
SUBROUTINE PFFT(X, N, INV)
COMPLEX X(*), U, W, T, CMLX

M=ALOG(FLOAT(N))/ALOG(2.)+.1
NV2 = N/2
NM1 = N-1
J =1
DO 40 I=1, NM1
IF (I.GE.J) GO TO 10
T=X(J)

```

```

X(J) = X(I)
X(I) = T
10  K = NV2
20  IF(K.GE.J) GO TO 30
    J =J-K
    K=K/2
    GO TO 20
30  J = J+K
40  CONTINUE
PI = 4.*ATAN(1.0)
DO 70 L=1,M
    LE = 2**L
    LE1 = LE/2
    U = (1.0,0.0)
    W = CMPLX(COS(PI/FLOAT(LE1)), -SIN(PI/FLOAT(LE1)))
    IF (INV.NE.0) W =CONJG(W)
    DO 60 J=1,LE1
        DO 50 I=J,N,LE
            IP = I+LE1
            T= X(IP)*U
            X(IP) = X(I) - T
            X(I) = X(I) + T
50  CONTINUE
    U=U*W
60  CONTINUE
70  CONTINUE
IF (INV.EQ.0) RETURN
DO 80 I=1,N
    X(I) =X(I)/CMPLX(FLOAT(N),0.)
80  CONTINUE
RETURN
END

```

```
C      RABINGOLD.F
C CE PROGRAMME CALCULE LE COEFFICIENT D'UN FILTRE NUMERIQUE SELON
C LE CHOIX DE L'UTILISATEUR. IL A ETE ECRIT PAR MAURICE BELLANGER
C      SELON LE PROGRAMME DONNE PAR MC MILLAN ET PARKS ET RABINER
```

```
SUBROUTINE FIR(H)
```

```
COMMON PI2, AD, DEV, X, Y, GRID, DES, WT, ALPHA, IEXT, NFCNS, NGRID
COMMON /OOPS/NITER, IOUT
DIMENSION IEXT(66), AD(66), ALPHA(66), X(66), Y(66)
DIMENSION H(66)
DIMENSION DES(1045), GRID(1045), WT(1045)
DIMENSION EDGE(20), FX(10), WTX(10), DEVIAT(10)
DOUBLE PRECISION PI2, PI
DOUBLE PRECISION AD, DEV, X, Y
C DOUBLE PRECISION GEE, D
INTEGER BD1, BD2, BD3, BD4
DATA BD1, BD2, BD3, BD4/1HB, 1HA, 1HN, 1HD/
INPUT=52
IOUT=6
PI=4.0*DATAN(1.0D0)
PI2=2.0D00*PI
```

```
C
C      LE PROGRAMME ACEPTE JUSQU A 128
```

```
C
C
C
```

```
NFMAX=128
```

```
100 CONTINUE
```

```

JTYPE=0
READ (INPUT, 110) NFILT, JTYPE, NBANDS, LGRID
IF (NFILT.EQ.0) STOP
  110 FORMAT (4I5)
IF (NFILT.LE.NFMAX.OR.NFILT.GE.3) GOTO 115
CALL ERROR
STOP
  115 IF (NBANDS.LE.0) NBANDS=1

C
C  LE MAILLAGE EST DE 16 PAR DEFAUT
C
IF (LGRID.LE.0) LGRID=16
JB=2*NBANDS
READ (INPUT, *) (EDGE (J), J=1, JB)
C  120 FORMAT (4F15.9)
READ (INPUT, *) (FX (J), J=1, NBANDS)
READ (INPUT, *) (WTX (J), J=1, NBANDS)
IF (JTYPE.GT.0.AND.JTYPE.LE.3) GO TO 125
CALL ERROR
STOP
  125 NEG=1
IF (JTYPE.EQ.1) NEG=0
NODD=NFILT/2
NODD=NFILT-2*NODD
NFCNS=NFILT/2
IF (NODD.EQ.1.AND.NEG.EQ.0) NFCNS=NFCNS+1

C DETERMINATION DE LA VALEUR A APPROCHER ET DU FACTEUR DE
C PONDERATION EN CHAQUE POINT DE LA GRILLE DE FREQUENCES

```

C DONT LE PAS EST DEFINI PAR :DELF

GRID(1)=EDGE(1)

DELF=LGRID\*NFCNS

DELF=0.5/DELF

IF (NEG.EQ.0) GOTO 135

IF (EDGE(1) .LT. DELF) GRID(1)=DELF

135 CONTINUE

J=1

L=1

LBAND=1

140 FUP=EDGE(L+1)

145 TEMP=GRID(J)

C

C CALCUL DE LA FONCTION DESIREE ET DE LA PONDERATION

C LA FONCTION DE MAILLAGE

C

DES(J)=EFF(TEMP,FX,WTX,LBAND,JTYPE)

WT(J)=WATE(TEMP,FX,WTX,LBAND,JTYPE)

J=J+1

GRID(J)=TEMP+DELF

IF (GRID(J).GT.FUP) GO TO 150

GO TO 145

150 GRID(J-1)=FUP

DES(J-1)=EFF(FUP,FX,WTX,LBAND,JTYPE)

WT(J-1)=WATE(FUP,FX,WTX,LBAND,JTYPE)

LBAND=LBAND+1

L=L+2

IF (LBAND.GT.NBANDS) GO TO 160

GRID(J)=EDGE(L)

GO TO 140

160 NGRID=J-1

```
IF (NEG.NE.NODD) GO TO 165
IF (GRID (NGRID) .GT. (0.5-DELF)) NGRID=NGRID-1
165 CONTINUE
```

C

C APPROXIMATION DU PROBLEME

C

```
IF (NEG) 170,170,180
170 IF (NODD.EQ.1) GO TO 200
DO 175 J=1,NGRID
CHANGE=DCOS (PI*GRID (J))
DES (J)=DES (J) /CHANGE
175 WT (J)=WT (J) *CHANGE
GO TO 200
```

```
180 IF (NODD.EQ.1) GO TO 190
```

```
DO 185 J=1,NGRID
CHANGE=DSIN (PI*GRID (J))
DES (J)=DES (J) /CHANGE
185 WT (J)=WT (J) *CHANGE
GO TO 200
```

```
190 DO 195 J=1,NGRID
```

```
CHANGE=DSIN (PI2*GRID (J))
DES (J)=DES (J) /CHANGE
195 WT (J)=WT (J) *CHANGE
```

C

C VALEURS INITIALES DES FREQUENCES EXTREMALES

C

```
200 TEMP=FLOAT (NGRID-1) /FLOAT (NFCNS)
DO 210 J=1,NFCNS
XT=J-1
210 IEXT (J)=XT*TEMP+1.0
IEXT (NFCNS+1)=NGRID
```

```

NM1=NFCNS-1
NZ=NFCNS+1
C
C ALGORITHME D'ECHANGE ITERATIF
C APPEL DE L'ALGORITHME REMEZ POUR L'APPROXIMATION
C
CALL REMEZ
C
C CALCUL DE LA REponse IMPULSIONNELLE
C
IF (NEG) 300, 300, 320
300 IF (NODD.EQ.0) GO TO 310
DO 305 J=1, NM1
NZMJ=NZ-J
305 H(J)=0.5*ALPHA (NZMJ)
H (NFCNS) =ALPHA (1)
GO TO 350
310 H(1)=0.25*ALPHA (NFCNS)
DO 315 J=2, NM1
NZMJ=NZ-J
NF2J=NFCNS+2-J
315 H(J)=0.25*(ALPHA (NZMJ)+ALPHA (NF2J))
WRITE (6, *) 'H1315', H(1)
H (NFCNS) =0.5*ALPHA (1)+0.25*ALPHA (2)
GO TO 350
320 IF (NODD.EQ.0) GO TO 330
H(1)=0.25*ALPHA (NFCNS)
H(2)=0.25*ALPHA (NM1)
DO 325 J=3, NM1
NZMJ=NZ-J
NF3J=NFCNS+3-J
325 H(J)=0.25*(ALPHA (NZMJ)-ALPHA (NF3J))

```

```

WRITE (6, *) 'H1325', H(1)
H(NFCNS)=0.5*ALPHA(1)-0.25*ALPHA(3)
H(NZ) =0.0
GO TO 350
330 H(1)=0.25*ALPHA(NFCNS)
DO 335 J=2, NMI
NZMJ=NZ-J
NF2J=NFCNS+2-J
335 H(J)=0.25*(ALPHA(NZMJ)-ALPHA(NF2J))
WRITE (6, *) 'H1335', H(1)
H(NFCNS)=0.5*ALPHA(1)-0.25*ALPHA(2)
C
C IMPRESSION DES RESULTATS
C
350 WRITE (IOUT, 360)
360 FORMAT(1H1, 70(1H*)//15X, 29HFINITE IMPULSE RESPONSE (FIR)/
113X, 34HLINEAR PHASE DIGITAL FILTER DESIGN/
217X, 24HREMEZ EXCHANGE ALGORITHM/)
IF (JTYPE.EQ.1) WRITE (IOUT, 365)
365 FORMAT(22X, 15HBANDPASS FILTER/)
IF (JTYPE.EQ.2) WRITE (IOUT, 370)
370 FORMAT(22X, 14HDIFFERENTIATOR/)
IF (JTYPE.EQ.3) WRITE (IOUT, 375)
375 FORMAT(20X, 19HHILBERT TRANSFORMER/)
WRITE (IOUT, 378) NFILT
378 FORMAT(20X, 16HFILTER LENGTH = , I3/)
WRITE (IOUT, 380)
380 FORMAT(15X, 28H***** IMPULSE RESPONSE *****)
DO 381 J=1, NFCNS
K=NFILT+1-J
IF (NEG.EQ.0) WRITE (IOUT, 382) J, H(J), K
IF (NEG.EQ.1) WRITE (IOUT, 383) J, H(J), K

```

```

381 CONTINUE
382   FORMAT(13X,2HH(,I2,4H) = ,E15.8,5H = H(,I3,1H))
383   FORMAT(13X,2HH(,I2,4H) = ,E15.8,6H = -H(,I3,1H))
IF(NEG.EQ.1.AND.NODD.EQ.1) WRITE(IOUT,384)NZ
384 FORMAT(13X,2HH(,I2,8H) = 0.0)
DO 450 K=1,NBANDS,4
KUP=K+3
IF(KUP.GT.NBANDS)KUP=NBANDS
WRITE(IOUT,385) (BD1,BD2,BD3,BD4,J,J=K,KUP)
385 FORMAT(/24X,4(4A1,I3,7X))
WRITE(IOUT,390) (EDGE(2*J-1),J=K,KUP)
390 FORMAT(2X,15HLOWER BAND EDGE,5F14.7)
WRITE(IOUT,395) (EDGE(2*J),J=K,KUP)
395 FORMAT(2X,15HUPPER BAND EDGE,5F14.7)
IF(JTYPE.NE.2) WRITE(IOUT,400) (FX(J),J=K,KUP)
400 FORMAT(2X,13HDESIRED VALUE,2X,5F14.7)
IF(JTYPE.EQ.2) WRITE(IOUT,405) (FX(J),J=K,KUP)
405 FORMAT(2X,13HDESIRED SLOPE,2X,5F14.7)
WRITE(IOUT,410) (WTX(J),J=K,KUP)
410 FORMAT(2X,9HWEIGHTING,6X,5F14.7)
DO 420 J=K,KUP
420 DEVIAT(J)=DEV/WTX(J)
WRITE(IOUT,425) (DEVIAT(J),J=K,KUP)
425 FORMAT(2X,9HDEVIATION,6X,5F14.7)
IF(JTYPE.NE.1) GOTO 450
DO 430 J=K,KUP
430 DEVIAT(J)=20.0*ALOG10(DEVIAT(J)+FX(J))
WRITE(IOUT,435) (DEVIAT(J),J=K,KUP)
435 FORMAT(2X,15HDEVIATION IN DB,5F14.7)
450 CONTINUE
DO 452 J=1,NZ
IX=IEXT(J)

```

```

452 GRID(J)=GRID(IX)
WRITE(IOUT,455) (GRID(J) ,J=1,NZ)
455 FORMAT(/2X,47HEXTREMAL FREQUENCIES--MAXIMA OF THE ERROR CURVE/
1 (2X,5F12.7))
WRITE(IOUT,460)
460 FORMAT(/1X,70(1H*)/1H1)
RETURN
END

```

C

C CALCUL DE LA VALEUR A APPROCHER EN CHAQUE POINT DE FREQUENCE

C

```

FUNCTION EFF(FREQ,FX,WTX,LBAND,JTYPE)
DIMENSION FX(5),WTX(5)
IF(JTYPE.EQ.2) GO TO 1
EFF=FX(LBAND)
RETURN
1 EFF=FX(LBAND)*FREQ
RETURN
END

```

C

C CALCUL DU FACTEUR DE PONDERATION

C

```

FUNCTION WATE(FREQ,FX,WTX,LBAND,JTYPE)
DIMENSION FX(5),WTX(5)
IF(JTYPE.EQ.2) GO TO 1
WATE=WTX(LBAND)
RETURN
1 IF(FX(LBAND).LT.0.0001) GO TO 2
WATE=WTX(LBAND)/FREQ

```

RETURN

2 WATE=WTX(LBAND)

RETURN

END

SUBROUTINE ERROR

COMMON /OOPS/NITER, IOUT

WRITE(IOUT,\*)'\*\*\*\*\* ERROR IN INPUT DATA \*\*\*\*\*'

C 1 FORMAT(46H )

RETURN

END

C

C ALGORITHME D'ECHANGE ITERATIF

C NOMBRE MAXIMAL D'ITERATION : ITRMAX

C

SUBROUTINE REMEZ

COMMON PI2, AD, DEV, X, Y, GRID, DES, WT, ALPHA, IEXT, NFCNS, NGRID

COMMON /OOPS/NITER, IOUT

DIMENSION IEXT(66), AD(66), ALPHA(66), X(66), Y(66)

DIMENSION DES(1045), GRID(1045), WT(1045)

DIMENSION A(66), P(65), Q(65)

DOUBLE PRECISION PI2, DNUM, DDEN, DTEMP, A, P, Q

DOUBLE PRECISION DK, DAK

DOUBLE PRECISION AD, DEV, X, Y

DOUBLE PRECISION GEE, D

C

C LE NOMBRE D'ITERATION MAXIMAL EST DE 25

C

```
ITRMAX=25
DEVL= -1.0
NZ=NFCNS+1
NZZ=NFCNS+2
NITER = 0
  100 CONTINUE
IEXT(NZZ)=NGRID+1
NITER=NITER+1
IF(NITER.GT.ITRMAX) GO TO 400
DO 110 J=1,NZ
  JXT=IEXT(J)
  DTEMP=GRID(JXT)
  DTEMP=DCOS(DTEMP*PI2)
  110 X(J)=DTEMP
  JET=(NFCNS-1)/15+1
DO 120 J=1,NZ
  120 AD(J)=D(J,NZ,JET)
DNUM=0.0
DDEN=0.0
K=1
DO 130 J=1,NZ
  L=IEXT(J)
  DTEMP=AD(J)*DES(L)
  DNUM=DNUM+DTEMP
  DTEMP=FLOAT(K)*AD(J)/WT(L)
  DDEN=DDEN+DTEMP
  130 K= -K
DEV=DNUM/DDEN
```

```

C WRITE (IOUT, *) 'DNUM, DDEN', DNUM, DDEN
WRITE (IOUT, 131) DEV
131 FORMAT (1X, 12HDEVIATION = , F12.9)
NU=1
IF (DEV.GT.0.0) NU = -1
DEV= -FLOAT (NU) *DEV
K=NU
DO 140 J=1, NZ
L=IEXT (J)
DTEMP=FLOAT (K) *DEV/WT (L)
Y (J) =DES (L) +DTEMP
140 K= -K
IF (DEV.GT.DEVL) GO TO 150
CALL OUCH
GOTO 400
150 DEVL=DEV
JCHNGE=0
K1=IEXT (1)
KNZ=IEXT (NZ)
KLOW=0
NUT= -NU
J=1
C
C RECHERCHE DES FREQUENCES EXTREMES AVEC LA MEILLEURE APPROXIMATION
C
200 IF (J.EQ.NZZ) YNZ=COMP
IF (J.GE.NZZ) GO TO 300
KUP=IEXT (J+1)
L=IEXT (J) +1
NUT= -NUT
IF (J.EQ.2) Y1=COMP
COMP=DEV

```

```

IF (L.GE.KUP) GO TO 220
ERR=GEE (L, NZ)
ERR= (ERR-DES (L)) *WT (L)
DTEMP=FLOAT (NUT) *ERR-COMP
IF (DTEMP.LE.0.0) GO TO 220
COMP=FLOAT (NUT) *ERR
  210  L=L+1
IF (L.GE.KUP) GO TO 215
ERR=GEE (L, NZ)
ERR= (ERR-DES (L)) *WT (L)
DTEMP=FLOAT (NUT) *ERR-COMP
IF (DTEMP.LE.0.0) GO TO 215
COMP=FLOAT (NUT) *ERR
GO TO 210
  215  IEXT (J) =L-1
J=J+1
KLOW=L-1
JCHNGE=JCHNGE+1
GO TO 200
  220  L=L-1
  225  L=L-1
IF (L.LE.KLOW) GO TO 250
ERR=GEE (L, NZ)
ERR= (ERR-DES (L)) *WT (L)
DTEMP=FLOAT (NUT) *ERR-COMP
IF (DTEMP.GT.0.0) GO TO 230
IF (JCHNGE.LE.0) GO TO 225
GO TO 260
  230  COMP=FLOAT (NUT) *ERR
  235  L=L-1
IF (L.LE.KLOW) GO TO 240
ERR=GEE (L, NZ)

```

```

ERR=(ERR-DES(L))*WT(L)
DTEMP=FLOAT(NUT)*ERR-COMP
IF(DTEMP.LE.0.0) GO TO 240
COMP=FLOAT(NUT)*ERR
GO TO 235
  240 KLOW=IEXT(J)
IEXT(J)=L+1
J=J+1
JCHNGE=JCHNGE+1
GO TO 200
  250 L=IEXT(J)+1
IF(JCHNGE.GT.0) GO TO 215
  255 L=L+1
IF(L.GE.KUP) GO TO 260
ERR=GEE(L,NZ)
ERR=(ERR-DES(L))*WT(L)
DTEMP=FLOAT(NUT)*ERR-COMP
IF(DTEMP.LE.0.0) GO TO 255
COMP=FLOAT(NUT)*ERR
GO TO 210
  260 KLOW=IEXT(J)
J=J+1
GO TO 200
  300 IF(J.GT.NZZ) GO TO 320
IF(K1.GT.IEXT(1)) K1=IEXT(1)
IF(KNZ.LT.IEXT(NZ)) KNZ=IEXT(NZ)
NUT1=NUT
NUT= -NU
L=0
KUP=K1
COMP=YNZ*(1.00001)
LUCK=1

```

```

310  L=L+1
IF (L.GE.KUP) GO TO 315
ERR=GEE (L,NZ)
ERR=(ERR-DES (L)) *WT (L)
DTEMP=FLOAT (NUT) *ERR-COMP
IF (DTEMP.LE.0.0) GO TO 310
COMP=FLOAT (NUT) *ERR
J=NZZ
GO TO 210
315  LUCK=6
GO TO 325
320  IF (LUCK.GT.9) GO TO 350
IF (COMP.GT.Y1) Y1=COMP
K1=IEXT (NZZ)
325  L=NGRID+1
KLOW=KNZ
NUT= -NUT1
COMP=Y1*(1.00001)
330  L=L-1
IF (L.LE.KLOW) GO TO 340
ERR=GEE (L,NZ)
ERR=(ERR-DES (L)) *WT (L)
DTEMP=FLOAT (NUT) *ERR-COMP
IF (DTEMP.LE.0.0) GO TO 330
J=NZZ
COMP=FLOAT (NUT) *ERR
LUCK=LUCK+10
GO TO 235
340  IF (LUCK.EQ.6) GO TO 370
DO 345 J=1,NFCNS
NZZMJ=NZZ-J
NZMJ=NZ-J

```

```

345  IEXT(NZZMJ)=IEXT(NZMJ)
IEXT(1)=K1
GO TO 100
350  KN=IEXT(NZZ)
DO 360 J=1,NFCNS
360  IEXT(J)=IEXT(J+1)
IEXT(NZ)=KN
GO TO 100
370  IF(JCHNGE.GT.0) GO TO 100
C
C    CALCUL DES COEFFICIENTS DE LA MEILLEURE APPROXIMATION EN UTILISANT
C    LA TRANSFORMEE DE FOURIER INVERSE
C
400  CONTINUE

NMI=NFCNS-1
FSH=1.0E-06
GTEMP=GRID(1)
X(NZZ)=-2.0
CN=2*NFCNS-1
DELF=1.0/CN
L=1
KKK=0
IF (GRID(1).LT.0.01.AND.GRID(NGRID).GT.0.49) KKK=1
IF (NFCNS.LE.3) KKK=1
IF (KKK.EQ.1) GO TO 405
DTEMP=DCOS(PI2*GRID(1))
DNUM=DCOS(PI2*GRID(NGRID))
AA=2.0/(DTEMP-DNUM)
BB=- (DTEMP+DNUM)/(DTEMP-DNUM)
405  CONTINUE

```

```

DO 430 J=1,NFCNS
FT=J-1
FT=FT*DELF
XT=DCOS(PI2*FT)
IF(KKK.EQ.1) GO TO 410
XT=(XT-BB)/AA
XT1= SQRT(1.0-XT*XT)
FT=ATAN2(XT1,XT)/PI2
  410   XE=X(L)
IF(XT.GT.XE) GO TO 420
IF((XE-XT).LT.FSH) GO TO 415
L=L+1
GO TO 410
  415   A(J)=Y(L)
GO TO 425
  420   IF((XT-XE).LT.FSH) GO TO 415
GRID(1)=FT
A(J)=GEE(1,NZ)
  425   CONTINUE
IF(L.GT.1) L=L-1
  430   CONTINUE
  GRID(1)=GTEMP
DDEN=PI2/CN
DO 510 J=1,NFCNS
DTEMP=0.0
DNUM=J-1
DNUM=DNUM*DDEN
IF(NM1.LT.1) GO TO 505
DO 500 K=1,NM1
DAK=A(K+1)
DK=K
  500   DTEMP=DTEMP+DAK*DCOS(DNUM*DK)

```

```

505  DTEMP=2.0*DTEMP+A(1)
510  ALPHA(J)=DTEMP
DO 550 J=2,NFCNS
550  ALPHA(J)=2.0*ALPHA(J)/CN
ALPHA(1)=ALPHA(1)/CN
IF(KKK.EQ.1) GO TO 545
P(1)=2.0*ALPHA(NFCNS)*BB+ALPHA(NM1)
P(2)=2.0*AA*ALPHA(NFCNS)
Q(1)=ALPHA(NFCNS-2)-ALPHA(NFCNS)
DO 540 J=2,NM1
IF(J.LT.NM1) GO TO 515
AA=0.5*AA
BB=0.5*BB
515  CONTINUE
P(J+1)=0.0
DO 520 K=1, J
A(K)=P(K)
520  P(K)=2.0*BB*A(K)
P(2)=P(2)+A(1)*2.0*AA
JM1=J-1
DO 525 K=1, JM1
525  P(K)=P(K)+Q(K)+AA*A(K+1)
JP1=J+1
DO 530 K=3, JP1
530  P(K)=P(K)+AA*A(K-1)
IF(J.EQ.NM1) GO TO 540
DO 535 K=1, J
535  Q(K)=-A(K)
NF1J=NFCNS-1-J
Q(1)=Q(1)+ALPHA(NF1J)
540  CONTINUE
DO 543 J=1,NFCNS

```

```

543  ALPHA(J)=P(J)
545  CONTINUE

      IF (NFCNS.GT.3) RETURN
ALPHA (NFCNS+1)=0.0
ALPHA (NFCNS+2)=0.0
RETURN
END

C
C EVALUATION DES COEFF. DANS LES FORMULES D'INTERPOLATION
C
DOUBLE PRECISION FUNCTION D(K,N,M)

COMMON PI2,AD,DEV,X,Y,GRID,DES,WT,ALPHA,IEXT,NFCNS,NGRID
DIMENSION IEXT(66),AD(66),ALPHA(66),X(66),Y(66)
DIMENSION DES(1045),GRID(1045),WT(1045)
DOUBLE PRECISION AD,DEV,X,Y
DOUBLE PRECISION Q
DOUBLE PRECISION PI2

D=1.0
Q=X(K)
DO 3 L=1,M
DO 2 J=L,N,M
IF (J-K) 1,2,1
  1  D=2.0*D*(Q-X(J))
  2  CONTINUE
  3  CONTINUE
D=1.0/D
RETURN
END

C
C INTERPOLATION DE LAGRANGE

```

C

```
DOUBLE PRECISION FUNCTION GEE (K, N)
COMMON PI2, AD, DEV, X, Y, GRID, DES, WT, ALPHA, IEXT, NFCNS, NGRID
DIMENSION IEXT (66), AD (66), ALPHA (66), X (66), Y (66)
DIMENSION DES (1045), GRID (1045), WT (1045)
DOUBLE PRECISION P, C, D, XF
DOUBLE PRECISION PI2
DOUBLE PRECISION AD, DEV, X, Y
P=0.0
XF=GRID (K)
XF=DCOS (PI2*XF)
D=0.0
DO 1 J=1, N
C=XF-X (J)
C=AD (J) / C
    D=D+C
    1    P=P+C*Y (J)
GEE=P/D
RETURN
END
```

```
SUBROUTINE OUCH
WRITE (6, *) 'IL YA UN PROBLEME DE CONVERGENCE'
RETURN
END
```

# Appendice G INTERFACE GRAPHIQUE DE VISUALISATION DES FICHIERS DE SORTIES D'ANALYSE.F : TRACE.C

```
/*cc -o e trace.c -I/usr/logiciel/x11/include
-L/usr/logiciel/x11/usrlib
-lx11 -lxt*/

#include <X11/Xlib.h>
#include <X11/Xutil.h>
#include <X11/cursorfont.h>
#include <stdio.h>

#define BORDER_WIDTH 2
#define TRUE 1
#define FALSE 0
#define REGULAR 0
#define FILL 1
#define LIM 10000
#define HEIGHT_y 600
#define WIDTH_x 1100
#define FURNACE_LENHT 5.0
#define FURNACE_RADIUS 1.5
#define MAX_ELEMENTS 1

char *font={"courier-bold-r*140*"};
XFontStruct *font_struct[1];

char p_name;

XTextItem line[MAX_ELEMENTS];

Display *thedisplay, *thedisplayH;
Window thewindow, thewindowH;
```

```

int is_history=TRUE;
XTimeCoord *xtc;
int num_events;
int group;
Window r_w, c_w;
int x_r, y_r;
int x_w, y_w;
int wbar, scale , nstep;
float ymax[5],xmax[5],ymin[5],xmin[5];
int button_mask;
int index, i, j, errstat;

float x[LIM][4], y[LIM][4];
float u;
float valx_grad, valy_grad;
int x_pix[LIM], y_pix[LIM];
int thescreen;
char *w_name;
char str[9];
char strx_grad[7], stry_grad[7];
FILE *f1p, *f2p, *f3p;
int mod_type= REGULAR;
int num_settings;
int xp, yp, xpl, ypl;
int xp_org, yp_org;
int tempxp, tempyp;
int xp_grad, yp_grad;
int nline_group[5];
int stop;
XPoint points[]= {
    {5,5},
    {30,5},

```

```

    {5,30},
    {30,30}
};

XPoint box[5];
int num_points;

XPoint shadow[]={
    {200,50},
    {200,300},
    {1000,300},
    {1000,50},
    {200,50}
};

unsigned long foreground;
unsigned long background;
XSizeHints thehints;
GC thegc;

void init();
void initH();
int load_fonts_and_string();
void load_drawings();
void set_hints();
void create_window_set_properties();
void cleanup();

main(argc, argv)
int argc;
char *argv[];
{

```

```

XEvent theevent;
int done = FALSE;
int find = FALSE;
int result;

init(argv);
set_hints();
create_window_set_properties(argc,argv);
XMapRaised(thedisplay, thewindow);
XSelectInput(thedisplay, thewindow,
             ButtonPressMask | ExposureMask);
done=FALSE;
for(i=0;i<=3;++i){ymax[i]=0;};
while (!done)
{
    XNextEvent(thedisplay, &theevent);
    switch(theevent.type)
    {
        case Expose:
            if (theevent.xexpose.count==0)
            {
                load_drawings();
            }
            break;
        case ButtonPress:
            XQueryPointer(thedisplay, theevent.xmotion.window,
                         &r_w, &c_w, &x_r, &y_r, &x_w, &y_w,
                         &button_mask);
            load_drawings();
            if(x_w < 50 && x_w > 15 && y_w < 150 && y_w > 100){
                group=1;};
            if(x_w < 50 && x_w > 15 && y_w < 200 && y_w > 150){

```

```

        group=2;});
    if(x_w < 50 && x_w > 15 && y_w < 250 && y_w > 200){
        group=3;});
    if(x_w < 50 && x_w > 15 && y_w < 300 && y_w > 250){
        group=4;});
    if(x_w < 50 && x_w > 15 && y_w < 350 && y_w > 300){
        group=5;});
    if(x_w < 65 && x_w > 15 && y_w < 450 && y_w > 400){
        group=0;});
if(x_w < 65 && x_w > 15 && y_w < 500 && y_w > 450){
        group=6;});
    find=TRUE;
    printf("%d\n",group);
    if(group==0)
        {
            flp=fopen("grapheref","r");
            fscanf(flp,"%d\n",&nstep);
            fscanf(flp,"%d%d%d%d\n",&online_group[0],&online_group[1],&online_group[2],&online_group[3],
&online_group[4]);
            for(i=0;i<=nstep-1;++i){
                fscanf(flp,"%f%f%f%f%f%f%f\n",&x[i][0],&y[i][0],
&x[i][1],&y[i][1],&x[i][2],&y[i][2],&x[i][3],&y[i][3],&x[i][4],&y[i][4]);
            };
            close(flp);
        }
    if(group==6)
        {
            f3p=fopen("grapheechech","r");
            fscanf(f3p,"%d\n",&nstep);
            fscanf(f3p,"%d%d%d%d\n",&online_group[0],&online_group[1],&online_group[2],&online_group[3],
&online_group[4]);
            for(i=0;i<=nstep-1;++i){

```

```

        fscanf(f3p, "%f%f%f%f%f%f%f%f\n", &x[i][0], &y[i][0],
        &x[i][1], &y[i][1], &x[i][2], &y[i][2], &x[i][3], &y[i][3], &x[i][4], &y[i][4]);
    };

close(f3p);
    }

for(i=0; i<=4; ++i) {
    xmax[i]=-25e10;
    ymax[i]=-25e10;
    xmin[i]=25e10;
    ymin[i]=25e10;
};

        for(i=0; i<=nline_group[0]-1; ++i) {
            if(y[i][0]>ymax[0]) ymax[0]=y[i][0];
            if(x[i][0]>xmax[0]) xmax[0]=x[i][0];
            if(y[i][0]<ymin[0]) ymin[0]=y[i][0];
            if(x[i][0]<xmin[0]) xmin[0]=x[i][0];
        };

for(i=0; i<=nline_group[1]-1; ++i) {
    if(y[i][1]>ymax[1]) ymax[1]=y[i][1];
    if(x[i][1]>xmax[1]) xmax[1]=x[i][1];
    if(y[i][1]<ymin[1]) ymin[1]=y[i][1];
    if(x[i][1]<xmin[1]) xmin[1]=x[i][1];
};

for(i=0; i<=nline_group[2]-1; ++i) {
    if(y[i][2]>ymax[2]) ymax[2]=y[i][2];
    if(x[i][2]>xmax[2]) xmax[2]=x[i][2];
    if(y[i][2]<ymin[2]) ymin[2]=y[i][2];
};

```

```

    if(x[i][2]<xmin[2])xmin[2]=x[i][2];
                                        };

for(i=0;i<=nline_group[3]-1;++i){
    if(y[i][3]>ymax[3])ymax[3]=y[i][3];
    if(x[i][3]>xmax[3])xmax[3]=x[i][3];
    if(y[i][3]<ymin[3])ymin[3]=y[i][3];
    if(x[i][3]<xmin[3])xmin[3]=x[i][3];
                                        };

for(i=0;i<=nline_group[4]-1;++i){
    if(y[i][4]>ymax[4])ymax[4]=y[i][4];
    if(x[i][4]>xmax[4])xmax[4]=x[i][4];
    if(y[i][4]<ymin[4])ymin[4]=y[i][4];
    if(x[i][4]<xmin[4])xmin[4]=x[i][4];
                                        };

printf("\n xmin0   xmin1   xmin2   xmin3 ,xmin4 \n");
    printf("%f   %f   %f   %f   \n",xmin[0],xmin[1],xmin[2],xmin[3]);
printf("\n xmax0   xmax1   xmax2   xmax3 \n");
printf("%f   %f   %f   %f   \n",xmax[0],xmax[1],xmax[2],xmax[3]);

    printf("\n ymin0   ymin1   ymin2   ymin3 \n");
    printf("%f   %f   %f   %f   \n",ymin[0],ymin[1],ymin[2],ymin[3]);
printf("\n ymax0   ymax1   ymax2   ymax3 \n");
printf("%f   %f   %f   %f   \n",ymax[0],ymax[1],ymax[2],ymax[3]);

```

```

if (group!=0)
    {
    if (xmin[group-1]>=0)
        xp_org=250;
    else {
        tempxp=800*(xmin[group-1])/(xmax[group-1]-xmin[group-1]);
        xp_org=250+abs (tempxp);
    }
    if (ymin[group-1]>=0)
        yp_org=550;
    else{
        tempyp= 500*(ymin[group-1])/(ymax[group-1]-ymin[group-1]);
        yp_org=550-abs (tempyp);

    printf("%d \n",yp_org);
    }

    XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc,250,yp_org,1050,yp_org);
        XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc,xp_org,50,xp_org,550);

    for(i=0;i<=9;++i){
        xp_grad=250+ 80*i;
        yp_grad=550-50*i;
        valx_grad=xmin[group-1]+i*(xmax[group-1]-xmin[group-1])/10;
        valy_grad=ymin[group-1]+i*(ymax[group-1]-ymin[group-1])/10;
        XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc,xp_grad,550,xp_grad,555);
        sprintf(strx_grad,"%6.2f \n",valx_grad);
        xp_grad=xp_grad-20;
        XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,xp_grad,570 ,strx_grad,7);
            XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc,245,yp_grad,250,yp_grad);
        sprintf(stry_grad,"%9.1e \n",valy_grad);
        XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,170,yp_grad,stry_grad,9);
    }
}

```

```

        for(i=0;i<=9;++i){
xp_grad=290+ 80*i;
yp_grad=525-50*i;
        XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, xp_grad, 550, xp_grad, 553);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 247, yp_grad, 250, yp_grad);
        }

printf("%d  %d\n", xp_org, yp_org);

xp1=250+(int) (800*(x[0][group-1]-xmin[group-1]))/(xmax[group-1]-xmin[group-1]);
        yp1=(int) (500*(y[0][group-1]-ymin[group-1]))/(ymax[group-1]-ymin[group-1])
yp1=550-yp1;
for(i=0;i<=nline_group[group-1]-1;++i){
        xp=250+(int) (800*(x[i][group-1]-xmin[group-1]))/(xmax[group-1]-xmin[group-1]);
                yp=(int) (500*(y[i][group-1]-ymin[group-1]))/(ymax[group-1]-ymin[group-1]);
yp=550-yp;
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, xp1, yp1, xp, yp);
xp1=xp;
yp1=yp;
/* printf("%d  %d\n", xp, yp); */
        stop=2;
                };
        };

        if(x_w < 35 && y_w < 35){
                done=TRUE;
                printf("\n Ready to exit.....\n");
                };

        break;
}
};
cleanup();

```

```

}

void init(argv)
char *argv[];
{
    w_name=argv[0];
    thedisplay= XOpenDisplay("");
    thescreen = DefaultScreen(thedisplay);
    background = BlackPixel(thedisplay, thescreen);
    foreground = WhitePixel(thedisplay, thescreen);
    num_points = sizeof (points) / sizeof (XPoint);
}

void initH(argv)
char *argv[];
{
    w_name=argv[0];
    thedisplayH= XOpenDisplay("");
    thescreen= DefaultScreen(thedisplay);
    background = BlackPixel(thedisplay, thescreen);
    foreground = WhitePixel(thedisplay, thescreen);
    num_points = sizeof (points) / sizeof (XPoint);
}

void load_drawings()
{
    int num_dashes, i;

    thegc = XCreateGC (thedisplay, thewindow, 0,0);
    XSetForeground(thedisplay, thegc,
                  foreground);
    XSetBackground(thedisplay, thegc,
                  background);
    XClearWindow(thedisplay, thewindow);
}

```

```

XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,
            1, 40, "CLIQUER POUR QUITTER!", 21);

XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 100, 50, 100);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 50, 100, 50, 350);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 50, 350, 15, 350);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 350, 15, 100);

XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 13, 98, 52, 98);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 52, 98, 52, 352);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 52, 352, 13, 352);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 13, 352, 13, 98);

XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 150, 50, 150);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 200, 50, 200);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 250, 50, 250);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 300, 50, 300);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 350, 50, 350);

XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 400, 65, 400);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 65, 400, 65, 500);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 65, 500, 15, 500);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 500, 15, 400);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 15, 450, 65, 450);

XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 13, 398, 67, 398);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 67, 398, 67, 502);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 67, 502, 13, 502);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc, 13, 502, 13, 398);
XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,
            30, 125, "S    Donnees brutes", 19);

```

```

XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,
            30,175 , "TF  Transf. Fourier",20);
XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,
            30,225 , "SP  Spectre de Puis.",21);
XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,
            30,275 , "N   Bruit",10);
XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,
            30,325 , "DF  Donees filtrees",20);
XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,
            20,425 , "Lecture  Reference",20);
XDrawString(thedisplay, thewindow, thegc,
            20,475 , "Lecture  Echantillon",22);
XSetFillRule(thedisplay, thegc, WindingRule);
XFillPolygon(thedisplay, thewindow, thegc, points,
            num_points, Complex, CoordModeOrigin);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc,
            250,50,250,550);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc,
            250,550,1050,550);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc,
            1050,550,1050,50);
XDrawLine(thedisplay, thewindow, thegc,
            1050,50,250,50);
}

void create_window_set_properties(argc, argv)
int argc;
char *argv[];
{
    thewindow=XCreateSimpleWindow(thedisplay,
                                DefaultRootWindow(thedisplay),

```

```

        thehints.x, thehints.y,
        thehints.width, thehints.height,
        BORDER_WIDTH,
        foreground, background);

XSetStandardProperties(thedisplay, thewindow, w_name, w_name,
                      None, argv, argc, &thehints);
}

```

```
void set_hints()
```

```

{
int height;
int width;

width= DisplayWidth(thedisplay, thescreen);
height = DisplayHeight(thedisplay, thescreen);
thehints.flags=PPosition | PSize | PMinSize;
thehints.height=HEIGHT_y+20;
thehints.width=WIDTH_x;
thehints.x=0;
thehints.y=0;
thehints.min_height=HEIGHT_y;
thehints.min_width=WIDTH_x;

}

```

```
void cleanup()
```

```

{
XFreeGC(thedisplay, thegc);
printf("\n free gc - done \n");
XDestroyWindow(thedisplay, thewindow);
printf(" Destroy window - done\n");
}

```

```
XCLOSEDisplay(thedisplay);
printf("\n Disconnect from server - done\n");
}
/* -----> X(width)
|
|
|
|
|
|
|
|
|
Y(height)
*/
```

## Appendice H QUELQUES COURBES DE MESURES

Nous présentons dans cet annexe quelques courbes issues des expériences que nous avons effectué durant ce projet. Le terme graphite est utilisé pour désigner un matériau hétérogène composé essentiellement de graphite employé comme cathode dans certaines alumineries.

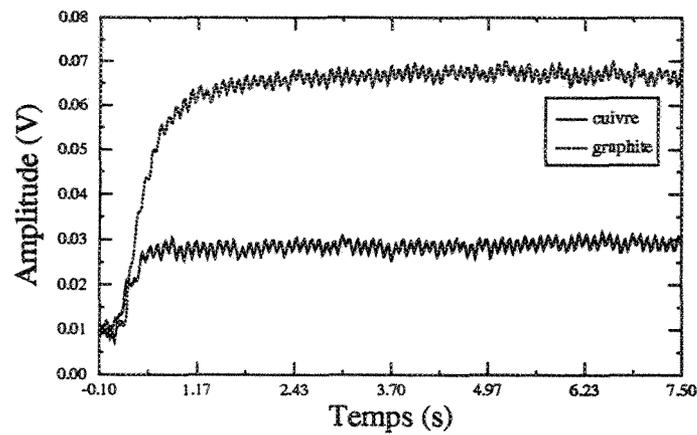


Figure H.1. Courbes typiques à la température ambiante

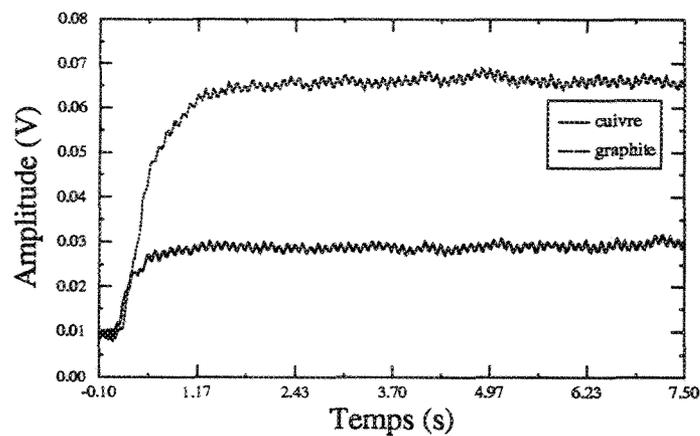


Figure H.2. Courbe avec un autre échantillon de graphite

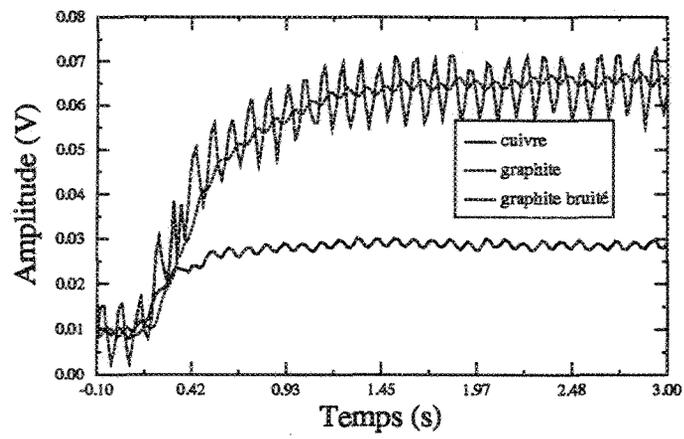


Figure H.3. Effet d'un filtre passe-bas

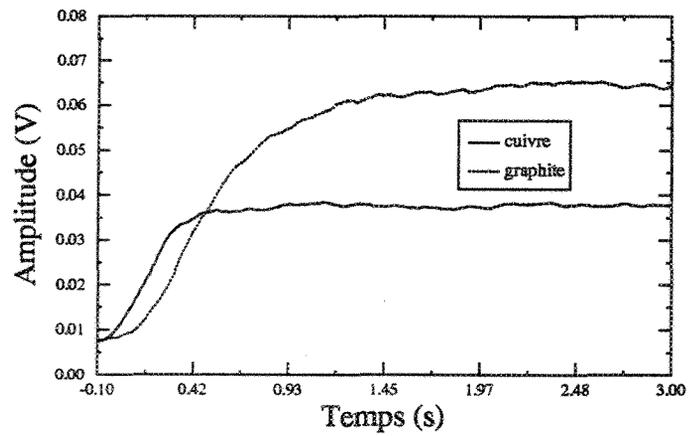


Figure H.4. Mesure à 325°C

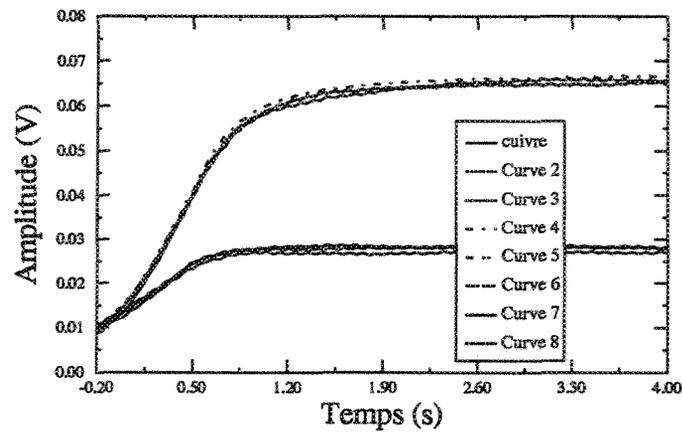


Figure H.5. Test de répétabilité du dispositif

Sur cette courbe, on constate que l'appareil reproduit assez bien les mêmes résultats.