

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
REMERCIEMENTS	v
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES TABLEAUX.....	xix
NOMENCLATURE.....	xxi
CHAPITRE 1	1
INTRODUCTION	1
1.1 MOTIVATION DE LA RECHERCHE.....	3
1.2 OBJECTIFS.....	3
1.3 MÉTHODOLOGIE	4
1.4 PLAN DE LA PRÉSENTATION	5
CHAPITRE 2	7
REVUE DE LA LITTÉRATURE	7
2.1 ABATTAGE THERMIQUE DE ROC	7
2.1.1 Rupture et fragmentation par chocs thermiques	8
2.1.1.1 Émergence des premières études	8
2.1.1.2 Études et essais expérimentaux antérieurs sur le terrain.....	19
2.1.1.3 Études et analyses théoriques récentes avec concepts statistiques	31
2.1.2 Techniques avancées de forage thermique	36
2.1.2.1 Pénétration par fusion	37
2.1.2.2 Décrépitation rocheuse par fragmentation thermique.....	39
2.2 NOTIONS D'INTRODUCTION SUR LES ÉCOULEMENTS COMPRESSIBLES ADIABATIQUES ET ISENTROPIQUES DANS LES TUYÈRES	42
2.2.1 Enthalpie de stagnation d'un écoulement adiabatique et isentropique en régime permanent.....	42
2.2.2 Équations des écoulements isentropiques dans une conduite à section variable.....	44
2.2.3 Comparaisons des écoulements subsonique et supersonique	46
2.2.4 Relations d'un écoulement isentropique de gaz parfaits	48
CHAPITRE 3	52
FRAGMENTATION THERMIQUE DES ROCHES DURES PAR BRÛLEURS À JET SUPERSONIQUE.....	52
3.1 SPÉCIFICATIONS TECHNIQUES DES BRÛLEURS À JET SUPERSONIQUE.....	52
3.1.1 Caractéristiques techniques communes	52
3.1.1.1 Spécifications communes de design	52

3.1.1.2 Température et vitesse du jet	54
3.1.2 Configurations des brûleurs à l'étude	58
3.1.2.1 Brûleur de conception russe.....	58
3.1.2.2 Brûleur de conception nord-américaine.....	60
3.2 CONTRAINTES THERMOMÉCANIQUES DE SURFACE INDUITES PAR UNE FLAMME	62
3.3 REVUE DES PARAMÈTRES DE PERFORMANCE DE PÉNÉTRATION DES BRÛLEURS	65
3.3.1 Bilan énergétique et vitesse de pénétration et d'alésage.....	65
3.3.2 Paramètres sans dimension	71
3.3.2.1 Paramètres de caractérisation du jet.....	71
3.3.2.2 Paramètres de productivité et d'efficacité	73
CHAPITRE 4	76
DESCRIPTIONS DU CALORIMÈTRE CYLINDRIQUE ET DU MODÈLE	
NUMÉRIQUE	76
4.1 APPROCHE GÉNÉRALE ET STRATÉGIE NUMÉRIQUE	76
4.2 DÉTERMINATION DU FLUX THERMIQUE DE SURFACE.....	79
4.2.1 Hypothèses.....	79
4.2.2 Description du modèle numérique.....	84
4.2.2.1 Développement des équations générales	84
4.2.2.2 Équations numériques et conditions frontières pour la zone d'impact.....	88
4.2.2.3 Équations numériques et conditions frontières pour les autres zones	100
4.2.3 Validation et comparaison des modèles numériques.....	106
4.2.3.1 Validation des températures nodales du modèle numérique r-z	106
4.2.3.2 Validation des températures nodales du modèle numérique r- θ	110
4.2.3.3 Validation de la détermination du flux de surface en r-z.....	113
4.2.3.4 Validation de la détermination du flux de surface en r- θ	120
4.2.3.5 Comparaison des modèles numériques pour la détermination du flux	122
4.3 ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES.....	126
4.3.1 Mesure des températures de surface	126
4.3.2 Traitement et affichage des résultats	127
4.4 PROPRIÉTÉS THERMIQUES DES ZONES CALORIMÉTRIQUES.....	128
4.4.1 Détermination des propriétés thermiques	129
4.4.2 Résultats.....	130
CHAPITRE 5	133
DÉVELOPPEMENT D'UN PROTOTYPE DE BRÛLEUR À FLUX THERMIQUE	
CYCLIQUE.....	133
5.1 OBJECTIF ET APPROCHE	133
5.2 DÉVELOPPEMENT DU PROTOTYPE	136
5.2.1 Sommaire des étapes de développement	136
5.2.2 Description et caractéristiques du prototype final	140

CHAPITRE 6	143
RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES PAR CALORIMÉTRIE ET DES ESSAIS DE FRAGMENTATION	143
6.1 DESCRIPTION DE L'INSTRUMENTATION ET DE LA STATION D'ESSAIS	143
6.1.1 Description des installations du laboratoire et de l'instrumentation.....	143
6.1.2 Mesures des débits d'air et de combustible	147
6.1.3 Classification et inventaire des brûleurs à l'étude	148
6.2 RÉSULTATS DES LECTURES DE TEMPÉRATURES DE JET	149
6.2.1 Procédure et expérimentation	149
6.2.2 Résultats expérimentaux	155
6.2.1.1 Brûleur de type A.....	155
6.2.1.2 Brûleur de type B.....	156
6.2.1.3 Brûleur de type C.....	157
6.2.2.4 Résumé.....	159
6.3 RÉSULTATS DES CALCULS DES FLUX THERMIQUES PAR CALORIMÉTRIE.....	161
6.3.1 Méthodologie	161
6.3.2 Résultats expérimentaux	164
6.3.2.1 Brûleur de type A.....	165
6.3.2.2 Brûleur de type B.....	171
6.3.2.3 Brûleur de type C.....	176
6.3.2.4 Brûleur de type D.....	183
6.3.2.5 Récapitulation des essais par calorimétrie	189
6.4 RÉSULTATS DES ESSAIS DESTRUCTIFS PAR FRAGMENTATION THERMIQUE.....	190
6.4.1 Procédure et préparation des essais destructifs.....	191
6.4.2 Observations sur les cavités fragmentées	194
CHAPITRE 7	198
CONCLUSION	198
7.1 ANALYSE ET DISCUSSION DES RÉSULTATS	199
7.1.1 Puissances nominales et régimes d'opération.....	201
7.1.2 Transfert thermique.....	202
7.1.2.1 Enveloppes thermiques développées autour de la flamme	202
7.1.2.2 Flux thermiques au point de contact de la flamme	203
7.1.3 Essais destructifs.....	205
7.2 RÉSUMÉ	206
7.3 RECOMMANDATIONS ET SUGGESTIONS POUR LES TRAVAUX FUTURS	208
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	209
ANNEXE A.....	213
CARACTÉRISTIQUES DES BRÛLEURS	213
A.1 CARACTÉRISTIQUES DU BRÛLEUR DE TYPE A.....	213
A.2 CARACTÉRISTIQUES DU BRÛLEUR DE TYPE B.....	214
A.3 BRÛLEUR DE TYPE C	214

A.3.1 Caractéristiques.....	214
A.3.2 Validation du rapport A/C	215
A.4 CARACTÉRISTIQUES DU BRÛLEUR DE TYPE D.....	219
ANNEXE B.....	221
DESCRIPTION DU CALORIMÈTRE CYLINDRIQUE	221
B.1 SPÉCIFICATIONS DU CALORIMÈTRE CYLINDRIQUE	221
B.1.1 Description sommaire	221
B.1.2 Zone d'impact	223
B.1.3 Autres zones frontières.....	225
B.2 PROCÉDURE DE BRASAGE DES THERMOCOUPLES	228
B.3 MONTAGE DU CALORIMÈTRE.....	232
B.4 DÉTERMINATION DES PROPRIÉTÉS THERMIQUES DES ZONES CALORIMÉTRIQUES	235
B.4.1 Mesures de dilatation	235
B.4.2 Mesures des propriétés thermiques par la méthode « Flash ».....	239
ANNEXE C.....	244
INSTRUMENTS DE MESURE	244
C.1 MESURES ET VALIDATIONS DES DÉBITS D'OXYDANT ET DE COMBUSTIBLE	244
C.1.1 Lecture du débit d'air pressurisé par un tube de Pitot à insertion.....	244
C.1.2 Lecture du combustible liquide par un débitmètre à engrenages ovalisés	246
C.1.3 Validation des mesures	247
C.2 SYSTÈME D'ACQUISITION DES LECTURES DES TEMPÉRATURES EN SURFACE	250
C.2.1 Mesures des températures en surface.....	250
C.2.2 Bloc de référence pour la jonction froide.....	255
C.2.3 Système d'acquisition de données	258
ANNEXE D.....	262
DONNÉES EXPÉRIMENTALES.....	262
D.1 DONNÉES EXPÉRIMENTALES DES LECTURES DE LA TEMPÉRATURE DE JET	262
D.2 DONNÉES ET PARAMÈTRES DES FLUX THERMIQUES PAR CALORIMÉTRIE	263
D.2.1 Paramètres d'ajustement des brûleurs pour les essais.....	263
D.2.2 Données expérimentales des essais calorimétriques.....	267
D.3 DONNÉES EXPÉRIMENTALES DES ESSAIS DE FRAGMENTATION	272
D.3.1 Inventaire des trous perforés par la foreuse mécanique.....	272
D.3.2 Données expérimentales	273
ANNEXE E.....	277
PROGRAMMES INFORMATIQUES.....	277
E.1 PROGRAMMES INFORMATIQUES POUR LA DÉTERMINATION DU FLUX THERMIQUE.....	277
E.1.1 Code du programme de détermination du flux thermique au point d'impact de la flamme (zone 1)	277
E.1.2 Code du programme de détermination du flux thermique pour une région radiale (zone 2)	286

E.2 VALIDATION DE LA STRATÉGIE NUMÉRIQUE.....	294
E.2.1 Validation des valeurs nodales en r-z avec le logiciel MATHCAD®	294
E.2.2 Validation des valeurs nodales en r- θ avec le logiciel MATHCAD®	296
E.2.3 Programme de détermination du flux de surface par la formule de Cook- Felderman	298
E.3 CODE DU PROGRAMME POUR LE CALCUL DE LA TEMPÉRATURE ADIABATIQUE DE FLAMME	299

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1 : Extraction de la pierre pratiquée par les Indiens (adaptation de la référence {39}).	8
Figure 2.2 : Analyse en cisaillement décrite par Norton (1925) {31}.	9
Figure 2.3 : Évolution simplifiée des mécanismes de fragmentation d'une surface d'un solide semi-infini {37}.	10
Figure 2.4 : Schématisation probable de la naissance d'un fragment selon Gray (1965) et Geller (1970).	14
Figure 2.5 : Distribution de contraintes d'un fragment naissant {16} proposée par Gray (1965) et tirée d'une analyse d'une plaque chauffée et attachée à un plan {1}.	15
Figure 2.6 : Critère de rupture par tension axiale utilisé par Nelson (1969) {39}.	16
Figure 2.7 : Schéma interne du brûleur rotatif pour le forage thermique par fusion et fragmentation développé par Linde {39, 48}.	21
Figure 2.8 : Efficacité de fragmentation pour différents brûleurs à gazole ou à kérosène avec différents oxydants observée par Browning <i>et al.</i> (1965) {48}.	23
Figure 2.9 : Brûleur de type Browning sous conditions subsoniques en action à Conway {4}.	24
Figure 2.10 : Trou perforé par moyens thermiques par Browning (1981) à Conway {4}.	25
Figure 2.11 : Illustration des étapes du processus de formation de la cavité effectuées par le LANL {49}.	27
Figure 2.12 : Profils d'alésage thermique en mm pour différentes vitesses de remontée a) 8 m/h, b) 10 m/h et c) 12 m/h mesurés par Goncharov <i>et al.</i> (1998) {18}.	29
Figure 2.13 : Géométries en mm des cavités résultant des séquences d'alésages et de levages successives du brûleur réalisées par Goncharov <i>et al.</i> {18}.	30
Figure 2.14 : Foreuse thermique en action à Alma (Québec) (photo : gracieuseté de R. Zanchetti, Novamac Industries inc.).	31
Figure 2.15 : Schématisation d'un écoulement à l'intérieur d'une tuyère.	43
Figure 2.16 : Diagramme thermodynamique $h-s$ (adaptation de la référence {41}).	45
Figure 2.17 : Conduites de formes a) convergente-divergente, b) bombée.	48
Figure 2.18 : Conditions soniques à l'intérieur d'une tuyère.	49
Figure 3.1 : Éléments internes des brûleurs appliqués au forage thermique.	53
Figure 3.2 : Graphique de la température adiabatique de flamme du dodécane liquide.	55
Figure 3.3 : Propriétés du fluide à l'entrée et à la sortie de la tuyère.	57
Figure 3.4 : Schéma des principaux éléments du brûleur de conception russe.	58
Figure 3.5 : Trajectoire de l'air comprimé dans la chambre de combustion interne.	59
Figure 3.6 : Schéma des principaux éléments du brûleur de conception nord-américaine.	60
Figure 3.7 : Trajectoire de l'air comprimé dans la chambre de combustion interne.	61
Figure 3.8 : Contraintes en mode plan par expansion thermique.	64
Figure 3.9 : Schéma illustrant les mécanismes simplifiés de la fragmentation thermique : a) le solide semi-infini chauffé, b) la dissection du fragment, c) l'éjection du fragment, d) le solide réchauffé et e) le saut de température relié à la propagation de la fissure.	66

Figure 3.10 : Schématisation du bilan d'énergie lors du forage thermique.....	67
Figure 3.11 : Cavité alésée thermiquement en forme de cloche (adaptation de la référence {18}).	70
Figure 3.12 : Paramètres entrant dans la définition de la distance au sol (DS).	72
Figure 3.13 : Schématisation des énergies fournies au brûleur lors de la fragmentation thermique.	75
Figure 4.1 : Approche utilisée pour la détermination des densités thermiques et coupe transversale du calorimètre proposé.	77
Figure 4.2 : Mesure du flux de chaleur au point d'impact par différentes configurations de cibles effectuée par Rauenzahn (1986) {39}.	78
Figure 4.3 : Schématisation des grilles numériques pour fins de calcul.	80
Figure 4.4 : Domaines numériques avec axes de coordonnées pour le disque et les anneaux.	80
Figure 4.5 : Mesure du flux moyen sur les zones latérales du calorimètre.....	81
Figure 4.6 : Schématisation d'un thermocouple encastré dans une masse solide.....	82
Figure 4.7 : Cellules utilisées pour le calcul des nœuds des différentes zones du calorimètre.	84
Figure 4.8 : Définition du volume de contrôle.....	87
Figure 4.9 : Configuration des cellules pour le modèle à deux dimensions pour le disque.	88
Figure 4.10 : Schéma de la grille de calculs comprenant 1600 nœuds pour la zone d'impact.	91
Figure 4.11 : Disposition d'un thermocouple pour l'attribution des températures frontières pour le disque.....	92
Figure 4.12 : Schématisation de l'interpolation des températures à partir des lectures.....	93
Figure 4.13 : Interpolation linéaire d'un intervalle de temps.	94
Figure 4.14 : Illustration de la prescription des températures nodales de surface pour un intervalle de temps donné pour le disque.....	95
Figure 4.15 : Températures nodales utilisées pour l'application de la distribution de température pour la mesure du flux d'un élément d'aire.....	96
Figure 4.16 : Schématisation des courbes cubiques de degré 3.....	97
Figure 4.17 : Calcul du flux de chaleur en surface à l'aide de la fonction de température pour une portion de surface du disque {51}.	98
Figure 4.18 : Éléments d'aire pour le calcul du flux thermique pour le point d'impact de la flamme.	99
Figure 4.19 : Configuration des cellules pour le modèle à deux dimensions pour les zones radiales.....	100
Figure 4.20 : Schéma de la grille de calculs pour les zones radiales.....	102
Figure 4.21 : Disposition du thermocouple pour l'attribution des températures frontières pour les zones radiales.	103
Figure 4.22 : Illustration de la prescription des températures nodales de surface pour un intervalle de temps donné pour les zones radiales.....	104
Figure 4.23 : Calcul du flux de chaleur nodal à l'aide de la fonction de température pour une portion de surface d'une zone radiale.	105
Figure 4.24 : Éléments d'aire pour le calcul du flux thermique pour les zones radiales....	106

Figure 4.25 : Cylindre avec imposition des conditions frontières pour fins de validation du modèle r - z .	107
Figure 4.26 : Ajustement de l'épaisseur des frontières pour fins de comparaison des méthodes numérique et analytique.	109
Figure 4.27 : Diagramme montrant l'écart entre les méthodes numérique et analytique pour le traitement en r - z (les axes x - y représentent les indices des nœuds i,j)	110
Figure 4.28 : Cylindre avec imposition des conditions frontières pour fins de validation du modèle r - θ .	111
Figure 4.29 : Diagramme cartésien montrant l'écart entre les méthodes numérique et analytique pour le traitement en r - θ (les axes x - y représentent les indices des nœuds i,j).	112
Figure 4.30 : Condition limite de flux constant appliquée sur la surface du disque pour fins de validation.	114
Figure 4.31 : Évolution des températures de surface pour des flux prescrits à 0,875 et 1,1 MW/m ² .	115
Figure 4.32 : Écart entre les flux thermiques calculé par le programme en r - z (avec propriétés constantes) en fonction du temps pour un flux de surface imposé à 1,1 MW/m ² .	115
Figure 4.33 : Juxtaposition de l'approximation linéaire effectuée par le programme numérique et de la distribution de températures analytique pour un flux de surface prescrit à 1,1 MW/m ² .	116
Figure 4.34 : Schématisation du calcul du flux thermique de surface pour une même série de nœuds.	117
Figure 4.35 : Écart entre la solution analytique et le flux calculé par un programme numérique modifié où les températures nodales adjacentes à la surface (équation 4.39) sont utilisées.	118
Figure 4.36 : Comparaison des flux thermiques de surface calculés par l'équation de Cook-Felderman et ceux déterminés par le programme numérique à partir d'un historique erratique de températures.	119
Figure 4.37 : Comparaison des flux thermiques de surface calculés par l'équation de Cook-Felderman et ceux déterminés par le programme numérique à partir d'un historique linéaire de températures.	119
Figure 4.38 : Modélisation de la masse infinie en coordonnées cylindriques pour fins de validation.	120
Figure 4.39 : Pourcentage d'écart de l'énergie transmise en fonction du temps d'arrêt imposé durant le calcul numérique par rapport à la solution analytique.	122
Figure 4.40 : Évolution des températures des six thermocouples pour la zone 1 (disque) provenant des données de l'expérimentation de l'essai numéro 2 avec brûleur de type B.	123
Figure 4.41 : Comparaison des flux calculés des différentes stratégies numériques où les courbes 1, 2 et 3 sont le résultat de l'utilisation des équations 4.2, 4.7 et 4.16 respectivement.	124
Figure 4.42 : Affichage des flux thermiques moyennés à chaque seconde.	128

Figure 4.43 : Dilatomètre pour les essais d'expansion thermique des échantillons d'acier.	129
Figure 4.44 : Instrument permettant la lecture des propriétés thermiques par méthode « Flash ».	130
Figure 4.45 : Comparaison de la diffusivité thermique de l'acier 1020 (zone calorimétrique 1) déterminée par la méthode « Flash » par rapport aux données fournies en référence {43}.	131
Figure 4.46 : Comparaison de la conductivité thermique de l'acier 1020 (zone calorimétrique 1) déterminée par la méthode « Flash » par rapport aux données fournies en référence {42}.	132
Figure 5.1 : Brûleur russe à flamme axiale de plus faible puissance (type B).	136
Figure 5.2 : Illustration des installations permettant les essais de brûlage avec déviateur de jet rigide.	137
Figure 5.3 : Brûleur relié à un mécanisme de rotation rustique en période d'essais au cours des tous premiers stades de conception.	138
Figure 5.4 : Première version du brûleur à flamme en rotation au banc d'essais.	139
Figure 5.5 : Découpe transversale de la première version prototype de brûleur à flamme en rotation.	140
Figure 5.6 : Découpe transversale du prototype de brûleur à flamme en rotation avec possibilité d'introduire un jet d'eau auxiliaire à proximité de la flamme.	141
Figure 5.7 : Brûleur à flamme en rotation lors d'une campagne d'essais visant à démontrer la faisabilité du concept.	142
Figure 6.1. : Principaux éléments de la station d'essais {50}.	144
Figure 6.2 : Schématisation de l'unité de puissance et du panneau de contrôles.	145
Figure 6.3 : Compresseur fournissant l'alimentation en air pressurisé.	146
Figure 6.4 : Schéma du support du brûleur constitué d'une conduite rigide et du compartiment de redistribution.	147
Figure 6.5 : Illustration du pyromètre à succion.	149
Figure 6.6 : Illustration de la technique de lecture des températures de gaz par pyromètre à succion.	150
Figure 6.7 : Comparaison de la température du gaz à l'aide du pyromètre avec et sans succion (essais expérimentaux avec brûleur de type B à 38,1 cm [15 po] de la tuyère).	152
Figure 6.8 : Montage expérimental pour fins de lectures des températures de la flamme.	152
Figure 6.9 : Exemple d'acquisition des données (lectures du thermocouple) pendant une expérimentation des mesures de températures (voltages du thermocouple).	154
Figure 6.10 : Lectures du thermocouple à 38,1 cm [15 po] pour différents rapports A/C pour le brûleur de type A.	156
Figure 6.11 : Lectures du thermocouple à 38,1 cm [15 po] pour différents rapports A/C pour le brûleur de type B.	157
Figure 6.12 : Lectures du thermocouple à 38,1 cm [15 po] pour différents rapports A/C pour le brûleur de type C.	158
Figure 6.13 : Comparaison de la lecture avec le tube du pyromètre avec et sans succion pour le brûleur de type C.	159

Figure 6.14 : Sommaire des étapes de la procédure expérimentale de la phase 2 qui comprend 1) l'alignement du brûleur par rapport à l'axe central de l'orifice du calorimètre, 2) l'allumage du brûleur et l'ajustement du régime convoité, 3) la descente du brûleur à l'intérieur de la cavité, 4) la période de chauffage stationnaire et 5) la remontée du brûleur et l'arrêt de l'alimentation en combustible.....	162
Figure 6.15 : Brûleur supersonique introduit et aligné à l'intérieur de la cavité du calorimètre.	164
Figure 6.16 : Progression du flux thermique lors des différents stades de l'expérimentation.	165
Figure 6.17 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type A pour un régime A/C de 207 % et une distance au sol (<i>DS</i>) de 20.....	166
Figure 6.18 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type A pour un régime A/C de 158 % et une distance au sol (<i>DS</i>) de 20.....	166
Figure 6.19 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type A pour un régime A/C de 145 % et une distance au sol (<i>DS</i>) de 20.....	167
Figure 6.20 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type A pour un régime A/C de 134 % et une distance au sol (<i>DS</i>) de 20.....	167
Figure 6.21 : Évolution du flux thermique au point d'impact en fonction du rayon du disque pour le brûleur de type A pour un rapport A/C de 134 %.	169
Figure 6.22 : Distribution du flux thermique à l'intérieur de la cavité cylindrique du calorimètre pour le brûleur de type A pour un rapport A/C de 134 % (distribution du flux à 35 secondes).	170
Figure 6.23 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type B pour un régime A/C de 118 % et une distance au sol (<i>DS</i>) de 25.....	172
Figure 6.24 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type B pour un régime A/C de 141 % et une distance au sol (<i>DS</i>) de 25.....	172
Figure 6.25 : Évolution du flux thermique au point d'impact en fonction du rayon du disque pour le brûleur de type B pour un rapport A/C de 118 %.....	174
Figure 6.26 : Distribution du flux thermique à l'intérieur de la cavité cylindrique du calorimètre pour le brûleur de type B pour un rapport A/C de 118 % (distribution du flux à 45 secondes).	175
Figure 6.27 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type C pour un régime A/C de 102 % et une distance au sol (<i>DS</i>) de 20.....	176
Figure 6.28 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type C pour un régime A/C de 78 % et une distance au sol (<i>DS</i>) de 20.....	177
Figure 6.29 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type C pour un régime A/C de 85 % et une distance au sol (<i>DS</i>) de 26.....	177
Figure 6.30 : Évolution du flux thermique au point d'impact en fonction du rayon du disque pour le brûleur de type C pour un rapport A/C de 102 %.....	179
Figure 6.31 : Distribution moyenne du flux thermique à l'intérieur de la cavité cylindrique du calorimètre pour le brûleur de type C pour un rapport A/C de 102 % (distribution du flux à 45 secondes).	180
Figure 6.32 : Distribution du flux thermique aux zones pariétales pour le brûleur de type C pour un rapport A/C de 102 % (distribution du flux à 45 secondes).....	182

Figure 6.33 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type D pour un débit de combustible à 0,49 lpm et une distance au sol (DS) de 28,5.	183
Figure 6.34 : Évolution du flux thermique au point d'impact en fonction du rayon du disque pour le brûleur de type D pour un débit de combustible de 0,49 lpm.	185
Figure 6.35 : Distribution moyenne du flux thermique à l'intérieur de la cavité cylindrique du calorimètre pour le brûleur de type D pour un débit de combustible de 0,49 lpm (distribution du flux à 45 secondes).....	186
Figure 6.36 : Mode opératoire de fragmentation privilégié pour le brûleur de type D	187
Figure 6.37 : Distribution du flux thermique aux zones pariétales pour le brûleur de type D pour un débit de combustible 0,49 lpm (distribution du flux à 45 secondes).....	188
Figure 6.38 : Perforation des trous par forage mécanique dans un bloc de granite.....	191
Figure 6.39 : Procédure de la mesure du volume des trous fragmentés.	192
Figure 6.40 : Procédure expérimentale de la phase 3 consistant en 1) l'alignement du brûleur à l'intérieur du trou, 2) l'allumage et le réglage des paramètres d'opération du brûleur, 3) la descente du brûleur, 4) la période de fragmentation avec le brûleur stationnaire à la distance au sol choisie et 5) l'arrêt de l'alimentation en combustible et la remontée du brûleur.	193
Figure 6.41 : Brûleur en action lors des essais destructifs.....	194
Figure 6.42 : Coupes transversales des élargissements par brûlage pour 1) l'essai du brûleur de type A ($A/C = 136\%$, $DS = 20$), 2) l'essai effectué par le brûleur de type B ($A/C = 119\%$, $DS = 25$), 3) l'essai du brûleur de type C ($A/C = 100\%$, $DS = 20$) et 4) l'essai du brûleur expérimental de type D (0,49 lpm $DS = 28,5$).	197
Figure 7.1 : Proportions des aires de surface pour les différentes zones calorimétriques.	204
Figure 7.2 : Distributions des flux thermiques maximaux atteints durant les expérimentations au point de contact de la flamme pour les différents types de brûleurs à l'étude.....	204
Figure A.1 : Brûleur à jet axial de type A.....	213
Figure A.2 : Brûleur à jet incliné de type C.....	215
Figure A.3 : Illustration grossière du débitmètre à flotteur de marque Hedland de modèle H871A-600-EG (gracieuseté de la société Hedland).....	216
Figure A.4. : Schéma de la disposition initiale de l'alimentation en combustible liquide.	217
Figure A.5. : Schéma de la modification de l'alimentation en combustible liquide.....	217
Figure A.6 : Brûleur à flamme rotative de type D.....	220
Figure B.1 : Vue du calorimètre pour les essais expérimentaux.	221
Figure B.2 : Définition des zones pour la mesure du flux thermique autour de la flamme.	222
Figure B.3 : Vue éclatée des masses solides du calorimètre.	223
Figure B.4 : Dimensions du disque du calorimètre.	224
Figure B.5 : Disposition des rainures sur le disque.	225
Figure B.6 : Disposition des rainures de la zone 2.	226
Figure B.7 : Dimensions de l'anneau de la zone 2.	227
Figure B.8 : Dimensions des anneaux identiques des zones 3 et 4.....	227
Figure B.9 : Chauffage local des masses calorimétriques à l'aide d'un chalumeau.....	229

Figure B.10 : Étapes de brasage des thermocouples dans les cannelures des masses solides.	230
Figure B.11 : Pointe du thermocouple encastrée et brasée sur la surface d'un anneau d'acier.	232
Figure B.12 : Vue interne du calorimètre cylindrique.	233
Figure B.13 : Vue éclatée de l'assemblage du calorimètre.	234
Figure B.14 : Calorimètre en processus de montage.	235
Figure B.15 : Dispositif simple permettant la lecture de l'expansion thermique d'un échantillon soumis à un chauffage (adaptation de la référence {3}).	236
Figure B.16 : Dispositif permettant la lecture de l'expansion thermique plus précise d'un échantillon soumis à un chauffage (adaptation de la référence {3}).	237
Figure B.17 : Illustration des mesures de propriétés par la méthode « Flash » (adaptation de la référence {23}).	239
Figure B.18 : Diagrammes (avec équations linéaires) des diffusivités et conductivités thermiques en fonction de la température.	243
Figure C. 1 : Tube de Pitot à insertion (adaptation de la référence {12}).	245
Figure C.2 : Débitmètre pour la mesure du combustible liquide (gracieuseté de la société Bürkert Fluid Control Systems).	246
Figure C.3 : Débitmètre à flotteur pour la validation du débit d'air de la conduite (gracieuseté de la société Hedland®).	248
Figure C.4 : Choix du type de thermocouple utilisé pour les zones calorimétriques.	250
Figure C.5 : Installation du thermocouple avec contre-poids pour la lecture d'une température de surface décrite par Meenken (2003) {29}.	252
Figure C.6 : Bloc d'aluminium avec élément chauffant intégré pour l'examen de précision des thermocouples avant le brasage.	252
Figure C.7 : Interface graphique du programme codé à partir de VisualBasic® affichant les lectures (en mV) instantanées des thermocouples.	253
Figure C.8 : Exemple de calibrage des thermocouples par groupes.	254
Figure C.9 : Schéma du circuit d'un thermocouple avec la température de référence.	255
Figure C.10 : Bloc de référence pour la lecture des températures.	257
Figure C.11 : Schéma complet du système d'acquisition pour la lecture des températures de surface.	259
Figure C.12 : Interface graphique du programme codé à partir de VisualBasic® pour l'acquisition des températures lors des expérimentations par calorimétrie.	260
Figure D.1 : Historique des températures du brûleur de type A de l'essai no.1.	267
Figure D.2 : Historique des températures du brûleur de type A de l'essai no.2.	267
Figure D.3 : Historique des températures du brûleur de type A de l'essai no.3.	268
Figure D.4 : Historique des températures du brûleur de type A de l'essai no.4.	268
Figure D.5 : Historique des températures du brûleur de type B de l'essai no.1.	269
Figure D.6 : Historique des températures du brûleur de type B de l'essai no.2.	269
Figure D.7 : Historique des températures du brûleur de type D de l'essai no.1.	270
Figure D.8 : Historique des températures du brûleur de type C de l'essai no.1.	270
Figure D.9 : Historique des températures du brûleur de type C de l'essai no.2.	271
Figure D.10 : Historique des températures du brûleur de type C de l'essai no.3.	271

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Sommaire des essais de fragmentation dans des roches cristallines réalisés par Browning et le LANL {48}.	26
Tableau 2.2 : Résultats des essais de forage pratiqués par Rauenzahn (1986) {48}.	28
Tableau 2.3 : Effets sur le fluide du changement de section pour des écoulements subsonique et supersonique {47}.	47
Tableau 3.1 : Température adiabatique de flamme pour le dodécane liquide.	55
Tableau 6.1 : Classification des brûleurs à l'étude.	148
Tableau 6.2 : Puissances estimées des différents brûleurs.	160
Tableau 6.3 : Comparatif des flux thermiques par calorimétrie pour différents régimes de travail pour le brûleur de type A.	168
Tableau 6.4 : Comparatif des flux thermiques par calorimétrie pour différents régimes de travail pour le brûleur de type B.	173
Tableau 6.5 : Comparatif des flux thermiques par calorimétrie pour différents régimes de travail pour le brûleur de type C.	181
Tableau 6.6 : Comparatif des flux thermiques par calorimétrie pour un régime A/C de référence pour le brûleur de type D.	184
Tableau 6.7 : Tableau comparatif des essais par calorimétrie pour les différents types de brûleurs pour des rapports A/C optimaux.	190
Tableau 6.8 : Sommaire des résultats des essais de fragmentation.	195
Tableau 6.9 : Comparatif des efficacités pour un temps de fragmentation de 90 secondes.	195
Tableau 7.1 : Résumé des données recueillies lors des essais.	200
Tableau A.1 : Sommaire des lectures lors de l'essai de validation des débits d'alimentation pour le brûleur de type C en condition de brûlage.	218
Tableau B.1 : Résultats des expansions thermiques et des densités en fonction de la température pour l'acier no. 1.	238
Tableau B.2 : Résultats des expansions thermiques et des densités en fonction de la température pour l'acier no. 2.	238
Tableau B.3 : Diffusivités et conductivités thermiques de l'acier no. 1.	242
Tableau B.4 : Diffusivités et conductivités thermiques de l'acier no. 2.	242
Tableau C.1 : Résumé des comparaisons des débits d'air par tube de Pitot à insertion et à débitmètre à flotteur.	248
Tableau C.2 : Exemples d'essais comparatifs de débits de combustible entre l'affichage du débitmètre et du débit calculé à partir d'un temps de remplissage d'un volume de 100 ml.	249
Tableau C.3 : Coefficients de la fonction approximative inverse pour la détermination de la température pour le thermocouple de type N {32}.	261
Tableau D.1 : Données expérimentales pour le brûleur de type A.	262
Tableau D.2 : Données expérimentales pour le brûleur de type B.	262
Tableau D.3 : Données expérimentales pour le brûleur de type C.	263
Tableau D.4 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 1 pour le brûleur de type A.	263

Tableau D.5 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 2 pour le brûleur de type A.....	264
Tableau D.6 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 3 pour le brûleur de type A.....	264
Tableau D.7 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 4 pour le brûleur de type A.....	264
Tableau D.8 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 1 pour le brûleur de type B.....	265
Tableau D.9 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 2 pour le brûleur de type B.....	265
Tableau D.10 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 1 pour le brûleur de type C.....	265
Tableau D.11 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 2 pour le brûleur de type C.....	266
Tableau D.12 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 3 pour le brûleur de type C.....	266
Tableau D.13 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 1 pour le brûleur de type D.....	266
Tableau D.14 : Données expérimentales de la cavité no. A1	273
Tableau D.15 : Données expérimentales de la cavité no. A2	273
Tableau D.16 : Données expérimentales de la cavité no. B1	274
Tableau D.17 : Données expérimentales de la cavité no. B3	274
Tableau D.18 : Données expérimentales de la cavité no. B4	275
Tableau D.19 : Données expérimentales de la cavité no. B5	275
Tableau D.20 : Données expérimentales de la cavité no. B2	276
Tableau D.21 : Données expérimentales de la cavité no. C1	276

NOMENCLATURE

Abréviations

A/C	Air-combustible
C/A	Combustible-air
TPS	Température et pression standards

Symboles	Description	Unités
A	aire	m^2
A/C	rapport air-combustible	%
C/A	rapport combustible-air	%
c	vitesse du son	m/s
c_p	chaleur spécifique à pression constante	J/(kg·°C)
C_L	rapport d'aspect	
d_f	diamètre du fragment	m
dL_r	élément de longueur du cône tronqué de Goncharov <i>et al.</i>	m
ds	élément de surface du cône tronqué de Goncharov <i>et al.</i>	m^2
D	diamètre	m
D_{tuy}	diamètre de la tuyère aux conditions soniques	m
e_{surf}	énergie de fracture	J/m ²
E	module de Young	Pa
$\dot{E}_{acc}$	accumulation d'énergie	W/m ³
E_s	énergie transmise en surface	J/m ²
f	rapport de la masse d'oxydant au combustible	
Fo	nombre de Fourier	
g	accélération gravitationnelle	m/s ²
$\dot{g}$	génération de chaleur interne	W/m ³
h	enthalpie	J/kg
h_0	enthalpie de stagnation	J/kg
h_c	coefficient de convection	W/(m ² ·°C)
h_z	hauteur de la tuyère au sol	m
H_r	hauteur du cône tronqué de Goncharov <i>et al.</i>	m
Δh	changement d'enthalpie	J/kg
k	conductivité thermique	W/(m·°C)
k	rapport des chaleurs spécifiques	
k^*	conductivité thermique entrée au programme numérique	W/(m·°C)

K	contrainte spécifique de Dimitriev <i>et al.</i>	Pa
LH	pouvoir calorifique inférieur	MJ/kg
m	paramètre d'homogénéité de Weibull (1939)	
$\dot{m}$	débit massique	kg/s
M	nombre de Mach	
p	pression	Pa
p_0	pression de stagnation	Pa
P_b	puissance du brûleur	kW
P_v	probabilité de rupture cumulée d'un volume	
q	taux de transfert thermique	W
$\dot{q}$	flux thermique	W/m ²
$\dot{q}_j$	flux thermique associé à un élément de surface	W/m ²
Q	débit volumique	m ³ /s
r	rayon	m
R	constante du gaz	m ² /(s ² ·K)
R_D	rayon du disque calorimétrique	m
R_c	rayon initial de la cavité de Goncharov <i>et al.</i>	m
R_k	rayon final de la cavité fragmentée de Goncharov <i>et al.</i>	m
Re_d	nombre de Reynolds	
s	entropie	J/(kg·K)
s_0	entropie de stagnation	J/(kg·K)
S_i	probabilité de rupture d'un élément	
SI	indice de capacité de fragmentation de Calaman <i>et al.</i>	
St	nombre de Stanton	
t	temps	s
Δt_{acq}	intervalle de temps d'acquisition des températures	s
T	température	°C
T_0	température de stagnation	°C
T_s^*	température de surface pondérée de Yagupov (1963)	°C
ΔT	changement de température	°C
u	déplacement	m
v	vitesse	m/s
V	volume	m ³
$\dot{V}_f$	débit de destruction thermique de Goncharov <i>et al.</i>	m ³ /s
W	épaisseur d'un anneau calorimétrique	m
x	coordonnée horizontale en abscisse	m
x	axe du front de perforation	m
y	coordonnée horizontale en ordonnée	m
z	coordonnée verticale	m
Φ	efficacité de transfert	(MWm ⁻²)/100 kW

α	diffusivité thermique	m^2/s
α^*	diffusivité thermique entrée au programme numérique	m^2/s
β	coefficient d'expansion thermique	$^{\circ}\text{C}^{-1}$
δ_s	épaisseur du fragment	m
δr	élément de rayon	m
δs_j	élément d'aire numérique du disque calorimétrique	m^2
δt	incrément temporel	s
δT	différentiel de température à la distance numérique ζ	$^{\circ}\text{C}$
δV	élément de volume	m^3
δw_j	élément d'aire numérique d'un anneau calorimétrique	m^2
δz	distance entre deux nœuds selon l'axe z	m
ε	déformation	
γ	angle du front de pénétration de Goncharov <i>et al.</i>	rad
λ, μ	constantes de Lamé	Pa
η	rendement	
ϕ	énergie de fragmentation	MJ/m^3
ρ	densité	kg/m^3
ρ_0	densité de stagnation	kg/m^3
σ	contrainte	Pa
σ_0	contrainte intrinsèque	Pa
σ_i	contrainte fatale d'un élément de volume	Pa
ψ	critère d'efficacité de fragmentation de Browning	
θ	angle	rad
ν	coefficient de Poisson	
ϑ	viscosité dynamique	m^2/s
ζ	distance numérique de calcul du flux	m
Θ	température de transfert de chaleur de Goncharov <i>et al.</i>	$^{\circ}\text{C}$

Indices inférieurs

0	initiale
ad	adiabatique
c	compression
com	combustible
$comb$	combustion
$comp$	compression de l'air
eff	effectif
en	entrée
exp	expérimental

<i>f</i>	flamme
<i>frag</i>	fragmentation
<i>idéal</i>	idéal/optimal
<i>int</i>	intérieur
<i>jet</i>	jet/écoulement en surface
<i>max</i>	maximal
<i>num</i>	numérique
<i>oxy</i>	oxydant
<i>per</i>	perforation
<i>r</i>	roc
<i>réel</i>	réel/actuel
<i>s</i>	surface
<i>so</i>	sortie
<i>stoech</i>	stoechiométrique
<i>t</i>	trou
<i>tuy</i>	tuyère
<i>u</i>	utilisé
<i>zone</i>	zone/région calorimétrique

Indices supérieurs

*	condition sonique
'	pondéré sur la surface

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

La capacité à accéder et à extraire les ressources géologiques, pour l'industrie minière, dépend en grande partie de l'efficacité à laquelle l'énergie est transmise au roc pour le désintégrer. Qu'il s'agisse de perforer un trou dans un massif rocheux ou encore de fragmenter une paroi rocheuse, une méthode destructive doit être choisie. Au fil du temps, une multitude de techniques d'abattage de roc ont été développées. Certaines d'entre elles sont largement utilisées alors que d'autres sont moins bien connues.

Actuellement, les sociétés minières utilisent presque exclusivement des méthodes destructives mécaniques, où une pièce tenace entre en contact avec le roc pour le fracturer. Plus spécifiquement, un trépan sera très souvent utilisé pour broyer le roc, par simple percussion ou par pression et rotation. Cependant, cette technique appliquée à des formations rocheuses fortement abrasives devient peu à peu économiquement moins intéressante. En fait, les remplacements plus fréquents des accessoires de forage dans ces conditions ralentissent l'exécution et amenuisent ainsi la rentabilité du procédé.

Il est bien connu que certaines roches cristallines s'écaillent en fragments lorsque leurs surfaces sont exposées à un flux de chaleur intense et localisé. Plusieurs méthodes de

forage thermique exploitent ce comportement et peuvent alors, dans ces conditions, être une alternative de choix aux méthodes destructives mécaniques. Pour être commercialement viable, une méthode d'abattage thermique de roc doit cependant être agressive, là où des taux de pénétrations compétitifs doivent être réalisés.

Jusqu'à maintenant, les brûleurs à jet supersonique qui génèrent une flamme très intense et à haute vitesse, se sont avérés très économiques pour effectuer un forage de type thermique, lorsque les conditions géologiques le permettent. Cette technique tire profit de l'expansion et de l'accélération des produits de combustion très chauds qui frappent et désintègrent la surface rocheuse ciblée, assurant par le fait même l'évacuation des fragments. Le processus de forage thermique est alors pleinement efficace.

Cependant, l'utilisation d'une telle source de chaleur comme instrument de forage comporte plusieurs limitations. D'une part, il arrive fréquemment qu'une couche rocheuse inerte aux chocs thermiques se présente, anéantissant très souvent le potentiel de cette technologie. Dans un même ordre d'idées, il faut ajouter aussi que la performance de cette technologie est directement reliée à la réaction à une source de chaleur des roches en présence sur le terrain. De plus, son développement a été amputé par le progrès et la commercialisation à grande échelle des méthodes destructives mécaniques, souvent plus conviviales.

1.1 Motivation de la recherche

Bien que les méthodes de forage mécanique aient supplanté toutes autres techniques d'abattage de roc, la fragmentation thermique reste une technologie qui possède un fort potentiel. Cette technique reste une option innovatrice dans la mesure où elle pourrait, par exemple, être appliquée à l'extraction sélective de métaux précieux {35}. De plus, en ce qui a trait aux applications minières plus conventionnelles, de nombreux avantages ont été décelés dans quelques études {34, 45}. La présente recherche s'inscrit donc dans un contexte de mise en valeur de la fragmentation thermique.



1.2 Objectifs

Suivant la motivation décrite précédemment, la présente étude dans son ensemble, vise un objectif principal soit :

- L'analyse et la caractérisation de différents types de brûleurs à jet supersonique commerciaux au moyen d'une méthode spécifique.

Pour ce faire, des sous-objectifs viennent épauler la réalisation de l'objectif mentionné précédemment soient :

- Identifier et intégrer une méthodologie de caractérisation indépendamment du type de roc en présence.

- Acquérir des données techniques sur l'efficacité et les performances thermiques des différents brûleurs.
- Améliorer la productivité, la flexibilité et l'adaptabilité du procédé par la modification ou par le développement d'un nouveau type de brûleur à jet supersonique.

En résumé, le but principal est d'établir une stratégie de comparaison adéquate pour ensuite procéder à la caractérisation de quelques types de brûleurs commerciaux.

1.3 Méthodologie

Compte tenu des objectifs énumérés précédemment, une méthodologie qui englobe plusieurs phases d'expérimentation a été élaborée.

La première étape consiste à saisir des données techniques sur l'utilisation des différents brûleurs. À l'aide de la température de jet à une distance définie à l'embouchure du brûleur, le degré d'intensité de la flamme est évalué en fonction du mélange d'air et de combustible fournis. Cette première phase exploratoire permet de déterminer une plage d'opération adéquate pour les expériences subséquentes.

La deuxième phase est, en quelque sorte, le cœur du projet de recherche. À cette étape, les brûleurs sont introduits dans un calorimètre spécialement conçu dans le cadre de

l'étude. La distribution du flux tout autour de la flamme est alors évaluée à l'aide de plusieurs masses solides disposées en périphérie.

Finalement, une troisième phase vient chapeauter l'expérimentation. À ce stade, les brûleurs sont placés en condition de fragmentation à l'intérieur de blocs de granite qui ont été préalablement perforés mécaniquement. Les orifices pratiqués ont à peu près les dimensions de la cavité cylindrique du calorimètre. Cette étape permet de valider la méthode de caractérisation par des essais réels.

1.4 Plan de la présentation

La présentation de ce mémoire est divisée en sept chapitres qui exposent en détail le cheminement de la présente étude. Différentes annexes viennent documenter certains aspects de la recherche notamment sur la conception et l'assemblage du calorimètre, sur les données expérimentales et sur les programmes informatiques codés spécifiquement pour l'étude.

Au chapitre 2, dans un premier temps, un résumé des théories sur l'abattage thermique des roches dures est préconisé afin de bien camper le contexte du projet de recherche. Une importante masse d'informations s'y trouve notamment sur les fondements des mécanismes de destruction thermique des roches dures ainsi qu'une exposition de plusieurs recherches théoriques et pratiques antérieures sur le sujet. Dans un deuxième

temps, quelques notions théoriques sur les écoulements compressibles dans les tuyères sont explorées, ces écoulements étant les rudiments de la technologie des brûleurs à jet supersonique. Le chapitre 3 contient des détails essentiels sur l'anatomie interne des différents brûleurs à jet supersonique ainsi qu'à leurs modes de fonctionnement et sur la destruction rocheuse qu'ils peuvent provoquer. Les brûleurs qui y sont décrits dans cette section font l'objet de la nouvelle technique de caractérisation présentée. Le chapitre 4 se concentre exclusivement sur la description du modèle numérique de quantification du flux thermique par calorimétrie : l'étape essentielle de la méthodologie de caractérisation. Toutes les informations qui concernent la validation de la méthode numérique y sont également regroupées. Au chapitre 5, les grandes lignes de conception menant à un prototype de brûleur à jet supersonique sont présentées afin de satisfaire aux exigences de développements techniques de la recherche proposée. Ce prototype de brûleur à flux thermique cyclique fait également l'objet de la caractérisation.

Une description exhaustive de la méthodologie de caractérisation (en trois phases successives) se retrouve au chapitre 6 suivie des principaux résultats des expériences calorimétriques et des essais de fragmentation. Pour clore le tout, le chapitre 7 fait, dans un premier temps, un résumé des résultats de performance obtenus et par la suite fait état de la caractérisation des différents brûleurs à l'étude. Des recommandations pour les travaux futurs y sont également proposées.

CHAPITRE 2

REVUE DE LA LITTÉRATURE

L'étude du processus d'abattage thermique par l'intermédiaire des brûleurs à jet supersonique comporte une multitude de volets scientifiques à analyser. Ce chapitre se limite cependant à dresser un bilan de la documentation existante sur deux volets pertinents. Une revue des études et des essais expérimentaux menés sur le forage des roches dures par chocs thermiques sera suivie d'une analyse sommaire des écoulements compressibles à l'intérieur d'une tuyère.

2.1 Abattage thermique de roc

Dans cette section, les hypothèses proposées sur les mécanismes prenant place lors de la fragmentation thermique de roc seront discutées. Des recherches plus exhaustives sur les mécanismes de fragmentation par sources thermiques peuvent être recensées dans la littérature {40, 48}.

2.1.1 Rupture et fragmentation par chocs thermiques

2.1.1.1 Émergence des premières études

Les fractures par chocs thermiques ont sans doute été observées très tôt dans l'humanité par les premières nations. Un simple feu de camp, près d'un rocher, aurait pu en être la toute première expérience. Les Chinois et les Romains auraient tiré profit des chocs thermiques pour en faire une technique d'extraction de blocs de pierre à partir de massifs rocheux. Les Indiens auraient également su apprivoiser ce phénomène pour fracturer et extraire des masses rocheuses {39}.

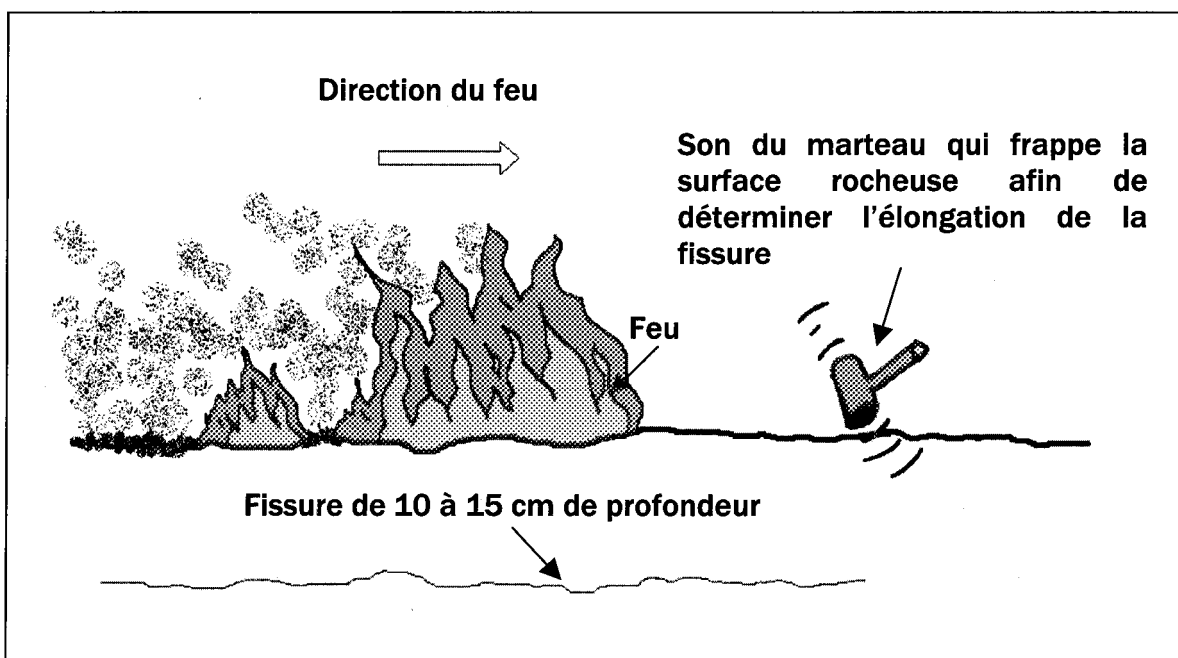


Figure 2.1 : Extraction de la pierre pratiquée par les Indiens (adaptation de la référence {39}).

Les premières véritables études scientifiques sur le phénomène vont émerger au début des années 1900. Pour Norton (1925) {31}, la fragmentation thermique est le résultat

d'une contrainte en cisaillement à l'intérieur d'un solide semi-infini entre les différentes zones isothermes et parallèles à la surface (figure 2.2). Il appert que l'analyse de Norton, plutôt simpliste, n'était pas fondée, puisqu'il est reconnu que le cisaillement ne peut pas être le mode de rupture dominant en absence de fissures pour décrire un écaillage de surface par chauffage brutal et localisé {39}. D'ailleurs, ses hypothèses et ses expérimentations concernaient plutôt les fractures thermiques par tension dans un solide chauffé et non confiné, observables, par exemple, sur des briques réfractaires dans des fours à combustion.

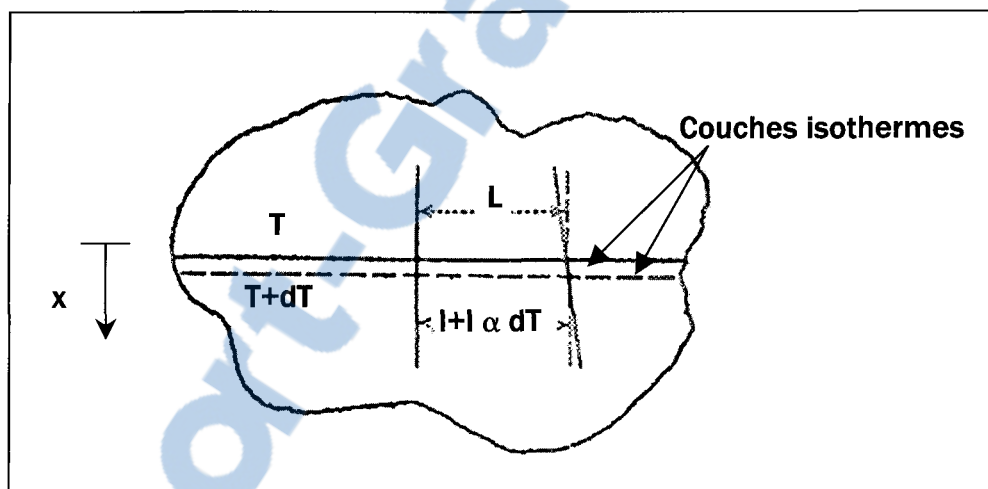


Figure 2.2 : Analyse en cisaillement décrite par Norton (1925) {31}.

Preston (1934) {37} a beaucoup mieux décrit les mécanismes de fragmentation thermique qui sont, selon lui, l'aboutissement d'un flambement par expansion thermique d'une mince couche surfacique. Il a d'ailleurs identifié ce mécanisme de fracture en introduisant très rapidement des sphères d'argile à température ambiante à l'intérieur d'un four en fonction de différentes conditions radiatives. Les ruptures qu'il a observés étaient

alors un écaillage (par tension) plus ou moins violent de la surface en fonction du flux thermique appliqué.

Pour expliquer cette éjection brusque de minces couches en surface, toujours selon Preston, une contrainte en compression par dilatation thermique, prenant place sous la surface, devient alors suffisamment élevée pour allonger une fissure (amorce) déjà présente. Une rupture par flambage vient alors terminer le processus dû au relâchement brutal d'énergie élastique contenue à l'intérieur du volume compressé. Un détail des étapes de fragmentation proposées par Preston est illustré en figure 2.3.

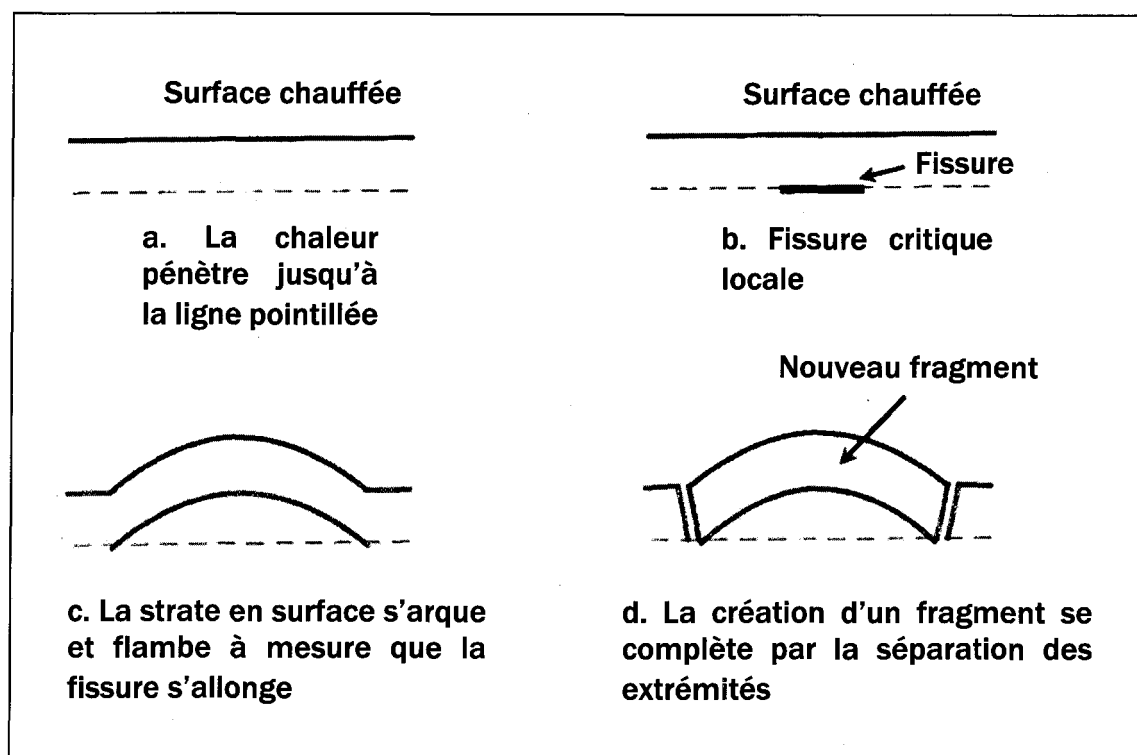


Figure 2.3 : Évolution simplifiée des mécanismes de fragmentation d'une surface d'un solide semi-infini {37}.

De plus, Preston a statué sur les conditions préalables au processus de fragmentation thermique, qui est en fait un mode de fracture thermique rapide et localisé, contrairement aux ruptures par tension découlant d'un chauffage plus ou moins monotone d'un solide quelconque. Ces critères sont directement reliés aux dimensions du solide et au degré de confinement de ce dernier. Le premier critère stipule que pour un spécimen de roc qui n'est pas confiné, la surface de chauffage ne doit pas être trop significative (hypothèse de moins de 10 %) de la surface totale considérée. Le confinement est alors réalisé par la masse plus froide entourant la région de fragmentation. Le deuxième critère suggère que le flux de chaleur doit nécessairement être imposant afin d'augmenter rapidement un différentiel de température de la zone affectée par rapport à l'ensemble du solide (hypothèse d'une fraction de 10 %). Autrement, si ces deux critères ne sont pas respectés, la contrainte sera, en général, dissipée par expansion thermique à l'intérieur des zones à plus faibles résistances. L'hypothèse de Preston est encore actuellement la plus considérée pour modéliser la fragmentation thermique de roc.

Rapport-gratuit.com 
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

D'autres auteurs vont suggérer l'intégration d'outils statistiques pour prédire la rupture par fragmentation thermique. Pour Marovelli *et al.* (1965) {28}, deux critères de ruptures doivent être examinés. Le premier concerne un traitement simpliste où la rupture survient au moment où la contrainte maximale en tension surpasse une valeur critique (résistance en tension) en tous points dans le solide. Or, cette hypothèse est valable pour un matériel parfaitement isotrope, homogène et sans faille, ce qui n'est pas le cas pour la plupart des matériaux fragiles. La deuxième approche fait appel à un critère de rupture

Rapport-gratuit.com 
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

statistique proposé par Weibull (1939) {27}. La théorie de Weibull est une méthode statistique menant à un critère de fracture qui permet de tenir compte du nombre, de l'orientation et de la distribution des grandeurs des fissures présentes dans le matériel par unité de volume. La démarche de Marovelli *et al.* permettra d'aboutir à une probabilité de rupture, qui sera maximale lorsque le produit de la contrainte et du volume soumis à cette contrainte est maximisé {39}.

Gray (1965) tente d'associer une élévation de température à l'intérieur du solide à l'initiation de la rupture par fragmentation thermique. Pour ce faire, il compare la compression dans le plan horizontal d'un solide semi-infini, où les déplacements sont limités dans toutes les directions (parallèles à la surface libre), à la résistance en compression du matériel (σ_c). Cette démarche permet de définir un différentiel de température critique de fragmentation thermique (ΔT_s), qui combine les propriétés mécaniques de la roche (le module de Young (E_r), le coefficient d'expansion thermique (β_r) ainsi que le coefficient de Poisson (ν_r)) {19} :

$$\Delta T_s = \frac{\sigma_c(1-\nu_r)}{\beta_r E_r} \quad (2.1)$$

D'autre part, pour estimer une distribution de température lors du processus, Gray propose de faire une sorte d'analogie avec la sublimation d'un solide qui est uniformément chauffé. Cette approche, basée sur un régime établi, permet de définir une vitesse globale de pénétration dans le solide plutôt que de traiter l'éjection des fragments individuellement. Tout comme dans la sublimation, une température critique en surface doit nécessairement

être atteinte et l'énergie d'évaporation est alors substituée par une énergie requise pour chauffer le domaine du solide qui sera fragmenté (pour conserver ainsi la température critique constante tout au long du procédé). La distribution de température T est donnée par {19} :

$$T = T_s \exp\left(\frac{-v_{per} x}{\alpha_r}\right) \quad (2.2)$$

où T_s est la température de surface de fragmentation, v_{per} est la vitesse de perforation, α_r représente la diffusivité thermique du roc et x est l'axe normal à la surface dans le solide. Les températures T ainsi que T_s sont ici en référence à une température de roc nulle. À partir de l'équation 2.2, il en découle que le flux de chaleur q_s appliqué à la surface rocheuse pour soutenir le taux d'avancement v_{per} du front à l'intérieur du roc de densité ρ_r et de chaleur spécifique $c_{p,r}$ est défini par :

$$q_s = -k \frac{dT(x)}{dx} \Big|_{x=0} \quad (2.3 \text{ a})$$

$$q_s = (\rho c_p)_r T_s v_{per} \quad (2.3 \text{ b})$$

En poussant plus loin l'analyse, Gray (1965) et Geller (1970) {16, 19} suggèrent que les contraintes en compression développées par l'expansion thermique vont notamment générer des régions de cisaillement aux extrémités du domaine (figure 2.4). Cette hypothèse naît d'une étude thermomécanique conduite par Aleck (1949) {1} qui consiste en une plaque chauffée et attachée à un plan solide où les côtés sont libres de toute obstruction (figure 2.5), bien que les conditions frontières ne soient pas identiques. Selon leurs conclusions, de fortes zones en compression verticale vont initier une déchirure en cisaillement des plans 1 et 2 aux jonctions du plan 3, pour poursuivre le processus de

fracture parallèlement à la surface libre et ce à une certaine profondeur où la rupture finale sera complétée par le détachement du plan 3 (figure 2.4).

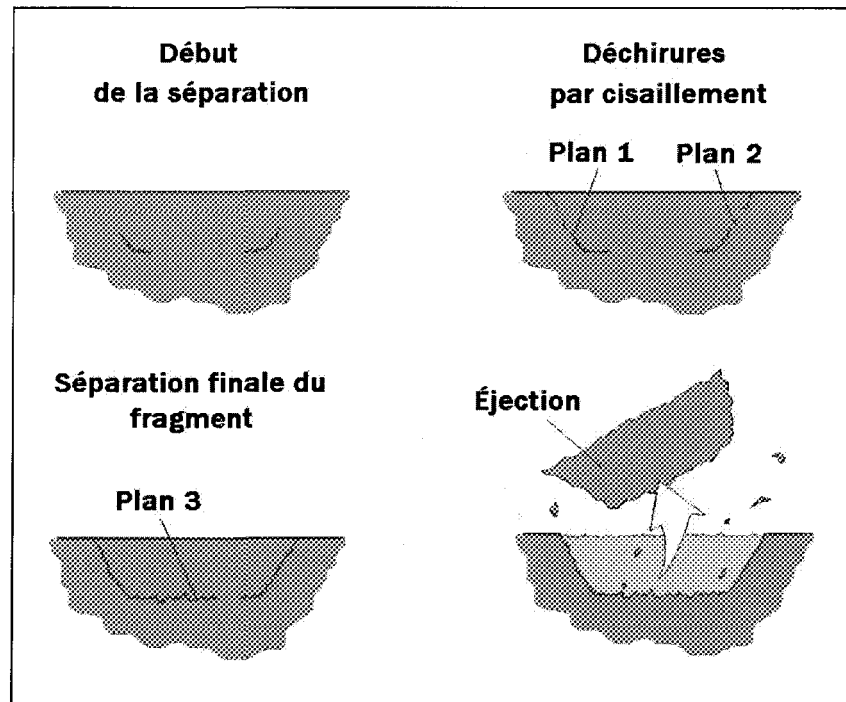


Figure 2.4 : Schématisation probable de la naissance d'un fragment selon Gray (1965) et Geller (1970).

La profondeur du changement de direction de la déchirure du plan 1 et 2 au plan 3 n'est pas rigoureusement étudiée par l'analyse précédente. Il est mentionné cependant qu'elle est en fonction du gradient de température. Ce mécanisme de fracture est plutôt en opposition au processus de destruction proposé par Preston (1934), où la déchirure débute par l'élancement d'une fissure déjà présente et parallèle à la surface localisée au plan 3.

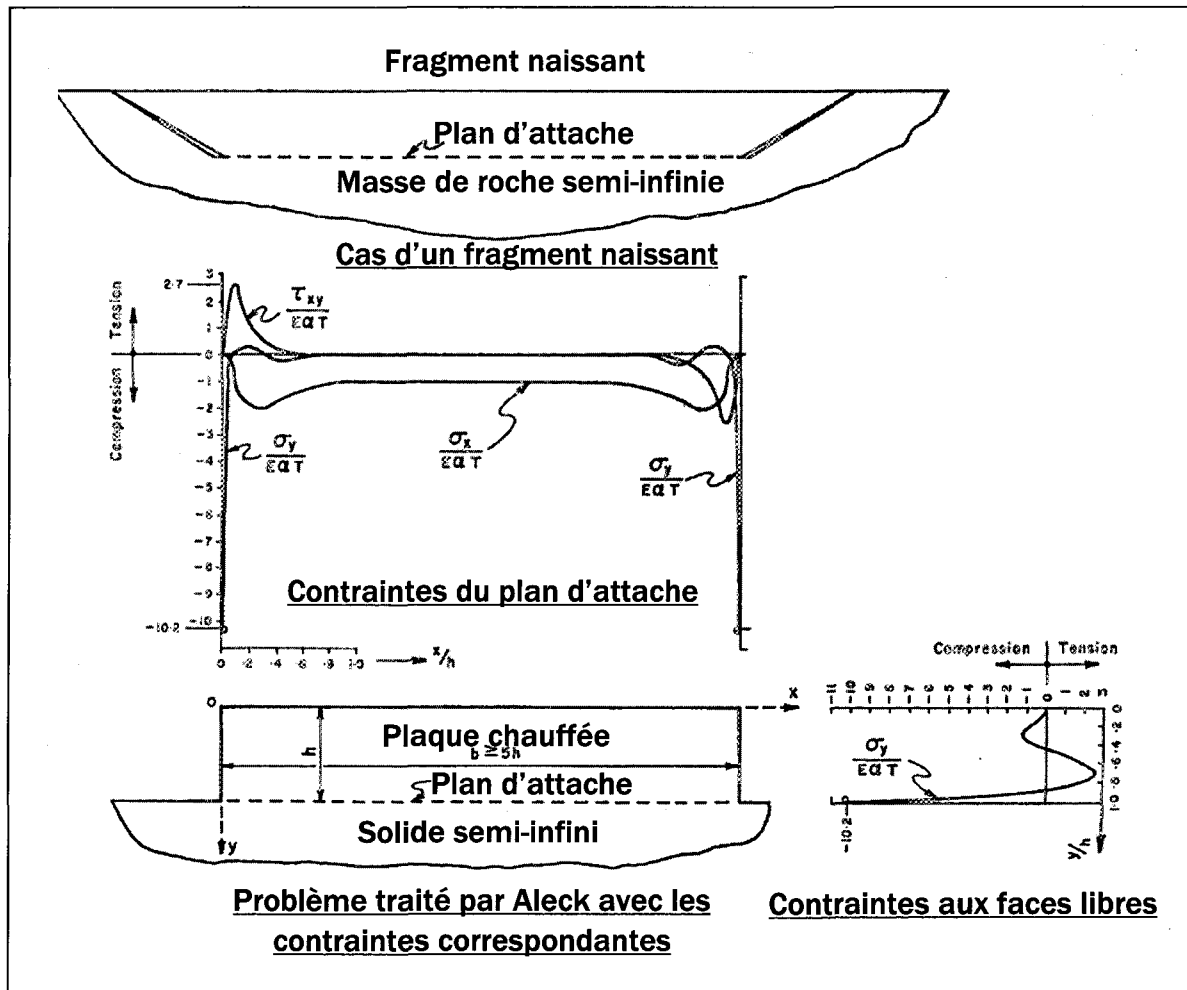


Figure 2.5 : Distribution de contraintes d'un fragment naissant {16} proposée par Gray (1965) et tirée d'une analyse d'une plaque chauffée et attachée à un plan {1}.

Tel que discuté par Rauenzahn (1986) {39}, ce mécanisme de destruction dans ce contexte est incorrect, car un mode de rupture dominé par le cisaillement y est prétendu. Cette hypothèse reprend d'ailleurs les fondements du postulat de Norton. Les fragments observés expérimentalement ont une épaisseur généralement très faible et il appert qu'une rupture par cisaillement est rarement observée pour cette échelle de grandeur, en laboratoire.

Nelson (1969) et Lauriello (1971) se sont tous deux intéressés au problème de distribution de contraintes thermiques d'un solide semi-infini au-dessous d'une région chauffée par un faisceau Laser, afin de mieux comprendre les mécanismes de destructions thermiques de roc. Lauriello a traité le problème analytiquement, alors que Nelson s'est penché sur un traitement numérique. Pour Nelson, la fragmentation thermique de roc est attribuable à une tension dans la direction axiale (figure 2.6) qui devient fatale aussitôt qu'elle surpasse la résistance en tension. En essence, il est reconnu que les conclusions de Lauriello et Nelson sont discutables, puisque le temps nécessaire (qui correspond au déplacement axial d'un plan parallèle à la surface et qui se superpose à la zone de tension maximale) est de l'ordre de plusieurs secondes {48}. Ce temps anormalement élevé définit alors une épaisseur de fragment trop importante.

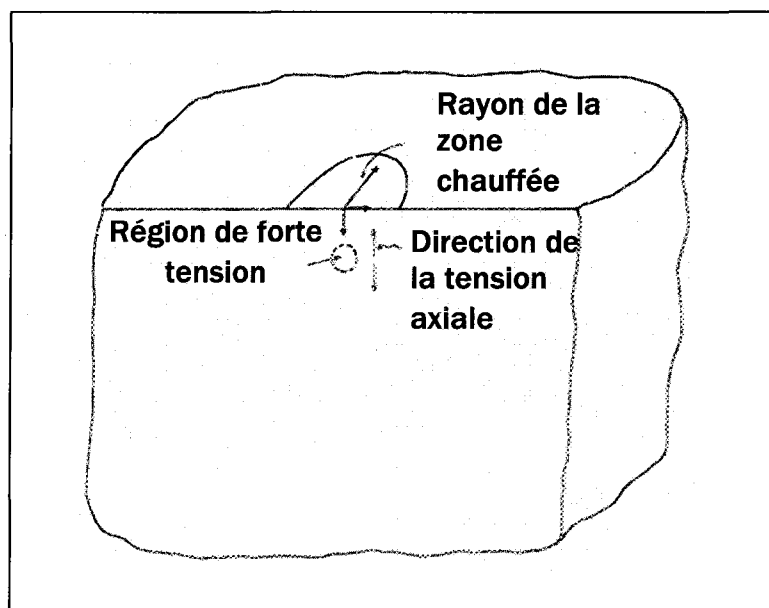


Figure 2.6 : Critère de rupture par tension axiale utilisé par Nelson (1969) {39}.

Or, il a été démontré, par visualisation au moyen d'une caméra à haute vitesse que la fragmentation thermique s'effectue brutalement, approximativement de 0,1 à 0,5 seconde, après exposition au chauffage {39}. Les dimensions calculées des fragments provenant des analyses de Nelson et Lauriello ne sont en fait pas corroborées par des essais expérimentaux {19, 48}. En fait, le diamètre du rayon du faisceau laser utilisé pour fins de comparaison, de l'ordre de grandeur d'un grain, a été réputé trop faible pour décrire la fragmentation thermique de roc classique {39}.

Les Russes ont eux aussi concentré des efforts dans des études expérimentales et théoriques sur les mécanismes de fragmentation thermique. Pour Yagupov (1963), la contrainte thermique σ présente dans le solide est estimée par l'équation suivante {39} :

$$\sigma = \beta_r E (T_s^* - T_{r,0}) \quad (2.4)$$

où T_s^* est une température moyennée sur le domaine de fragmentation et $T_{r,0}$ la température initiale de la masse rocheuse.

Dimitriev (1969) a lui aussi largement contribué à modéliser les chocs thermiques appliqués au forage de roc. Plutôt que de traiter toute la complexité de l'évaluation transitoire de la distribution de contraintes lors du flambage et du détachement progressif d'un fragment, ses efforts ont ciblé l'estimation de la contrainte en compression de seuil près de la surface qui caractérise la formation de fragments. Pour ce faire, Dimitriev adopte d'abord l'hypothèse de Preston (1934), selon laquelle la compression en mode plan près de la surface chauffée cause la rupture par flambage. Par la suite, il pose une distribution de

température linéaire à l'intérieur du solide pour simplifier le traitement. Notamment, la température de fragmentation à la surface qu'il spécifie, est donnée par :

$$T_s = \frac{2K(1-\nu_r)}{\beta_r E_r} \quad (2.5)$$

où K est un seuil de contrainte qui génère la fracture thermique (déterminé par des essais destructifs mécaniques en fonction des dimensions), alors que la vitesse de perforation qu'il attribue est donnée par l'expression qui suit :

$$v_{per} = \frac{\delta_s}{t_{frag}} = \frac{k_r \Delta T_s}{h(T_f - T_s)t_{frag}} \quad (2.6)$$

où k_r est la conductivité thermique du roc, h le coefficient de convection du fluide (flamme) de température moyenne T_f à l'interface, t_{frag} le temps de fragmentation et δ_s l'épaisseur de la couche supportant le différentiel de température ΔT_s , qui génère en fait la contrainte définissant l'épaisseur des fragments éventuels.

Dans une autre étude russe, Vasiliev (1958) tente d'associer la forte propension du quartz à être éclaté thermiquement par la transition du réseau cristallin α - β à haute température. Cependant, de plus faibles températures de fragmentation mesurées et calculées par différents auteurs {39, 48} démontrent que cette hypothèse n'est pas fondée.

Un autre contemporain russe, Kolodko (1983), va plutôt tenter de développer un outil numérique qui permet de statuer si une roche peut être sensible à la fragmentation thermique. Pour ce faire, Kolodko va imposer un critère de rupture qui suit l'hypothèse d'une rupture par cisaillement. Un des fondements de son hypothèse est basé sur des

lectures d'images par caméra à haute vitesse, où il a observé que le périmètre du fragment est d'abord séparé {39}. Or, encore une fois, il a été démontré que le cisaillement n'est pas le mode principal de fragmentation, mais plutôt le résultat du prolongement d'une fissure parallèle au plan et ce par compression.

En résumé, bien que de nombreux efforts aient été investis dans les études thermomécaniques, la fragmentation par chocs thermiques n'est pas encore modélisée dans tout son ensemble. Bien que certaines hypothèses soient généralement bien acceptées, il n'est pas simple de mettre en harmonie les modèles mathématiques théoriques et les résultats expérimentaux, puisque le phénomène est nettement influencé par les interactions inter-granulaires propres à chaque type de pierre. Plus encore, l'évolution des contraintes internes, qui doit tenir compte d'un régime nettement transitoire (du déchirement du pourtour des fragments jusqu'à leur éjection) ajoute un degré de difficulté supplémentaire à une modélisation définitive. Les corrélations semi-empiriques, utilisant souvent une hypothèse unidimensionnelle restent encore des références fiables pour quantifier les paramètres de performance de forage thermique.

2.1.1.2 Études et essais expérimentaux antérieurs sur le terrain

Les études thermomécaniques théoriques en laboratoire sont généralement destinées à augmenter la compréhension du phénomène physique. En revanche, certains scientifiques ont plutôt concentré leurs activités de recherche sur le développement de stratégies de brûlage et d'essais de performance de forage thermique plus directement sur le terrain.

En 1947, la première application industrielle sérieuse des brûleurs à jet supersonique va être réalisée par la division Linde du groupe industriel Union-Carbide. Cette approche sera reliée au forage de trous pour le dynamitage de roc à larges volumes pour les applications minières. Utilisant un puissant brûleur en rotation spécialement conçu à cet effet (figure 2.7), le procédé thermique appelé « jet piercing », a permis de perforer des trous à larges diamètres d'une façon plus économique dans des formations géologiques abrasives. À l'aide de ce procédé, plus de 140 millions de tonnes de masses rocheuses ont été dynamitées dans différents complexes miniers américains, uniquement entre 1947 et 1961 {9, 48}.

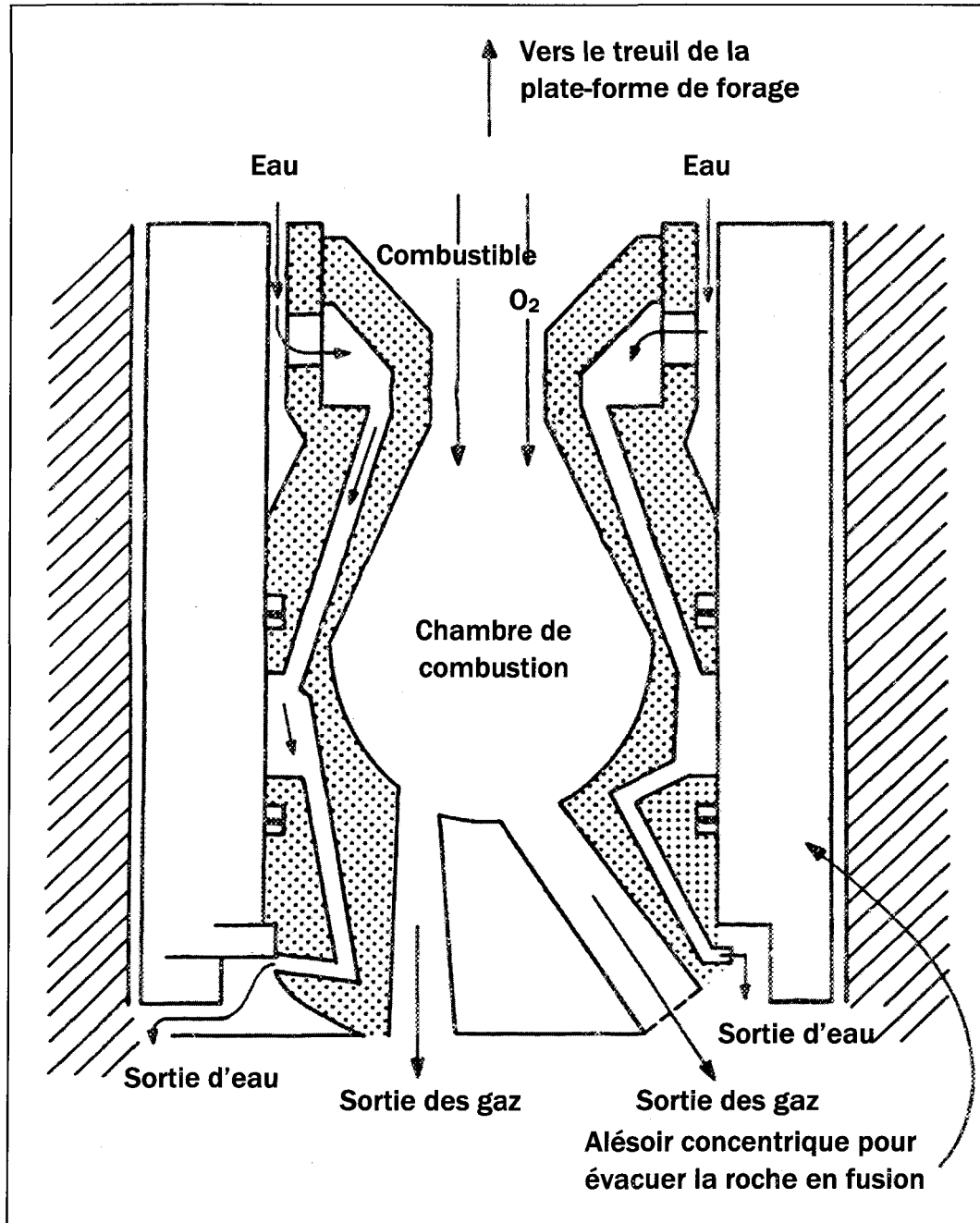


Figure 2.7 : Schéma interne du brûleur rotatif pour le forage thermique par fusion et fragmentation développé par Linde {39, 48}.



Ces essais vont permettre à Calaman *et al.* (1961) de fournir un indice de capacité de fragmentation (*SI*) qui englobe certaines propriétés géologiques {9, 48} :

$$SI \propto \frac{\text{diffusivité thermique} \times \% \text{ d'expansion (à } T_s) \times \text{dimension des grains}}{\text{résistance mécanique (à } T_s)} \quad (2.7)$$

où T_s est définie comme étant la température de surface de fragmentation thermique. Un indice de fragmentation élevé révèle qu'une roche est plus fortement sensible aux chocs thermiques et par conséquent, des vitesses de pénétration plus grandes sont à prévoir. Au-dessus d'une certaine température spécifique, le roc affiche un comportement plastique où les contraintes sont relâchées rendant la fragmentation impossible {9}. De plus, aucune caractéristique géologique étudiée séparément ne peut donner une indication réelle de l'indice de fragmentation. Cet indice prend tout son sens par une combinaison de propriétés thermiques et mécaniques agissant simultanément {9}, tel que décrit par l'équation 2.7.

Browning Engineering Corporation a elle aussi participé activement à une plus grande commercialisation du forage thermique. Elle a également acquis, à partir des années 60 jusqu'au milieu des années 80, un immense lot de données expérimentales. En outre, des essais intensifs de brûlage dans des carrières de pierre à Chelmsford (Massachusetts) ont permis d'établir les paramètres d'opération pour une perforation optimale. Les essais ont révélé qu'un rapport air-oxygène de 50/50 donne de meilleurs résultats (figure 2.8). La plus grande capacité de fragmentation d'un tel mélange (50/50) pour un flux de chaleur théorique donné à la sortie de la tuyère, est apparemment due au plus grand flux de quantité de mouvement. Cette quantité de mouvement plus importante permet de bien dégager la

surface rocheuse des débris générés, permettant un meilleur transfert du flux de chaleur à la nouvelle surface à désagréger.

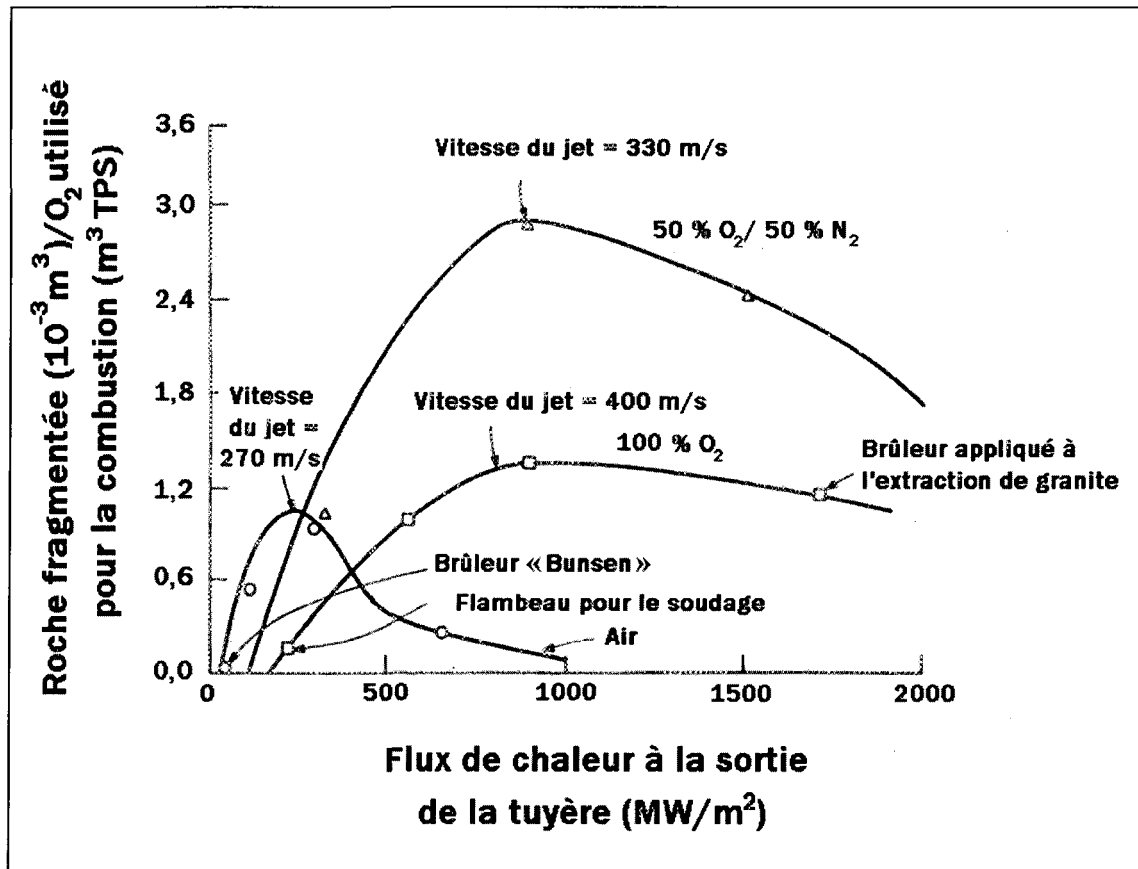


Figure 2.8 : Efficacité de fragmentation pour différents brûleurs à gazole ou à kérosène avec différents oxydants observée par Browning *et al.* (1965) {48}.

Pour démontrer tout le potentiel d'un forage par moyens thermiques, Browning (1981) a pratiqué un trou d'une profondeur de 335 m [1100 pi] dans une carrière de granite à Conway (New Hampshire). Une vitesse de pénétration de 15,8 m/h [51,7 pi/h] a été observée. Après avoir atteint une formation rocheuse plus homogène et sans fracture à 335

m de profondeur, la vitesse instantanée de perforation a rapidement bondi à 30,5 m/h [100 pi/h] {39}.

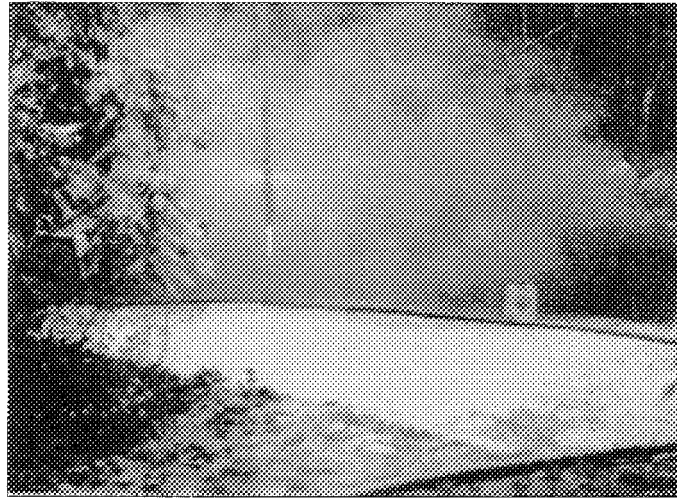


Figure 2.9 : Brûleur de type Browning sous conditions subsoniques en action à Conway {4}.

Toutefois, lorsque des strates géologiques moins réactives à la chaleur ou comportant des failles plus importantes étaient rencontrées, la vitesse de perforation pouvait chuter significativement. Ainsi, contrairement à l'abattage mécanique, le forage thermique doit être appliqué dans certaines conditions rocheuses spécifiques.

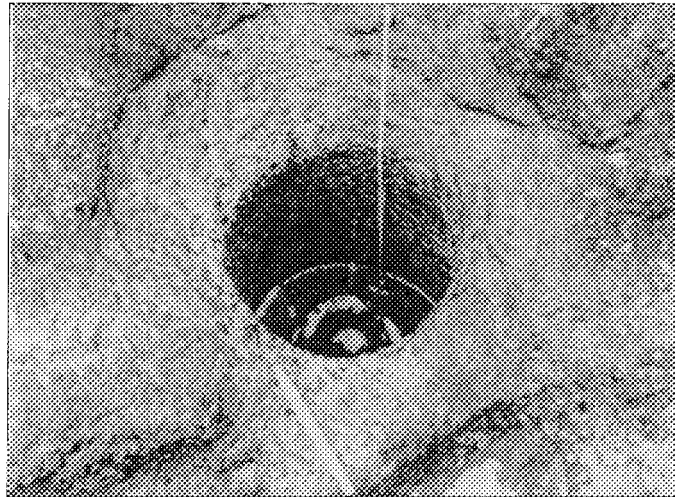


Figure 2.10 : Trou perforé par moyens thermiques par Browning (1981) à Conway {4}.

Au cours des années 80, le LANL¹ s'est également fortement intéressé à la destruction des roches dures par décrépitation thermique. En fait, la participation du LANL s'inscrivait dans un vaste programme de mise en valeur des ressources géothermiques {48}. Un des objectifs majeurs était sans doute la réduction des coûts de forage à de très grandes profondeurs. Pour les essais de forage thermique, plusieurs modifications du système d'alimentation du brûleur Browning furent prévues. Notamment, une bougie d'allumage permettant le démarrage du brûleur à l'intérieur du trou fut intégrée. Après avoir localisé un site de travail à Pedernal Hills (Nouveau-Mexique), un trou par fragmentation d'un diamètre moyen de 0,4 m [1.31 pi] à une vitesse moyenne de 6,5 m/h fut pratiqué. Un résumé des divers essais de fragmentation est donné en tableau 2.1.

¹ Los Alamos National Laboratory.

Tableau 2.1 : Sommaire des essais de fragmentation dans des roches cristallines réalisés par Browning et le LANL {48}.

Chercheur	Localisation	Profondeur	Taux de pénétration	Diamètre du trou	Pression de combustion
Browning	Conway, NH	335 m [1100 pi]	15,8 m/h [51,7 pi/h]	0,2 – 0,25 m [8 - 10 po]	3,4 MPa [500 psia]
Browning	Barre, VT	130 m [430 pi]	7,6 m/h [25 pi/h]	0,35 – 0,4 m [14 - 16 po]	0,86 MPa [125 psia]
LANL	Perdernal Hills, NM	30 m [100 pi]	6 - 7 m/h [22 pi/h]	0,35 – 0,45 m [14 - 18 po]	0,76 MPa [110 psia]

À noter que les essais conduits par Williams *et al.* (1986) du LANL établirent différentes stratégies permettant d'excaver des cavités souterraines plus efficacement par brûlage (figure 2.11) {49}. En laissant le brûleur stationnaire à une profondeur choisie, une large cavité de 1,6 m [5,25 pi] de diamètre fut réalisée à partir d'un tour foré préalablement de 0,6 m [1,97 pi] de diamètre {39, 48}.

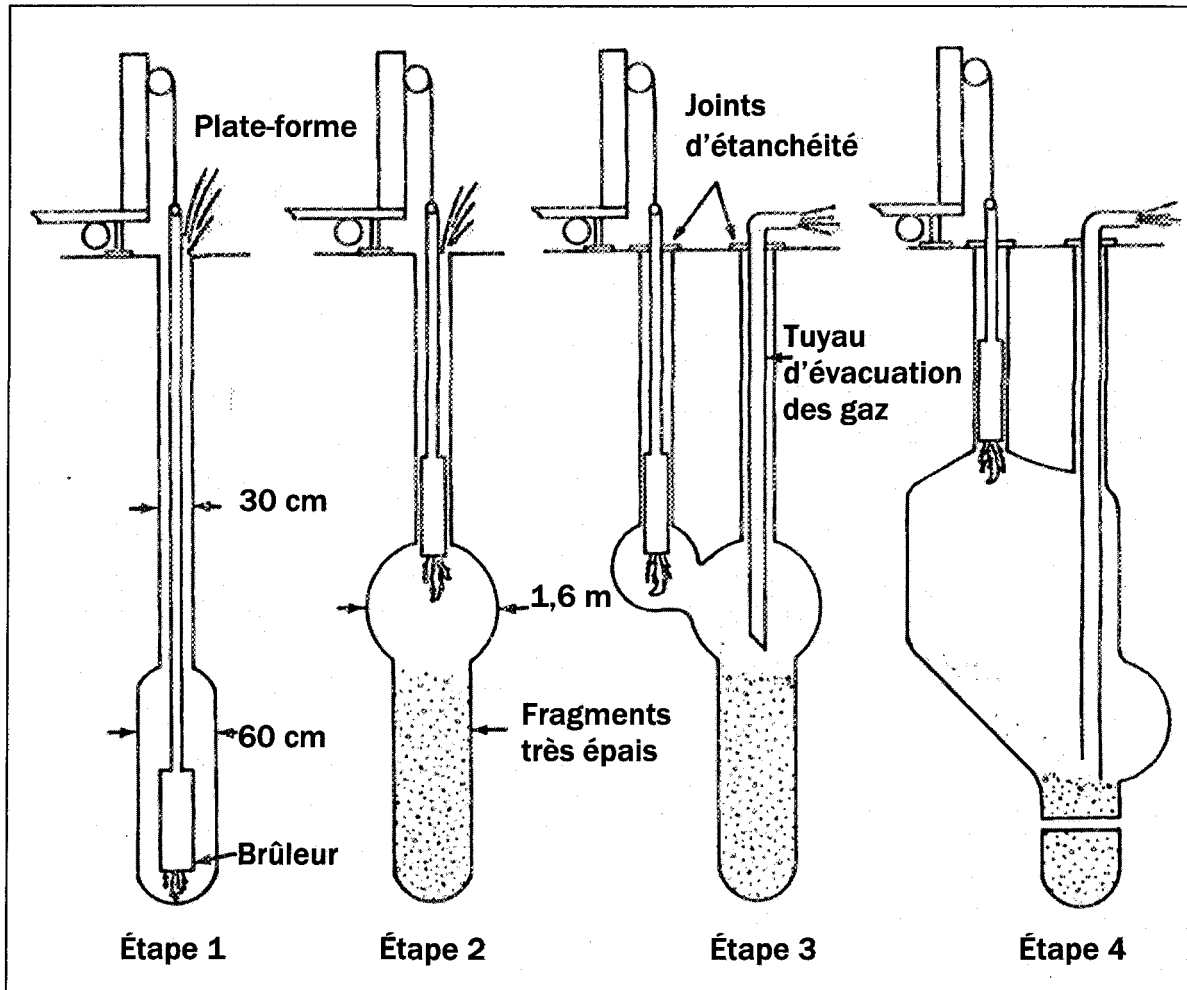


Figure 2.11 : Illustration des étapes du processus de formation de la cavité effectuées par le LANL {49}.

Rauenzahn (1986) a lui aussi mené des essais de fragmentation pour valider ses recherches dans deux types de granites, à Barre (Vermont) et à Westerly (Rhodes Island), avec un montage spécialement adapté pour ajuster la vitesse de déplacement d'un brûleur au propane conçu par Browning Engineering Corporation. Les mesures de la distance au sol à la sortie de la tuyère et de la dimension du diamètre foré en fonction de la vitesse de pénétration ont été recueillies et sont résumées dans le tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Résultats des essais de forage pratiqués par Rauenzahn (1986) {48}.

Granite « Barre »				
Données mesurées			Données sans dimension	
Vitesse de perforation	Distance au sol	Rayon du trou	Distance au sol	Diamètre du trou
V_{per} (m/h)	h_z (cm)	r_t (cm)	h_z/r_{tuy}	r_t/r_{tuy}
6,8	6,4	3,2 - 3,5	22	10 - 11
7,3	7,0	3,5	24	11 - 12
6,3	7,6	3,8	26	12
5,5	7,6	3,8 - 4,4	26	12 - 14
4,6	10,2	5,7 - 6,4	34	18 - 20
4,1	10,2	6,4 - 7,0	34	20 - 22
3,3	12,7	7,6	42	24
2,7	21,6	8,9	70	28
Granite « Westerley »				
Données mesurées			Données sans dimension	
Vitesse de perforation	Distance au sol	Rayon du trou	Distance au sol	Diamètre du trou
V_{per} (m/h)	h_z (cm)	r_t (cm)	h_z/r_{tuy}	r_t/r_{tuy}
6,31	8,9	4,4 - 5,1	30	14 - 16
5,62	10,2	5,7 - 6,4	34	18 - 20
4,57	15,2	6,4 - 7,0	50	20 - 22
3,39	17,1	7,6 - 8,3	56	24 - 26

Plus récemment, des essais conduits par Goncharov *et al.* (1998) {18}, dans une carrière de granite à La Baie (Québec) visaient à étudier le patron d'élargissement par brûlage à partir de trous à faibles diamètres préalablement forés par méthodes mécaniques. À partir de trous d'un diamètre de 0,114 m et d'une profondeur de 7 m, plusieurs alésages

ont été faits à l'aide d'un brûleur à jet axial consommant $10 \text{ m}^3/\text{min}$ (TPS) [353 scfm] et $0,62 \text{ lpm}$ de combustible diesel. Un débit de fragmentation moyen se chiffrant à $8,0 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ a été réalisé. Différents patrons d'alésage ont également été observés en variant la vitesse d'élévation du brûleur de 8 à 12 m/h (figure 2.12). Pour tous les essais, le brûleur fut abaissé à 0,1 m du fond du trou et laissé stationnaire (en opération) pendant 5 minutes.

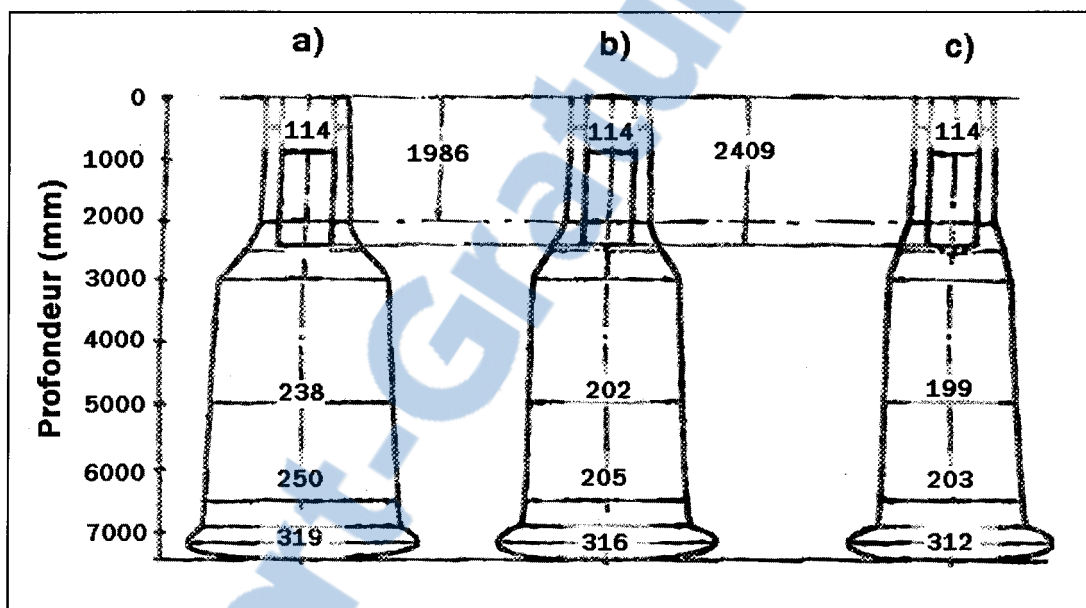


Figure 2.12 : Profils d'alésage thermique en mm pour différentes vitesses de remontée a) 8 m/h, b) 10 m/h et c) 12 m/h mesurés par Goncharov *et al.* (1998) {18}.

Plusieurs autres essais de fragmentation ont été également réalisés par Gontcharov *et al.* (1998) {18} et visaient cette fois l'obtention de cavités plus ou moins larges à différentes profondeurs (figure 2.13). Pour les deux expérimentations, la stratégie consistait d'abord à abaisser le brûleur à 0,1 m du fond du trou et à procéder à un brûlage statique de 5 minutes une fois de plus. Puis des séquences d'alésages et de levages successives ont été

prévues. Les périodes de levage consistaient à remonter le brûleur (à vitesse d'opération du treuil) de 1 m. Pour le premier essai, (figure 2.13 cas a)), les périodes d'alésage étaient obtenues par une vitesse de remontée de 8 m/h sur une distance de 1 m et de 5 m/h à intervalles de 1,35 m pour le deuxième essai respectivement (figure 2.13 cas b)).

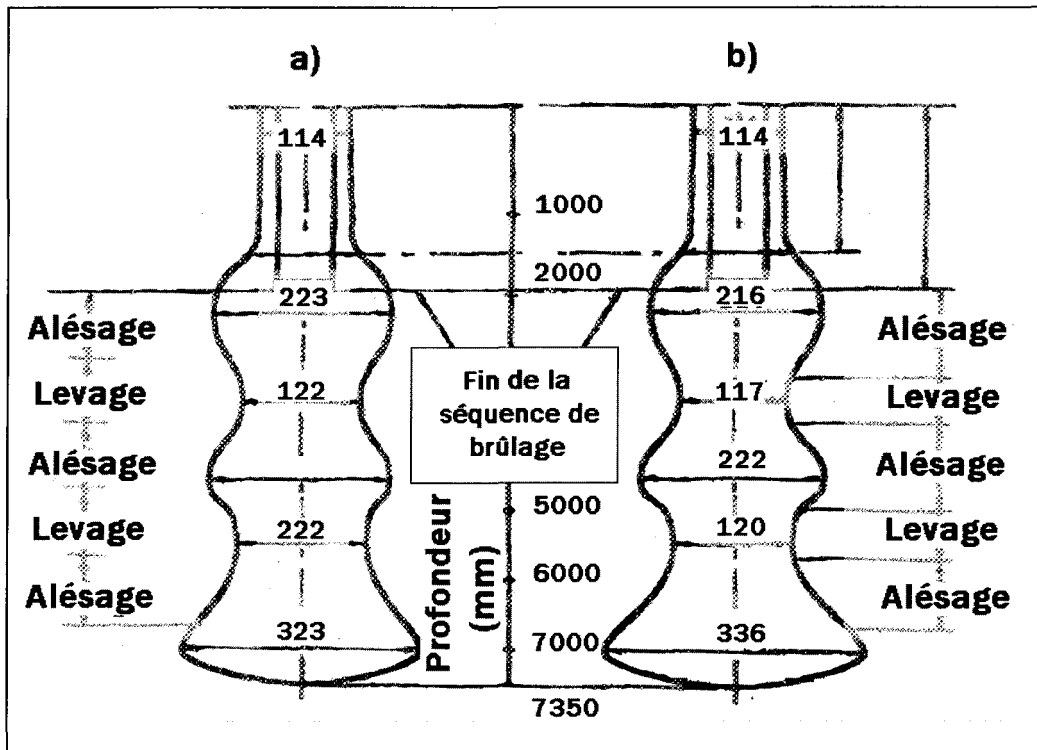


Figure 2.13 : Géométries en mm des cavités résultant des séquences d'alésages et de levages successives du brûleur réalisées par Goncharov *et al.* {18}.

Pour finir, il a été démontré par Veilleux *et al.* (1997) que de nombreux avantages économiques peuvent découler de l'utilisation de cette technique d'alésage pour les applications minières {45}. Des centaines de milliers de tonnes de roc ont d'ailleurs été dynamitées, dans différents complexes miniers ou chantiers au Québec, en intégrant

l'alésage de trous primaires par procédé thermique aux opérations de forage conventionnelles.

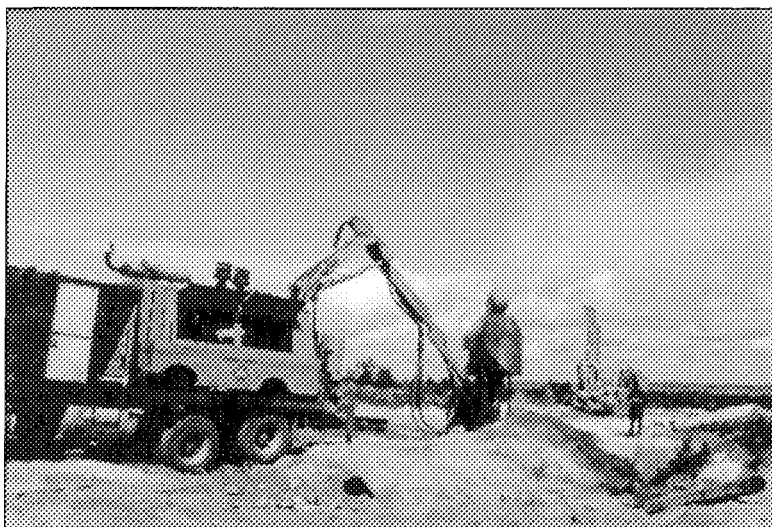


Figure 2.14 : Foreuse thermique en action à Alma (Québec) (photo : gracieuseté de R. Zanchetti, Novamac Industries inc.).

2.1.1.3 Études et analyses théoriques récentes avec concepts statistiques

Les simulations de forage thermique plus actuelles font très souvent référence aux travaux de Dey *et al.* (1984), qui incorporent des outils statistiques afin de prédire des vitesses de pénétration. Les grandes lignes de cette théorie sont fondées sur les quatre hypothèses suivantes {48} :

1. La distribution de température à l'intérieur du solide est traitée de façon unidimensionnelle et est estimée par analogie à une sublimation.
2. La rupture est le résultat d'une contrainte en compression.

3. Le niveau de contrainte requis pour provoquer la rupture est fonction de l'orientation, de la densité et des dimensions des failles existantes.
4. La théorie statistique de Weibull gouverne le niveau de contrainte requis.

Cette stratégie fait d'ailleurs l'objet des analyses numériques de Rauenzahn (1986) et Wilkinson (1989).

Le point de départ de ce concept réside dans l'utilisation de la théorie statistique de rupture de Weibull. Lorsqu'une certaine zone rocheuse est soumise à une contrainte, un risque de rupture doit y être associé afin de tenir compte des imperfections internes qui réduisent la pleine résistance du matériau. Plus rigoureusement, cette probabilité de rupture dépend du niveau et de la nature de la contrainte, du volume où agit cette contrainte et finalement de la distribution des fissures en présence dans le matériel. Ces fissures peuvent tolérer un seuil de contrainte plus ou moins grand proportionnellement à leurs tailles. Un plus large volume contraint suggère donc une plus grande possibilité de retrouver une faille dite « critique » où la rupture est assurée pour une contrainte donnée.

Pour débiter le traitement, la probabilité de rupture associée à un élément unitaire soumis à la contrainte σ_i est définie par S_i {27}. Dans ce cas, la probabilité que cet élément demeure intact est $(1-S_i)$. Pour éviter toute rupture, chacun des éléments qui constitue un volume V doit individuellement survivre à la contrainte, alors la probabilité

que le volume V en question reste intact est définie par $(1-S_i)^V$ de sorte que sa probabilité cumulée de rupture est donnée par :

$$P_V = 1 - (1 - S_i)^V \quad (2.8)$$

Sous forme différentielle, l'équation devient :

$$\frac{dP_V}{(1-P_V)} = -\ln(1-S_i)dV = n(\sigma)dV \quad (2.9)$$

ou encore :

$$P_V = 1 - \exp \left[- \int_V n(\sigma) dV \right] \quad (2.10)$$

La forme analytique, formulée par Weibull (1939), de la fonction $n(\sigma)$ est décrite comme suit {27} :

$$n(\sigma) = \left[\frac{\sigma}{\sigma_0} \right]^m \quad (2.11)$$

où σ_0 et m sont des constantes matérielles de résistance intrinsèque et d'homogénéité respectivement. Lorsque le paramètre d'homogénéité m tend vers ∞ , le matériel est réputé parfaitement uniforme et la rupture est gouvernée par les concepts de contraintes maximales {27}. Pour des roches communes, le coefficient m oscille généralement entre 5 et 25 {39}. En combinant les équations 2.10 et 2.11, le résultat suivant est obtenu :

$$P_V = G(\sigma) = 1 - \exp \left[- \int_V (\sigma/\sigma_0)^m dV \right] \quad (2.12)$$

Bien que l'équation 2.12 soit plutôt appliquée aux contraintes en tension {27}, plusieurs critères de ruptures similaires pour des contraintes en compression ont été proposés et validés expérimentalement {39}. De plus, la plupart des relations qui relient la résistance en

compression au volume, pour des matériaux fragiles, sont en fait une répétition de l'équation 2.12, ce qui justifie son intégration dans l'analyse pour une contrainte thermique en compression {39}.

Une fois qu'une probabilité de rupture est définie, une température de surface statistique peut y être maintenant associée. L'intégrale contenue dans l'équation 2.12 exige la connaissance de la distribution des contraintes à l'intérieur du volume à l'étude. Pour un solide semi-infini, la contrainte nominale (en compression) induite par chauffage dans un plan confiné, est directement proportionnelle à la température {19, 39} :

$$\sigma = \frac{E\beta\Delta T}{1-\nu} \quad (2.13)$$

Afin de compléter le modèle thermomécanique de l'équation 2.13, la distribution de température est donnée par l'équation 2.2, ou encore sous une forme plus générale, avec $\Delta T_s = T_s - T_{r,0}$:

$$T = \Delta T_s \exp\left(\frac{-v_{per} X}{\alpha_r}\right) + T_{r,0} \quad (2.2 \text{ b))}$$

À noter que l'équation 2.2 b) est obtenue suivant l'analogie d'un solide en sublimation. Le volume d'intégration de l'équation 2.12 doit également être déterminé. Comme autre hypothèse, on suggère ici que le volume d'intégration soit un cône où le sommet est relié à un point de la surface {39}. Pour l'intégration du volume du cône, un rapport d'aspect C_L doit être considéré et défini par :

$$C_L = \frac{d_f}{\delta_s} \quad (2.14)$$

L'élément de volume d'intégration est déterminé ainsi :

$$V=(x^3\pi C_L^2)/12 \quad (2.15 \text{ a))}$$

$$dV=(x^2\pi C_L^2 dx)/4 \quad (2.15 \text{ b))}$$

Ensuite, une probabilité de rupture cumulée doit être spécifiée pour résoudre l'équation 2.12. Ici, une probabilité médiane de rupture $G(\sigma)=0,5$ {39} est imposée et l'équation 2.12 est donc réduite à :

$$0,693=\int_V \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^m dV \quad (2.16)$$

De plus, la contrainte en tous points du solide peut être exprimée en fonction de la contrainte en surface telle que :

$$\sigma=\sigma_s \exp\left(\frac{-v_{per}x}{\alpha_r}\right) \quad (2.17)$$

et alors, l'équation 2.16 s'exprime comme suit :

$$0,693=\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_0}\right)^m \frac{\pi C_L^2}{4} \int_0^\infty x^2 \left(\exp\left(\frac{-v_{per}x}{\alpha_r}\right)\right)^m dx \quad (2.18)$$

En combinant les équations 2.3 b) et 2.13, le résultat donne :

$$\sigma_s=\frac{\beta_r E_r \dot{q}_r}{(\rho c_p)_r (1-\nu)_r v_{per}} \quad (2.19)$$

et aussi, l'équation 2.18 peut être traduite comme suit {39} :

$$\dot{q}_r=(\rho c_p)_r v_{per} \left(\frac{(1-\nu)}{\beta E}\right)_r \sigma_0 \left(\frac{2(0,693)}{C_L^2 \pi}\right)^{1/m} \left(\frac{m v_{per}}{\alpha_r}\right)^{3/m} \quad (2.19)$$

En utilisant une fois de plus l'équation 2.3 b) et en éliminant la vitesse de perforation v_{per} , cette fois, les équations suivantes sont obtenues {39} :

$$\Delta T_s^{m+3} = \left(\left(\frac{1-\nu}{\beta E} \right)_r \sigma_0 \right)^m \left(\frac{2(0,693)}{C_L^2 \pi} \right) \left(\frac{\dot{q}_r m}{(\rho c_p \alpha)_r} \right)^3 \quad (2.20 \text{ a))}$$

$$T_s = T_{r,0} + \left[\left(\left(\frac{1-\nu}{\beta E} \right)_r \sigma_0 \right)^m \left(\frac{2(0,693)}{C_L^2 \pi} \right) \left(\frac{\dot{q}_r m}{(\rho c_p \alpha)_r} \right)^3 \right]^{1/(m+3)} \quad (2.20 \text{ b))}$$

Certaines remarques importantes peuvent être tirées de cette stratégie statistique. D'une part, toutes les propriétés utilisées dans les équations 2.19 et 2.20 sont indépendantes de la température {48} et ces propriétés sont généralement répertoriées à température ambiante dans la littérature. De plus, le processus de destruction thermique génère de nouvelles fissures par expansion thermique des différentes structures granulaires à l'intérieur du roc, alors que le coefficient d'homogénéité m reste invariant. Ainsi, l'équation 2.20 b) ne fait qu'estimer une température moyenne de fragmentation en surface {48}. Par contre, cette équation comporte les avantages de pouvoir tenir compte des fissures existantes à l'intérieur du matériel d'une façon conviviale et d'être facilement incorporée dans des modèles numériques qui estiment les performances de pénétration thermique.

2.1.2 Techniques avancées de forage thermique

La sous-section suivante présente un sommaire des différentes techniques de forage par sources thermiques.

2.1.2.1 Pénétration par fusion

La fusion a longtemps été considérée comme une alternative réelle pour pénétrer des roches dures. Les quatre techniques les plus courantes citées dans la littérature sont le faisceau à électrons, le laser, les pénétrants par fusion (par chauffage électrique) ainsi que la torche au plasma {34}. La pénétration par fusion comporte évidemment certains avantages et inconvénients.

Comme points positifs, on peut citer {34} :

- Le principe de fusion ne requiert pas de rotation ou de pièces internes en mouvement.
- Le liquide en fusion, d'une façon générale, est évacué en surface sans l'utilisation d'un système connexe (air pressurisé ou eau) et permet de consolider la surface du trou par la formation d'une couche vitreuse lors du refroidissement.

Comme inconvénients, on note que {34} :

- Certains types de roches fusionnées ne produisent pas de résidus vitreux.
- Les produits vitreux peuvent être nuisibles dans certaines applications minières où la rapidité d'exécution est exigée.
- Certains systèmes (torche au plasma) requièrent continuellement un contrôle et un ajustement de la distance au sol.

- Les résidus de roches en fusion sont en général très visqueux et il peut être difficile de les évacuer hors du trou.
- Les pénétrants par fusion sont des systèmes tout de même complexes qui requièrent des mécanismes d'alimentation et de refroidissement qui nécessitent l'utilisation de conduites de transmission à l'intérieur des instruments de forage.

Les faisceaux à électrons et les lasers ont été étudiés intensivement par certains organismes dont notamment le U.S. Bureau of Mines {14}. Ces deux instruments, en particulier, ont le potentiel d'avoir un haut rendement énergétique et une transmission d'énergie élevée {34}. Les lasers ont également l'avantage de transmettre une distribution de flux thermique constante et plus facilement quantifiable sur une faible surface. Cependant, plusieurs problèmes limitent leur utilisation. Notamment, ils requièrent, sous terre, des installations à de hauts voltages posant parfois des problèmes de sécurité. De plus, leur fragilité face à un environnement minier réfractaire et leur faible efficacité pour détruire une couche rocheuse en font une méthode peu attrayante. Les faisceaux à électrons, quant à eux, comportent un trop faible rayon d'action pour être utilisés commercialement.

En ce qui concerne les torches au plasma, elles peuvent générer un jet à une très haute température (10 000 à 12 000 °C) à partir d'un arc électrique qui excite les atomes d'un gaz (généralement d'air ou d'azote) {34}. À ces températures élevées, les torches au plasma ont tendance à fusionner la surface rocheuse plutôt que de la fragmenter. Afin de

favoriser les taux de pénétration, un jet d'air auxiliaire est très souvent placé en périphérie des gaz chauds pour évacuer les résidus et éviter la fusion. Les torches au plasma représentent certes un potentiel futur intéressant, mais les études dans ce domaine sont actuellement peu nombreuses. Tout comme les lasers et les faisceaux à électrons, une alimentation électrique à de très hauts voltages est requise, rendant cette technologie moins séduisante.

Les pénétrants par fusion (à têtes chauffantes) ont été examinés à partir de la fin des années 60 par le LANL. Les toutes premières ébauches consistaient en un système de chauffage électrique à haute température en contact direct avec la pierre. Éventuellement, une technologie nucléaire était envisagée comme substitut à l'énergie électrique, pour des forages à grandes profondeurs {4}. Une des facettes intéressantes de ce procédé est la possibilité de créer des cavités à contours divers (formes tubulaires plutôt que circulaires) en modifiant la géométrie de la tête chauffante. Malheureusement, les essais expérimentaux, tenus vers la fin des années 70, ont mis en relief plusieurs limitations de cette technologie. En fait, les faibles taux de pénétration ($\sim 0,9$ m/h) {4} ainsi que la complexité du design interne de la tête chauffante n'ont pas permis à cette technologie de franchir un stade plus commercial.

2.1.2.2 Décrépitation rocheuse par fragmentation thermique

Communément, la fragmentation thermique implique l'utilisation d'une flamme à haute intensité afin d'appliquer un flux thermique imposant et un souffle suffisant pour

balayer les fragments de la surface. De grandes quantités de mouvement offrent aussi une source de destruction supplémentaire.

L'outil thermique le plus fiable pour produire ce type de flamme est le brûleur à jet supersonique. Ce brûleur utilise un combustible et un oxydant pressurisés. Les produits de combustion, une fois accélérés par une tuyère, frappent la surface et la désintègrent par choc thermique.

Une telle décrépitation thermique comporte nécessairement des avantages et des inconvénients. D'une part, on peut citer les points avantageux suivants {34} :

- Aucune pièce mécanique n'est en contact avec la surface rocheuse réduisant ainsi l'usure, la maintenance et les coûts d'achat des outils de forage.
- De grandes vitesses de pénétration, pour des trous à larges diamètres, peuvent être atteintes dans des formations rocheuses abrasives.

Pour les points négatifs, on note {34} :

- Un système complexe d'alimentation en oxydant et en combustible (avec une ligne de distribution électrique lorsqu'un allumage à distance est requis) doit être combiné à un circuit de refroidissement interne.
- Le type de roche en présence influence les performances thermiques. Certaines couches géologiques peuvent freiner ou même arrêter le processus de perforation.

- L'utilisation d'un brûleur à l'intérieur d'une formation rocheuse nécessite de nombreuses mesures de sécurité.

De plus, la variation du diamètre de la cavité créée par moyens thermiques, en fonction de la profondeur, peut être perçue comme un avantage ou un inconvénient, dépendamment de la nature des travaux à exécuter.

Tel que vu en section 2.1.1.2, jusqu'à tout récemment, à l'exception de quelques manufacturiers indépendants, deux grandes entités industrielles ont véritablement développé des systèmes de fragmentation thermique pour fins commerciales : la division Linde de la société Union Carbide ainsi que Browning Engineering Corporation. Les travaux de Linde se sont concentrés sur le forage de production dans des complexes miniers américains. Ce groupe a développé pas moins d'une quarantaine de systèmes et a ainsi largement contribué à optimiser les performances des brûleurs {34} en utilisant de l'oxygène comme oxydant primaire.

Quant à Browning Engineering Corporation, on peut rappeler ici que son implication a surtout été axée sur la fragmentation thermique appliquée à l'extraction de granite, au moyen d'un brûleur simplifié et adapté à l'air pressurisé (comme oxydant primaire).

Flame Jet Partners, un acteur plus discret dans le domaine de la fragmentation thermique, a mis à l'épreuve un bon nombre de designs de brûleurs, utilisant différents mélanges de combustibles et d'oxydants, pour donner des températures de flamme encore plus élevées {34}. Certains concepts prévoyaient également l'intégration d'un système rotatif permettant de changer continuellement l'orientation de la flamme.

2.2 Notions d'introduction sur les écoulements compressibles adiabatiques et isentropiques dans les tuyères

La compréhension des performances thermiques des brûleurs à jet supersonique implique nécessairement l'étude des fluides compressibles à l'intérieur des tuyères. La sous-section qui suit présente brièvement quelques notions utiles sur le traitement des fluides compressibles (adiabatiques et à entropie constante) s'écoulant en régime permanent à l'intérieur de conduites à sections variables.

2.2.1 Enthalpie de stagnation d'un écoulement adiabatique et isentropique en régime permanent

Une des hypothèses qui simplifie le traitement des fluides circulant dans les conduites consiste à considérer l'écoulement comme étant isentropique et adiabatique. Le fluide en mouvement est alors réputé comme étant réversible (d'un état à l'autre), sans friction et parfaitement isolé thermiquement.

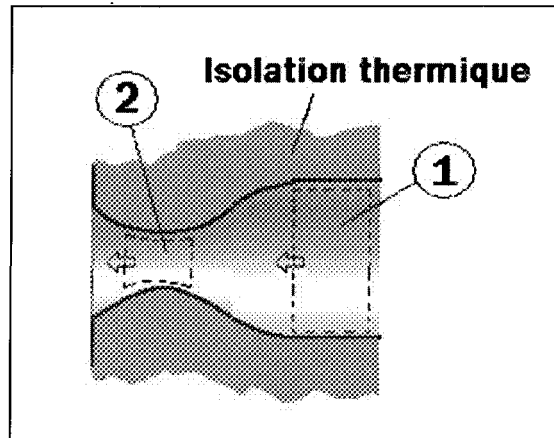


Figure 2.15 : Schématisation d'un écoulement à l'intérieur d'une tuyère.

Un des paramètres essentiels à déterminer est l'enthalpie de stagnation. En utilisant la 1^{ère} loi de la thermodynamique pour un volume de contrôle isolé thermiquement où aucune récupération de travail n'est permise (figure 2.15), l'équation d'énergie est formulée par :

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} + gz_1 = h_2 + \frac{v_2^2}{2} + gz_2 \quad (2.21)$$

En considérant que la variation de l'énergie potentielle est négligeable, l'équation 2.21 se réduit à :

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2} = cste \quad (2.22)$$

Dans l'équation 2.22, la constante correspond à l'enthalpie de stagnation h_0 , qui survient lorsque $v = 0$. Cette condition peut être atteinte à l'entrée de la tuyère si le fluide est statique (réservoir) ou encore si le fluide s'écoulant à l'extrémité droite de la tuyère est complètement freiné, toujours de façon adiabatique. L'équation 2.22 s'écrit alors :

$$h + \frac{v^2}{2} = h_0 = \text{cste} \quad (2.23)$$

Cette relation est valide pour des écoulements adiabatiques en régime permanent.

Pour les gaz parfaits, l'équation 2.23 devient :

$$c_p T + \frac{1}{2} v^2 = c_p T_0 \quad (2.24)$$

avec :

$$h = c_p T \quad (2.25)$$

La température dénotée T_0 est la température de stagnation qui sera atteinte si le fluide est décéléré adiabatiquement jusqu'au repos ($v = 0$).

2.2.2 Équations des écoulements isentropiques dans une conduite à section variable

Dans bien des applications, tout comme pour l'éjection des produits de combustion à la sortie des brûleurs à jet supersonique, les fluides en mouvement sont confinés dans des conduites à sections variables.

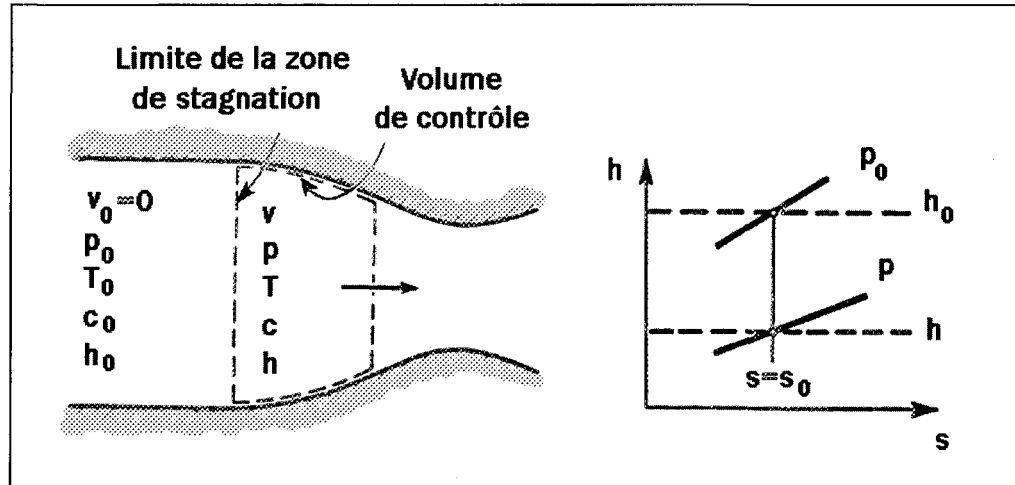


Figure 2.16 : Diagramme thermodynamique h - s (adaptation de la référence {41}).

Pour évaluer les propriétés du fluide d'un écoulement isentropique et adiabatique à partir d'un environnement stagnant, les équations suivantes sont utilisées :

1. Loi de la continuité :

$$\dot{m} = \rho Q = \rho VA = \text{cste} \quad (2.26)$$

2. 1^{ère} loi de la thermodynamique :

$$h_0 = h + \frac{v^2}{2} \quad (2.27)$$

3. 2^{ème} loi de la thermodynamique :

$$s = s_0 \quad (2.28)$$

4. Équations d'état : ces équations peuvent se retrouver sous forme de tables ou d'équations algébriques et sous une forme générale :

$$h = h(s, p) \quad (2.29 \text{ a))}$$

$$\rho = \rho(s, p) \quad (2.29 \text{ b}))$$

5. Définition du nombre de Mach :

$$M = \frac{v}{c} = \frac{v}{\sqrt{(\partial p / \partial \rho)_s}} \quad (2.30)$$

2.2.3 Comparaisons des écoulements subsonique et supersonique

Pour bien distinguer les différences majeures des écoulements subsonique et supersonique, il est possible de combiner les équations de continuité et de quantité de mouvement pour y parvenir. Pour un écoulement sans friction, l'équation de la quantité de mouvement sous forme différentielle est donnée par {47} :

$$\frac{dp}{\rho} + v dv = 0 \quad (2.30)$$

alors que la forme différentielle de l'équation de continuité est formulée par :

$$d(\ln(\rho v A)) = 0 \quad (2.31 \text{ a}))$$

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (2.31 \text{ b}))$$

En combinant les équations 2.30 et 2.31 b) et en utilisant la définition de la vitesse du son définie à l'aide de l'équation 2.30 :

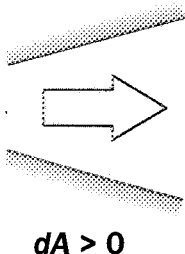
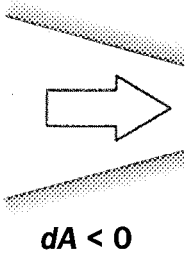
$$dp = c^2 d\rho \quad (2.32)$$

la relation suivante est obtenue {47} :

$$\frac{dp}{\rho v^2} = \frac{dA}{A} \frac{1}{M^2 - 1} = \frac{dv}{v} \quad (2.33)$$

En analysant l'équation 2.33, il s'ensuit que pour $M < 1$, lorsque l'aire de section augmente ($dA > 0$) la vitesse diminue ($dv < 0$) et avec la relation $dv = -dp/\rho v$, la pression augmente ($dp > 0$). Par contre, pour $M > 1$, lorsque $dA > 0$, $dv > 0$ et $dp < 0$. Le tableau 2.3 résume la situation.

Tableau 2.3 : Effets sur le fluide du changement de section pour des écoulements subsonique et supersonique {47}.

Géométrie de la conduite	Subsonique ($M < 1$)	Supersonique ($M > 1$)
 $dA > 0$	$dv < 0$ $dp > 0$ (Diffuseur)	$dv > 0$ $dp < 0$ (Tuyère)
 $dA < 0$	$dv > 0$ $dp < 0$ (Tuyère)	$dv < 0$ $dp > 0$ (Diffuseur)

De plus, une analyse plus approfondie de l'équation 2.33 permet de révéler ceci : lorsque $M=1$, une indétermination fait surface et puisqu'une accélération infinie n'est pas réalisable physiquement, la variation de section dA doit être nulle pour que la variation de vitesse dv soit finie {47}. Par conséquent, cette situation décrit une partie de section de la conduite qui est soit maximale ou minimale ($dA=0$). Or, il est aisé de déduire que la

conduite bombée ne peut pas accélérer un fluide (à partir d'un fluide stagnant dans un réservoir) à des vitesses supersoniques (voir figure 2.17).

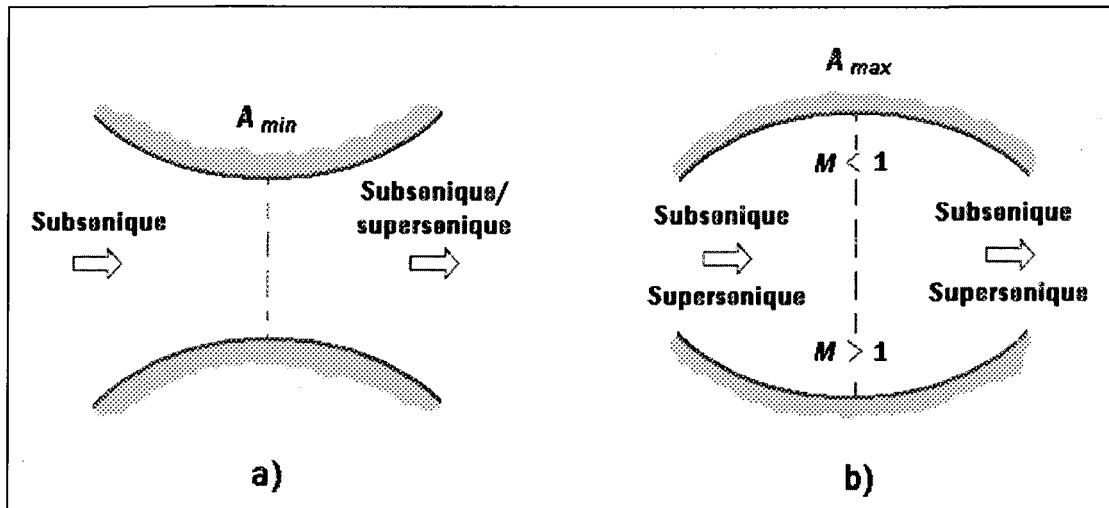


Figure 2.17 : Conduites de formes a) convergente-divergente, b) bombée.

Cette analyse permet de mettre en valeur le caractère particulier des écoulements compressibles. À la limite de la vitesse sonique, les tendances des propriétés du fluide peuvent se renverser en fonction de l'augmentation ou de la diminution de la section de la conduite.

2.2.4 Relations d'un écoulement isentropique de gaz parfaits

Pour poursuivre l'analyse, le traitement avec la loi des gaz parfaits est maintenant considéré. Les équations 2.29 sont alors connues. En utilisant l'équation de continuité, il est possible d'obtenir une relation algébrique uniquement en fonction du nombre de Mach et de la section de la conduite.

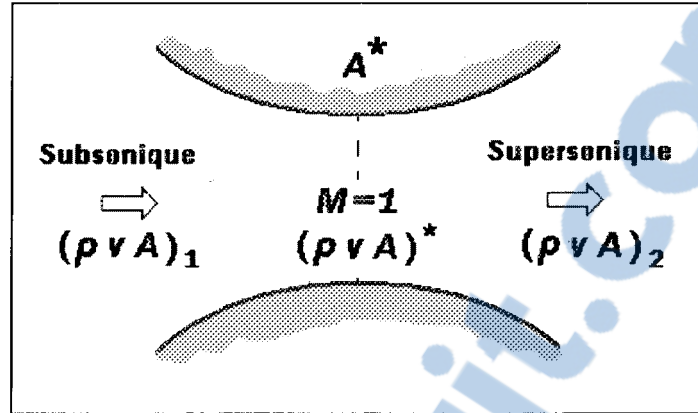


Figure 2.18 : Conditions soniques à l'intérieur d'une tuyère.

L'équation de continuité reste valide pour toutes sections de la conduite telle que :

$$\rho v A = \rho^* v^* A^* \quad (2.34 \text{ a))}$$

$$\frac{A}{A^*} = \frac{\rho^* v^*}{\rho v} \quad (2.34 \text{ b))}$$

où l'astérisque désigne les propriétés où la vitesse sonique est atteinte ($M=1$). Pour les gaz parfaits, les relations des évolutions de pression et de densité en fonction de la température sont données par :

$$\frac{p_0}{p} = \left(\frac{T_0}{T} \right)^{k/(k-1)} \quad (2.35 \text{ a))}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/(k-1)} \quad (2.35 \text{ b))}$$

où p_0 , ρ_0 ainsi que T_0 sont des propriétés de stagnation de pression, de densité et de température respectivement (qui sont atteintes lorsque le fluide est complètement freiné de façon isentropique) et k étant le rapport des chaleurs spécifiques ($k=c_p/c_v$). De plus, l'équation 2.23 peut être tout aussi bien reformulée comme suit :

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{v^2}{2c_p T} = 1 + \frac{v^2}{kRT} \frac{kR}{2c_p} \quad (2.36)$$

Après quelques manipulations, avec $c_p = kR/(k-1)$ et $c^2 = kRT$, on trouve :

$$\left(\frac{c_0}{c}\right)^2 = \frac{T_0}{T} = 1 + \frac{(k-1)v^2}{2c^2} = 1 + \frac{(k-1)}{2} M^2 \quad (2.37)$$

En combinant les équations 2.35 et 2.37, les équations suivantes sont obtenues :

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{k/(k-1)} \quad (2.38 \text{ a))}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{1/(k-1)} \quad (2.38 \text{ b))}$$

De plus, des déductions sont possibles à partir des relations 2.38 précédentes en posant

$M=1$:

$$\frac{p^*}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)} \quad (2.39 \text{ a))}$$

$$\frac{\rho^*}{\rho_0} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \quad (2.39 \text{ b))}$$

et avec l'équation 2.37, toujours avec $M=1$:

$$\frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{k+1} \quad (2.39 \text{ c))}$$

$$\left(\frac{c^*}{c_0}\right)^2 = \frac{2}{k+1} \quad (2.39 \text{ d))}$$

À partir des équations 2.37 et 2.39 {47}, on peut démontrer que :

$$\frac{v^*}{v} = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{k+1} \left(1 + \frac{1}{2} (k-1) M^2 \right) \right]^{1/2} \quad (2.40)$$

Finalement, en combinant les équations 2.34 b) et 2.40, l'équation suivante est obtenue :

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left(\frac{1 + 1/2(k-1)M^2}{1/2(k+1)} \right)^{(1/2)(k+1)/(k-1)} \quad (2.41)$$

L'équation 2.41 ainsi déterminée est uniquement en fonction du nombre de Mach et de la géométrie de la conduite et c'est cette équation qui est utilisée pour faire le design des tuyères.

CHAPITRE 3

FRAGMENTATION THERMIQUE DES ROCHES DURES PAR BRÔLEURS À JET SUPERSONIQUE

Le présent chapitre a pour but de décrire la fragmentation de roc par convection forcée générée par brûlage qui est, encore aujourd'hui, la technique de destruction thermique de roc la plus répandue. Les différents designs de brûleurs à l'étude aussi bien que certains critères de performances thermiques en condition de forage seront également traités.

3.1 Spécifications techniques des brûleurs à jet supersonique

La présente sous-section a pour but de faire état de certaines spécifications techniques des brûleurs qui sont soumis à la présente caractérisation.

3.1.1 Caractéristiques techniques communes



3.1.1.1 Spécifications communes de design

Les différents brûleurs commerciaux appliqués au forage des roches dures possèdent tous certaines caractéristiques communes. Comme outil de destruction thermique, ils ont pour but de générer des flammes à de très hautes intensités. Pour ce faire, contrairement aux brûleurs à pression atmosphérique, une tuyère est positionnée à la sortie

d'une chambre de combustion à haute pression qui accélère les gaz chauds, généralement à des vitesses supersoniques.

La figure 3.1 illustre les principaux éléments internes retrouvés dans un brûleur à jet supersonique. Une chambre de combustion cylindrique est généralement alimentée par un combustible (liquide ou gazeux) ainsi que d'un oxydant (gazeux), tous deux pressurisés. Toutefois, pour les applications minières, les combustibles liquides sont plus favorablement utilisés, pour des raisons de facilité d'approvisionnement et de sécurité.

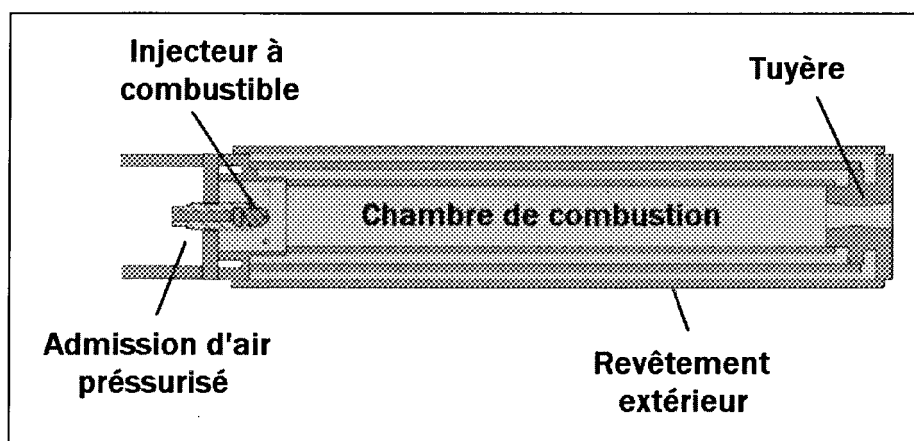


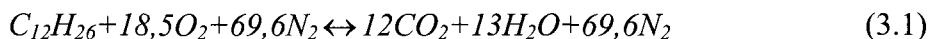
Figure 3.1 : Éléments internes des brûleurs appliqués au forage thermique.

En essence, la chambre de combustion augmente l'enthalpie d'un mélange gazeux alors que la tuyère reconvertit une grande partie de cette énergie en augmentation de la quantité de mouvement. Un jet à haute température et à haute vitesse frappe alors la surface rocheuse et la désintègre au contact. Cette quantité de mouvement est essentielle afin que les débris rocheux soient bien évacués. De grandes vitesses d'échappement offrent aussi un

moyen mécanique pour arracher prématurément les fragments de la masse rocheuse, accélérant ainsi les taux de pénétration.

3.1.1.2 Température et vitesse du jet

Les températures de gaz atteintes à l'intérieur de la chambre de combustion peuvent être évaluées par l'hypothèse d'une température de flamme adiabatique à pression constante. Pour le combustible diesel, le dodécane de composition chimique moyenne $C_{12}H_{26}$ est souvent utilisé comme référence [8, 44]. La réaction globale d'oxydoréduction est alors donnée par :

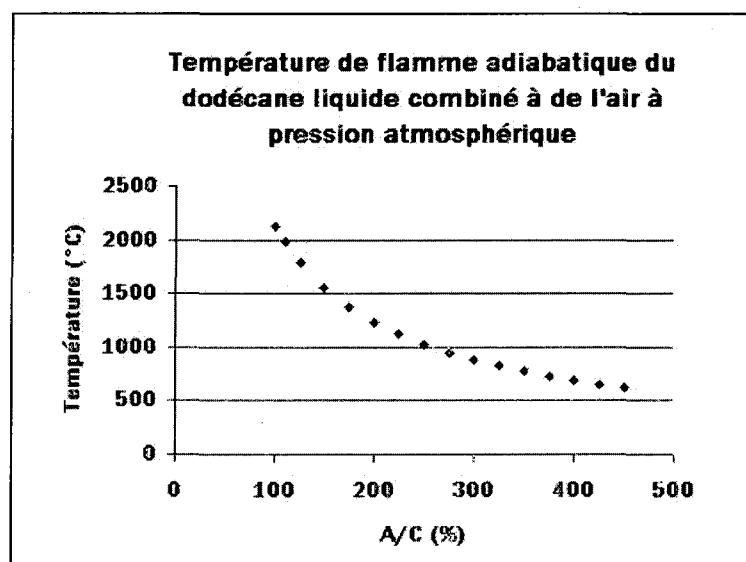


La température de combustion adiabatique est calculée à l'aide d'une méthode itérative. Un programme informatique a été implémenté à cet effet et le code est fourni en annexe E.

Cette stratégie ne considère toutefois pas les effets de dissociation des produits ni le rendement de combustion et est applicable dans un milieu adiabatique. En réalité, les températures atteintes seront plus faibles mais cette approche simplifiée permet une évaluation suffisamment précise. Les résultats de la température adiabatique de flamme compilés pour le dodécane liquide mélangé à de l'air à pression atmosphérique sont donnés en tableau 3. 1 ou encore sous forme graphique en figure 3.2.

Tableau 3.1 : Température adiabatique de flamme pour le dodécane liquide.

Température de flamme adiabatique du dodécane liquide		
A/C (%)	$T_{f,ad}$ (K)	$T_{f,ad}$ (°C)
100	2398	2125
110	2251	1978
125	2067	1794
150	1829	1556
175	1649	1376
200	1508	1235
225	1394	1121
250	1300	1027
275	1221	948
300	1154	881
325	1097	824
350	1047	774
375	1002	729
400	962	689
425	927	654
450	896	622

**Figure 3.2** : Graphique de la température adiabatique de flamme du dodécane liquide.

L'équation 3.1 suggère un rapport air-combustible (A/C) stœchiométrique de 14,9 mais pour tous les calculs de la présente recherche, un rapport de 14,7 répertorié dans la littérature sera plutôt sélectionné {6}. Un rapport air-combustible en croissance signifie qu'une quantité plus importante d'air est ajoutée au mélange, ce qui implique une diminution de la température de flamme, puisque l'excès d'air doit être nécessairement réchauffé.

Pour ajouter un degré de précision, il peut être intéressant d'inclure un rendement de combustion afin d'estimer une température de combustion :

$$\eta_{comb} = \frac{C/A_{idéal}}{C/A_{réel}} \quad (3.2)$$

Ainsi, une combustion parfaite en condition pratique ne peut être réalisée de sorte qu'une quantité de combustible plus importante doit être nécessairement ajoutée au système pour atteindre la température de flamme voulue. Ici, C/A est le rapport combustible-air (voir section 3.3.2.1). Pour l'évaluation des propriétés des gaz d'échappement, les formules applicables aux fluides compressibles à l'intérieur d'une tuyère sont utilisées (voir la section 2.2 pour de plus amples détails). D'une façon générale, les propriétés de l'écoulement à la limite de la portion convergente et divergente de la tuyère sont d'un intérêt particulier puisque les conditions soniques ($M=1$) représentent un domaine de fiabilité pour fins de calculs.

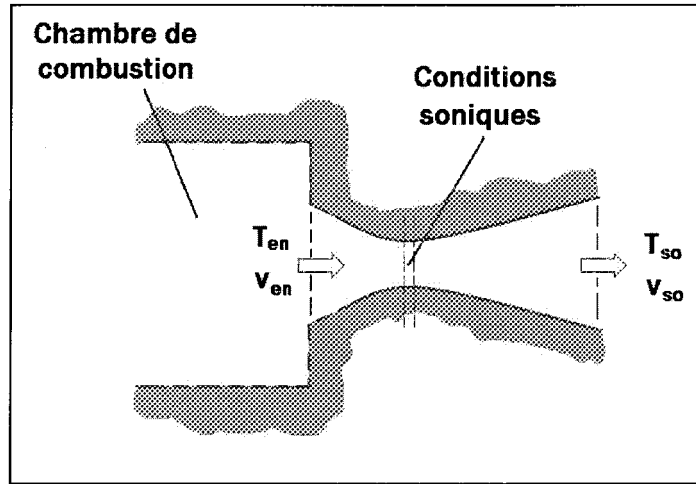


Figure 3.3 : Propriétés du fluide à l'entrée et à la sortie de la tuyère.

Communément, si la pression de combustion interne est connue, l'équation 3.3 permet d'estimer rapidement les vitesses de sortie des gaz en considérant les effets de friction {41} :

$$v_{so} = \left[\frac{2\eta_{tuy} C_{en}^2}{(k-1)} \left(1 - \left(\frac{p_{so}}{p_{en}} \right)^{k-1/k} \right) \right]^{1/2} \quad (3.3)$$

où η_{tuy} est le rendement de la tuyère. Une valeur de η_{tuy} qui oscille entre 90 et 95 % est généralement bien représentative des conditions pratiques, pour des rapports de pression adéquats {41}.

3.1.2 Configurations des brûleurs à l'étude

3.1.2.1 Brûleur de conception russe

La figure 3.4 expose l'anatomie d'un brûleur dont le concept initial a été importé de Russie. L'application de ce type de brûleur vise plus particulièrement le forage d'élargissement de trous, préalablement forés dans les roches dures, pour les travaux miniers de surface. Un regard sur la figure 3.4 permet de constater que la plupart des pièces constitutives de ce brûleur peuvent être démontées. Une pièce structurale permet de relier la chambre de combustion cylindrique à un boyau ombilical. Cette pièce permet notamment de soutenir la bougie d'allumage et l'injecteur de carburant. Le boyau ombilical permet d'acheminer l'air comprimé, l'eau, le combustible liquide ainsi que l'énergie électrique pour permettre le démarrage du brûleur. Le combustible liquide ainsi que l'eau transitent par des boyaux secondaires.

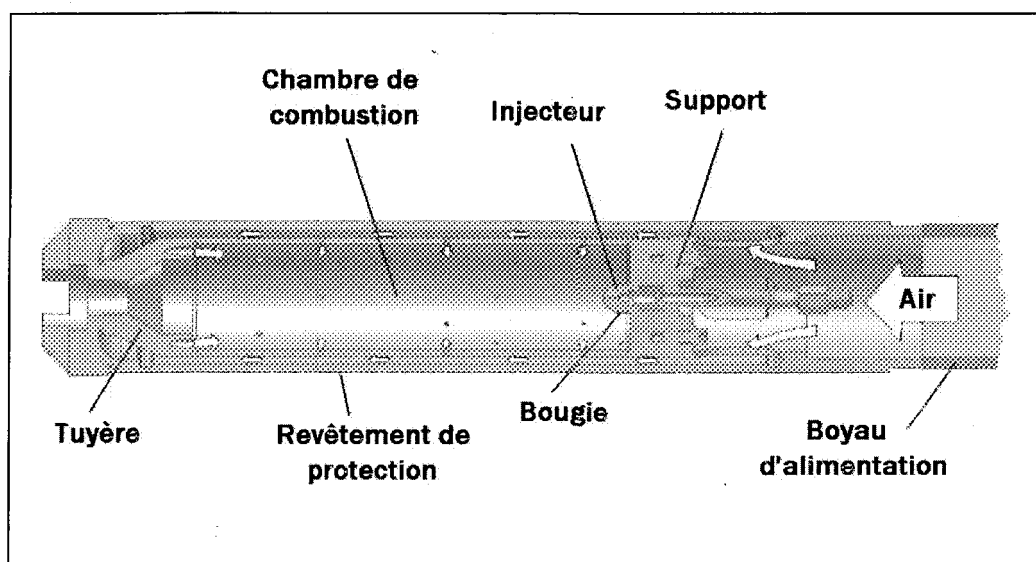


Figure 3.4 : Schéma des principaux éléments du brûleur de conception russe.

Pour ce design spécifique, l'air comprimé est divisé et redistribué sur tout le pourtour de la chambre de combustion. Des orifices permettent à l'air d'entrer d'une façon radiale dans le tube cylindrique (figure 3.5) permettant de concentrer la flamme au centre de la chambre. La plus grande fraction du débit d'air est cependant distribuée à contre courant par des trous d'admission situés dans la partie supérieure de la tuyère (approximativement 70 % du débit total transite par cette voie {17}), à la sortie de la chambre de combustion.

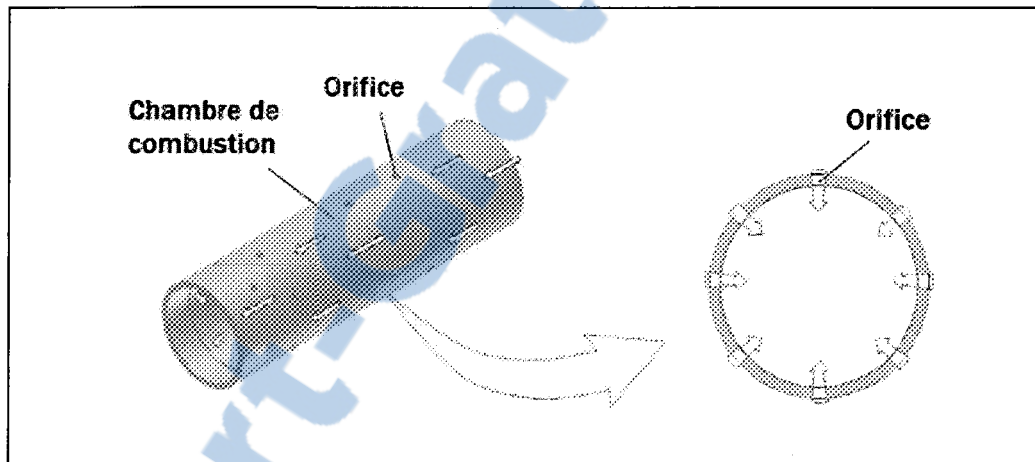


Figure 3.5 : Trajectoire de l'air comprimé dans la chambre de combustion interne.

Afin d'alimenter en combustible la chambre de combustion, plusieurs grandeurs d'injecteurs peuvent être adaptés. Le positionnement et les dimensions des orifices du pourtour de la chambre de combustion ainsi que ceux de la tuyère peuvent être modifiés. En fonction d'un certain patron de trous pratiqués, le régime d'opération de ces brûleurs est sujet à changement. Il est donc essentiel de bien choisir un design interne pour obtenir des performances intéressantes et éviter des accumulations de suie qui nuisent au rendement.

3.1.2.2 Brûleur de conception nord-américaine

Le deuxième type de brûleur à l'étude est de conception nord-américaine. Ce brûleur est couramment utilisé dans les opérations de carrières de granite pour faire un découpage de massifs rocheux. Contrairement aux brûleurs russes, celui-ci est presque entièrement fabriqué de pièces encastrées et soudées entre elles. Sa conception est à la fois simple et robuste, ce qui en fait un brûleur peu dispendieux.

La figure 3.6 illustre une chambre de combustion encore une fois cylindrique et reliée à une tuyère. Le profil de la tuyère est cependant incliné, permettant de faire dévier le jet avec un certain angle d'inclinaison. L'injecteur est également assemblé à l'entrée de la chambre de combustion.

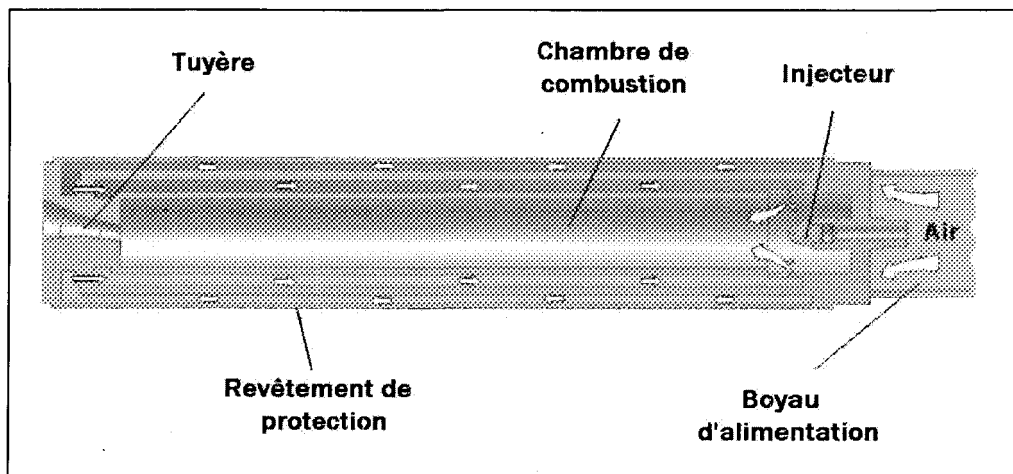


Figure 3.6 : Schéma des principaux éléments du brûleur de conception nord-américaine.

Le boyau d'alimentation permet d'acheminer l'air comprimé et le combustible liquide (ce dernier circulant dans un boyau secondaire interne) à la chambre de combustion. Aucune alimentation en énergie électrique n'est prévue puisque le démarrage se fait par introduction d'oxygène pur et d'une torche enflammée (que l'on place à proximité de la sortie de la tuyère) au lieu d'une bougie d'allumage. Une fois qu'une combustion interne est bien établie dans la chambre, l'oxygène est graduellement remplacé par de l'air.

L'air pressurisé emprunte un parcours différent en comparaison du brûleur de type russe. L'air circule d'abord en longeant le revêtement extérieur, puis glisse tout le long de la chambre de combustion pour finalement s'introduire près de l'injecteur par une série d'orifices (figures 3.6 et 3.7). La combustion prend alors place dans un long corridor où l'écoulement tend à être unidirectionnel. Les produits de combustion sont finalement accélérés et évacués par la tuyère.

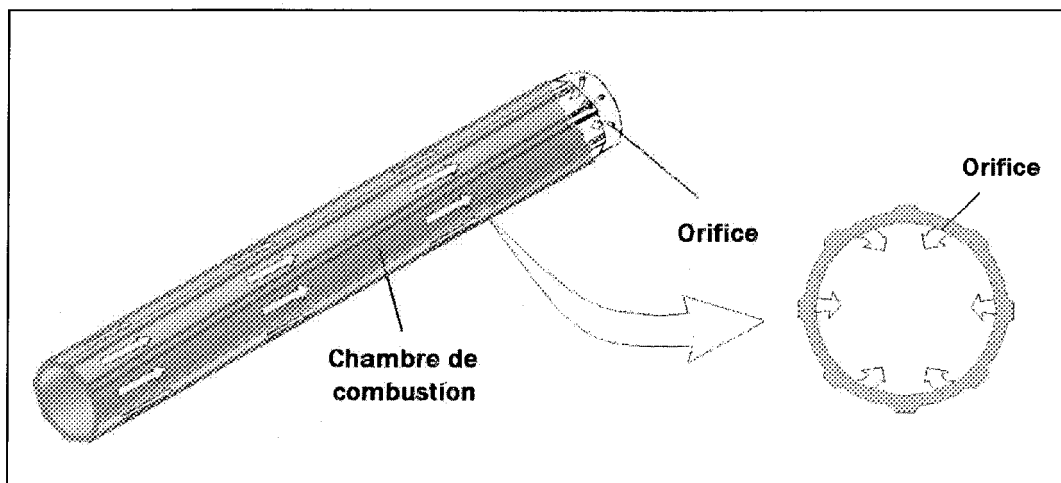


Figure 3.7 : Trajectoire de l'air comprimé dans la chambre de combustion interne.



3.2 Contraintes thermomécaniques de surface induites par une flamme

Pour définir un critère de destruction thermique, l'analyse des contraintes de surface est inévitable.

Le système d'équations sous forme tensorielle qui doit être solutionné est donné, en éliminant les effets d'inertie et en négligeant toute force de corps, par {5} :

$$\sigma_{ij} = \delta_{ij} \lambda \varepsilon_{kk} + 2\mu \varepsilon_{ij} - \delta_{ij} (3\lambda + 2\mu) \beta (T - T_0) \quad (3.4 \text{ a))}$$

$$k \nabla^2 T = \rho c_p \dot{T} + (3\lambda + 2\mu) \beta T_0 \dot{\varepsilon}_{kk} \quad (3.4 \text{ b))}$$

avec la condition d'équilibre :

$$\sigma_{ij,j} = 0 \quad (3.4 \text{ c))}$$

Ici, le paramètre T_0 est une température de référence et les symboles λ et μ sont appelés constantes de Lamé :

$$\lambda = \frac{\nu E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad (3.5 \text{ a))}$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (3.5 \text{ b))}$$

et éventuellement, puisque :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (3.6)$$

l'équation 3.4 a) peut être reconsidérée sous forme de déplacements et à l'équilibre :

$$\mu u_{i,kk} + (\lambda + \mu) u_{k,ki} - (3\lambda + 2\mu) \beta T_{,i} = 0 \quad (3.7)$$

Le dernier terme à droite de l'équation de diffusion 3.4 b) suppose qu'un couplage thermique est présent. Ce couplage permet de considérer les effets de dissipation de chaleur

généérés par les déformations. Cependant, les déformations occasionnées par des charges externes ne provoquent, en règle générale, que de faibles élévations de température. Si aucun couplage n'est effectif, alors les équations 3.4 peuvent être traitées d'une façon indépendante, ce qui simplifie grandement le calcul. Or, il a été démontré que ce phénomène (génération de chaleur par les déformations) n'est pas significatif dans le cas présent {39}. En résumé, le système d'équations à résoudre est donné par :

$$\sigma_{ij} = \delta_{ij} (\lambda \varepsilon_{kk} - (3\lambda + 2\mu) \beta (T - T_0)) + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (3.8 \text{ a))}$$

$$k \nabla^2 T = \rho c_p \dot{T} \quad (3.8 \text{ b))}$$

Le groupe d'équations précédent, peut être retranscrit comme suit, en considérant uniquement les contraintes normales :

$$\sigma_{xx} = (\lambda + 2\mu) \varepsilon_{xx} + \lambda \varepsilon_{yy} + \lambda \varepsilon_{zz} - (3\lambda + 2\mu) \beta (T - T_0) \quad (3.9 \text{ a))}$$

$$\sigma_{yy} = \lambda \varepsilon_{xx} + (\lambda + 2\mu) \varepsilon_{yy} + \lambda \varepsilon_{zz} - (3\lambda + 2\mu) \beta (T - T_0) \quad (3.9 \text{ b))}$$

$$\sigma_{zz} = \lambda \varepsilon_{xx} + \lambda \varepsilon_{yy} + (\lambda + 2\mu) \varepsilon_{zz} - (3\lambda + 2\mu) \beta (T - T_0) \quad (3.9 \text{ c))}$$

Dans un contexte de confinement infini prenant place lors de la formation continuelle de nouveaux fragments, le seul déplacement permis est celui perpendiculaire à la surface libre ($\sigma_{zz} = 0$). Dans ce cas, les contraintes en cisaillement ne peuvent pas être développées et donc :

$$\varepsilon_{zz} = \frac{(3\lambda + 2\mu) \beta (T - T_0)}{(\lambda + 2\mu)} \quad (3.10 \text{ a))}$$

ce qui aboutit, après manipulations, à l'équation 2.13, ce qui correspond à une contrainte en compression en mode plan par expansion thermique dans une zone confinée :

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = -\frac{E\beta\Delta T}{1-\nu} \quad (2.13)$$

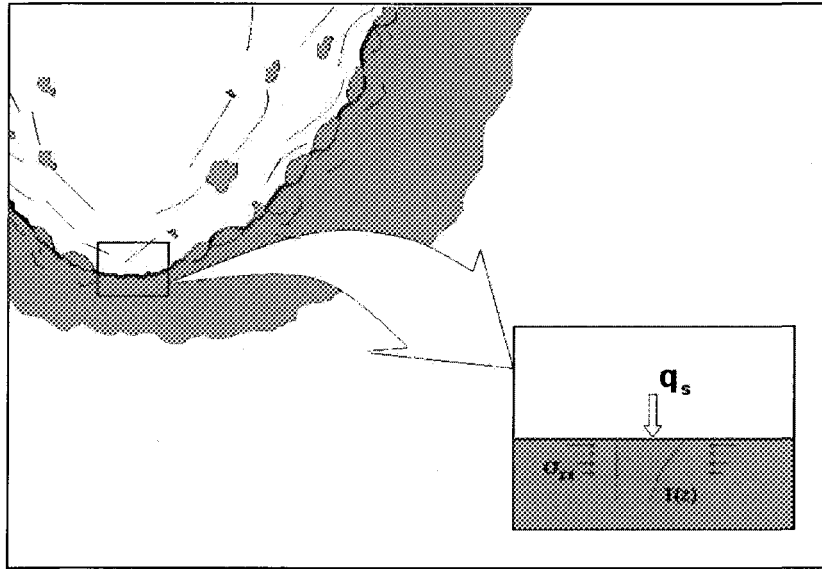


Figure 3.8 : Contraintes en mode plan par expansion thermique.

L'étude thermomécanique unidirectionnelle présentée est pleinement justifiée lors du processus de fragmentation thermique par brûleur à jet supersonique. La largeur de la zone couverte par le chauffage est, dans ce contexte, beaucoup plus imposante que la pénétration de chaleur à l'intérieur du solide. Cette zone peut atteindre, pour des conditions typiques de fragmentation, 10 à 20 cm de largeur, alors que l'épaisseur des fragments se situe entre 0,1 à 1 mm {39}.

Pour compléter la résolution des équations 3.8, la distribution de la température immédiatement sous la surface doit être déterminée. Pour le chauffage transitoire d'un solide semi-infini par une flamme, la température interne est décrite par {22} :

$$T(x,t)=(T_{jet}-T_0)\left[erfc\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}\right)-\left(\exp\left(\frac{hx}{k}+\frac{h^2\alpha t}{k^2}\right)erfc\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}+\frac{h\sqrt{\alpha t}}{k}\right)\right)\right]+T_0 \quad (3.11)$$

L'équation 3. 11 exige cependant la connaissance du coefficient de convection h du fluide. Toutefois, les températures de jet (~ 1800 °C) sont en général suffisamment supérieures à la température de surface pour justifier une hypothèse d'un flux constant imposé à la façade d'un solide semi-infini [22] :

$$T(x,t)=\frac{2\dot{q}_s\sqrt{(\alpha t/\pi)}}{k}\exp\left(\frac{-x^2}{4\alpha t}\right)-\frac{\dot{q}_sx}{k}erfc\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}\right)+T_0 \quad (3.12)$$

3.3 Revue des paramètres de performance de pénétration des brûleurs

Dans cette sous-section, une revue des divers paramètres et outils de comparaison des performances de pénétration sera présentée.

3.3.1 Bilan énergétique et vitesse de pénétration et d'alésage

Les mécanismes de fragmentation générés par une flamme intense ont été étudiés depuis plusieurs décennies. Le phénomène ne reste toutefois pas entièrement élucidé. La fragmentation des roches dures implique des cycles de chauffage continus où l'augmentation de la contrainte en compression mène à la rupture d'une mince couche à la surface.

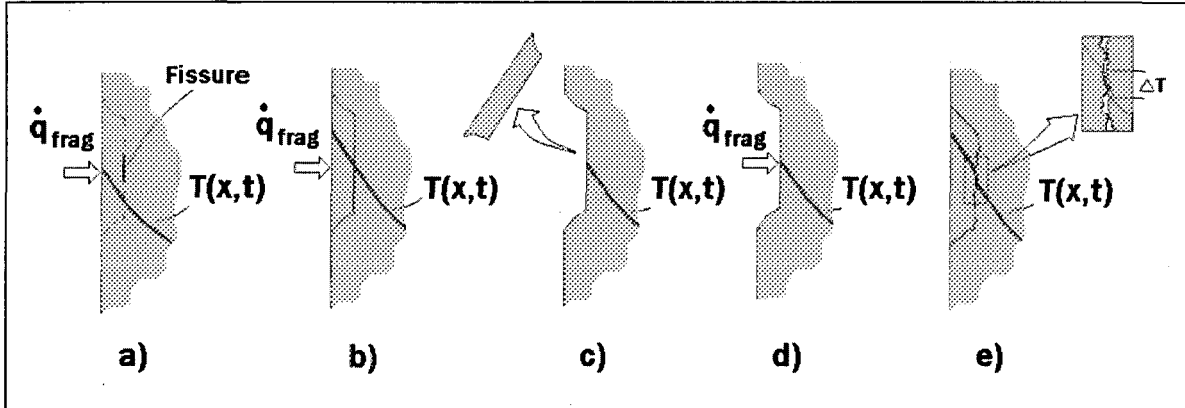


Figure 3.9 : Schéma illustrant les mécanismes simplifiés de la fragmentation thermique : a) le solide semi-infini chauffé, b) la dissection du fragment, c) l'éjection du fragment, d) le solide réchauffé et e) le saut de température relié à la propagation de la fissure.

Il faut rappeler ici que l'approche la plus commune est de comparer, dans une certaine mesure, le processus de fragmentation thermique à une sublimation d'un solide. Cette analogie est liée par l'équation différentielle suivante {39} :

$$k_r \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -v_{per} \frac{\partial T}{\partial x} (\rho c_p)_r \quad (3.13)$$

L'énergie de sublimation est en quelque sorte ici remplacée par une énergie de fragmentation. La quantité d'énergie requise pour maintenir le processus doit être perçue comme une énergie de chauffage qui rétablit à chaque cycle d'écaillage la température critique (qui correspond à une contrainte en compression critique en surface).

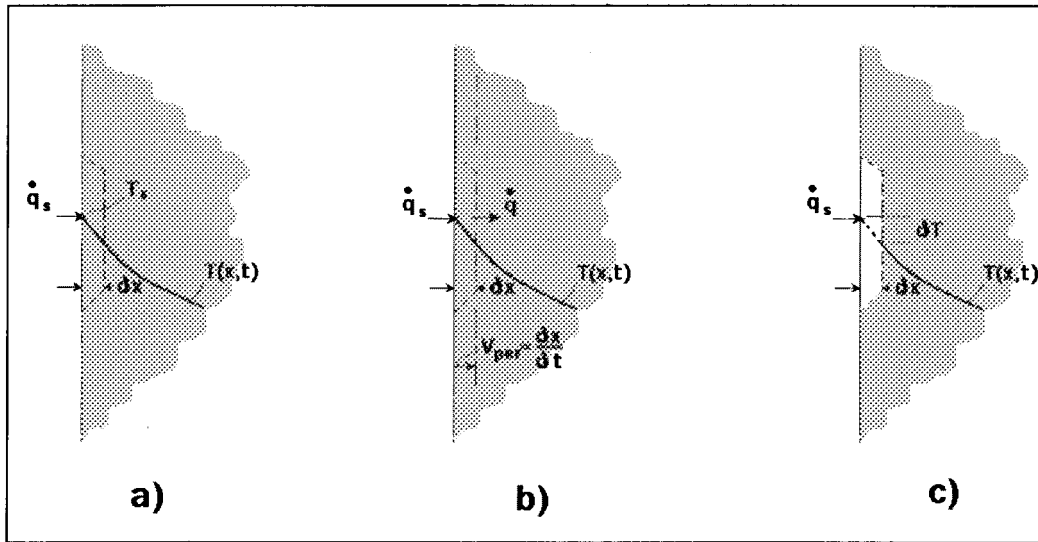


Figure 3.10 : Schématisation du bilan d'énergie lors du forage thermique.

Sous une forme plus détaillée, l'équation 3.13 est en fait un bilan thermique appliqué à une mince couche en surface (voir figure 3.10) :

$$k_r \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = (\rho c_p)_r \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.14 \text{ a))}$$

et dans le cas présent, par l'entremise des expressions suivantes :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \quad (3.14 \text{ b))}$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = v_{per} \quad (3.14 \text{ c))}$$

L'approche détaillée précédemment traite le problème en ne considérant pas la dissociation des fragments individuellement, mais plutôt comme une vitesse de perforation (un front de fragmentation) qui progresse dans la masse rocheuse. Dans la littérature, ce concept réfère à un régime permanent alors qu'au premier abord, l'équation 3.14 a) suggère un régime transitoire. Le saut de température qui est créé par la libération du

fragment est alors ignoré et l'analogie de la sublimation est d'autant respectée (équation 3.13), rendant le concept en régime stationnaire. La solution de l'équation 3.13 est donnée par l'expression 2.2. Le saut de température est réputé être inférieur à 30 % {39} en ne considérant pas la résistance de contact créée par la fissuration à l'intérieur du solide semi-infini, qui peut faire obstacle à la diffusion de chaleur (surchauffe du fragment).

De plus, dans la plupart des analyses, toute l'énergie disponible est réputée être intégralement transmise à la contrainte thermique, de sorte que l'énergie absorbée par la création de la nouvelle surface (découpe du fragment) n'est pas considérée. Cette hypothèse est pleinement fondée et il peut être démontré que cette énergie est en fait négligeable, à l'aide du bilan d'énergie en surface {39} :

$$\dot{q}_s = (\rho c_p)_r v_{per} \Delta T_s + \frac{e_{surf} v_{per}}{\delta_s} \quad (3.15)$$

où e_{surf} est la densité d'énergie pour créer la nouvelle surface. Or, Rauenzahn (1986) a montré que la densité d'énergie de création de surface peut être estimée à 100 J/m² et pour un fragment d'une épaisseur de 0,1 mm, on trouve que {39} :

$$\frac{\rho c_p \Delta T_s}{e_{surf} / \delta_s} \approx \frac{2640 \text{ kg/m}^3 \times 1000 \text{ J/kg} \cdot \text{K} \times 500 \text{ K}}{100 \text{ J/m}^2 \div 0.0001 \text{ m}} \approx 1300 \quad (3.16)$$

et ainsi, l'expression 3.15 devient équivalente à l'équation 2.3 b).

Il faut aussi indiquer que certains travaux de Goncharov *et al.* (1998) utilisent également l'analogie de la sublimation d'un solide pour décrire le phénomène de

fragmentation thermique. La vitesse de pénétration d'un front dans le roc est décrite par {18} :

$$v_{per} = \frac{h}{\rho c_p} \left(\frac{\Theta}{T_s} - 1 \right) \quad (3.17)$$

où Θ est décrite comme étant la température de transfert de chaleur en °C alors que h est le coefficient de transfert de chaleur par convection à la surface. Enfin, l'expression 3.17 peut être aisément retrouvée à partir de l'équation 2.3 b) :

$$v_{per} = \frac{\dot{q}_s}{\rho c_p \Delta T_s} \quad (3.18 \text{ a))}$$

$$v_{per} = \frac{h(T_{jet} - T_s)}{\rho c_p \Delta T_s} \quad (3.18 \text{ b))}$$

En posant une température initiale nulle, $\Delta T_s = T_s - T_{r,0} = T_s$ on trouve :

$$v_{per} = \frac{h}{\rho c_p} \left(\frac{T_{jet}}{T_s} - 1 \right) \quad (3.18 \text{ c))}$$

et l'équation 3.17 est alors donnée sous forme plus familière. Pour poursuivre l'analyse de Goncharov *et al.* (1998), afin d'évaluer les performances d'alésage, le débit volumique de destruction thermique {18} est déterminé comme suit :

$$\dot{V}_f = \int_s v_{per} ds \quad (3.19)$$

où ds est un élément de surface du cône tronqué (figure 3.11) :

$$ds = 2\pi r dL_r \quad (3.20)$$

et la vitesse de perforation étant définie par l'équation 3.18 c).

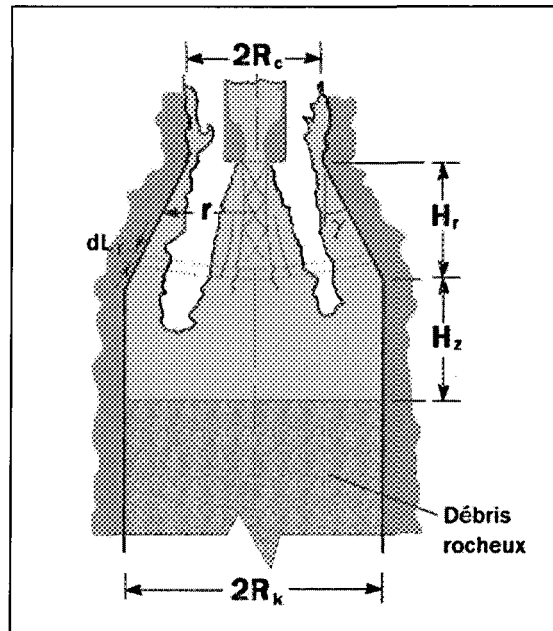


Figure 3.11 : Cavité alésée thermiquement en forme de cloche (adaptation de la référence {18}).

Afin de poursuivre l'analyse, la température critique T_s utilisée par Goncharov *et al.* (1998) est attribuable à l'équation 2.5 alors que l'élément de longueur dL_r qui longe le cône est rapidement déterminé par {18} :

$$dL_r = \frac{dr}{\sin \gamma} \quad (3.21)$$

où γ est l'angle du front de pénétration thermique par rapport à la verticale (figure 3.11) défini par :

$$\gamma = \arctan\left(\frac{R_k - R_c}{H_r}\right) \quad (3.22)$$

et le débit volumique de destruction thermique d'alésage est alors défini en combinant les équations 3.18 c) à 3.21 {18} :

$$\dot{V}_f = \frac{\pi}{\sin \gamma} \frac{h}{(\rho c_p)_r} \left(\frac{T_{jet}}{T_s} - 1 \right) (R_k^2 - R_c^2) \quad (3.23)$$

3.3.2 Paramètres sans dimension

3.3.2.1 Paramètres de caractérisation du jet

Afin de comparer les performances sur une échelle commune, certains nombres sans dimension sont nécessaires. Le nombre de Stanton permet d'évaluer le flux par convection réel transmis par rapport au potentiel thermique de transfert par convection par un fluide en mouvement donné :

$$St = \frac{h}{\rho c_p v} \quad (3.24)$$

Pour fins de validation, un nombre de Stanton expérimental (St_{exp}) est donné par {48} :

$$St_{exp} = \frac{\dot{q}_{r,exp}}{\dot{q}_{jet}} = \frac{(\rho c_p)_r v_{per} (T_s - T_{r0})}{(\rho c_p v)_{jet} (T_{jet} - T_s)} \quad (3.25)$$

Ce nombre comporte cependant des incertitudes reliées à l'évaluation de la température de surface T_s {48}. Par exemple, le nombre de Stanton expérimental pourrait tout aussi bien être défini en fonction d'un flux de conduction déterminé numériquement aux interfaces solides du calorimètre :

$$St_{exp,num} = \frac{\dot{q}_{s,num}}{(\rho c_p v)_{jet} (T_{jet} - T_{s,num})} \quad (3.26)$$

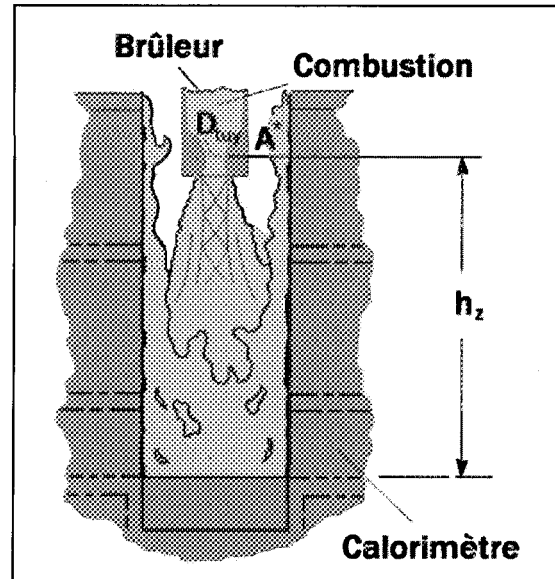


Figure 3.12 : Paramètres entrant dans la définition de la distance au sol (DS).

La distance au sol DS^2 , sous forme sans dimension, est utilisée pour présenter les résultats du nombre de Stanton {39, 48} :

$$DS = \frac{h_z}{D_{tuy}} \quad (3.27)$$

où h_z est la distance qui débute à la section de la tuyère où les conditions soniques sont atteintes jusqu'au sol (figure 3.12) et D_{tuy} est le diamètre de la tuyère toujours aux mêmes conditions soniques. À noter que pour la présente étude, il est préférable de conserver une hauteur h_z constante plutôt que de tenter de garder une distance au sol (DS) semblable tout au long des essais des différents brûleurs.

² La distance au sol décrite en référence (exprimée par SOD) {39,48} présente ce nombre sous forme sans dimension comme étant le rapport de la distance de la partie inférieure de la tête de forage au sol sur le rayon intérieur de la tuyère.

Pour caractériser le régime d'écoulement à l'intérieur de la tuyère, le nombre de Reynolds est déterminé à l'embouchure de la section où la vitesse du fluide équivaut identiquement à celle du son :

$$Re_g^* = \frac{v^* D^*}{\nu^*} \quad (3.28)$$

Comme paramètre de combustion, le rapport air-combustible (A/C) est utilisé comme référence dans l'analyse comparative des brûleurs. Ce rapport est décrit par :

$$A/C = \frac{f}{f_{stoech}} \times 100 \quad (3.29)$$

où f représente le rapport actuel de la masse d'air sur la masse de combustible alors que f_{stoech} est le rapport stœchiométrique de la masse d'air sur la masse de combustible. L'inverse de ce paramètre est le rapport combustible-air (C/A). Un mélange présentant un rapport air-combustible au-dessous de 100 % signifie qu'il est riche en combustible alors qu'il est réputé pauvre en combustible au-dessus de 100 %.

3.3.2.2 Paramètres de productivité et d'efficacité

D'autres paramètres sont aussi suggérés pour donner des critères de performance en condition de fragmentation. Par exemple, le volume de roc désagrégré $V_{r,frag}$ sur le volume d'oxygène qui a été consommé pendant le procédé {39} :

$$\psi = \frac{\text{Volume de roc fragmenté}}{\text{Volume } O_2 \text{ utilisé (TPS)}} = \frac{V_{r,frag}}{V_{oxy,u}} \quad (3.30)$$

est parfois utilisé comme paramètre comparatif, pour caractériser des essais de fragmentation, pour des brûleurs pouvant être alimentés par un mélange d'air et d'oxygène pur. Cette expression permet à l'utilisateur de quantifier un mélange optimal d'oxygène pur et d'air pour assurer une plus grande capacité de fragmentation. Dans l'expression 3.30, le volume d'oxygène est calculé en fonction des conditions de température et de pression standards (TPS). Évidemment, afin d'obtenir une mesure fiable du volume d'oxygène utilisé, le débit de cet oxydant doit demeurer constant tout au long de l'expérimentation. D'autres variantes du paramètre de l'équation 3.30 peuvent être obtenues en remplaçant le volume d'oxydant utilisé par le volume de combustible brûlé, encore une fois en supposant que le rapport air-combustible demeure constant pendant l'essai.

Au cours de la présente étude, un paramètre d'efficacité plus global doit être défini. En mesurant le volume total fragmenté durant une opération et en quantifiant l'énergie fournie au brûleur durant cette même opération, on trouve que :

$$\phi = \frac{((\dot{m}LH)_{com} + \dot{m}_{air}(\Delta h)_{comp})/\eta_{comp} \times t_{frag}}{V_{r,frag}} \quad (3.31)$$

où ϕ est l'énergie de fragmentation par m³ de roc pour un brûleur spécifique, LH_{comb} le pouvoir calorifique inférieur du combustible, $\dot{m}_{comb}$ le débit de combustible injecté, $\dot{m}_{air}$ le débit massique d'air introduit, Δh_{comp} le différentiel d'enthalpie de compression de l'air, η_{comp} le rendement du compresseur et enfin t_{frag} le temps de fragmentation appliqué.

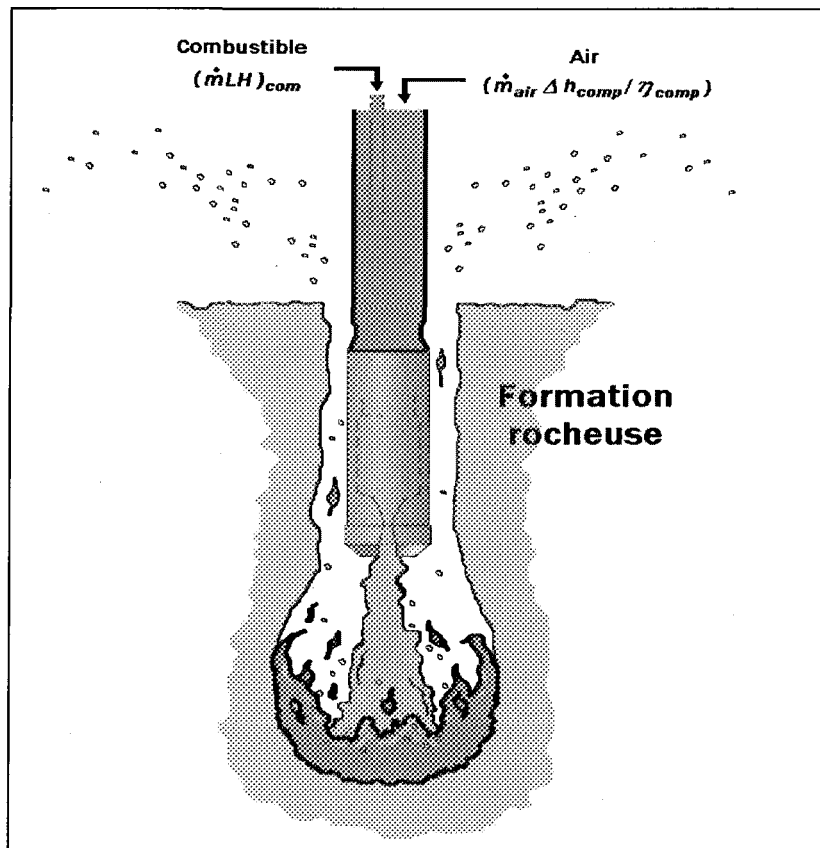


Figure 3.13 : Schématisation des énergies fournies au brûleur lors de la fragmentation thermique.

CHAPITRE 4

DESCRIPTIONS DU CALORIMÈTRE CYLINDRIQUE ET DU MODÈLE NUMÉRIQUE

Le chapitre qui suit décrit d'une façon exhaustive la stratégie qui a été appliquée afin de mesurer la distribution du flux thermique autour des flammes. Cette stratégie est essentiellement basée sur l'utilisation d'un calorimètre, spécialement adapté, qui permet de mesurer des températures de surface de plusieurs masses solides superposées près de la flamme. Un programme numérique traduit ensuite l'acquisition des températures en densités de flux pour chacune des surfaces calorimétriques.

4.1 Approche générale et stratégie numérique

L'estimation du flux thermique est essentielle dans le but d'obtenir une caractérisation de différents brûleurs, pour plusieurs sélections de rapports A/C.

Les présents travaux visent particulièrement la détermination du flux thermique en condition de confinement, où plusieurs cibles sont disposées tout autour du jet (figure 4.1). Bien que plusieurs zones latérales qui entourent la flamme aient été prévues, la distribution du flux au point de contact reste un élément de première importance pour l'analyse comparative. Comme cible, un disque d'acier est placé dans l'axe de la flamme. Plusieurs anneaux ont été superposés à cette cible, ce qui permet de quantifier le flux de chaleur en

condition de confinement, au point d'impact de la flamme. Pour la présente analyse comparative, chaque pièce d'acier représente une zone distinctive pour la mesure du flux thermique. Tel qu'illustré en figure 4.1, la première zone délimite la région d'impact alors que les trois autres zones définissent la région pariétale de la cavité cylindrique. La combinaison de ces zones crée un espace calorimétrique où les performances thermiques pourront être comparées. À noter que l'annexe B regroupe de plus amples détails techniques à ce sujet. Il serait également judicieux de consulter la méthodologie de détermination du flux thermique par l'entremise du calorimètre, explicitée au chapitre 6 (voir sections 6.3.1 et 6.3.2).

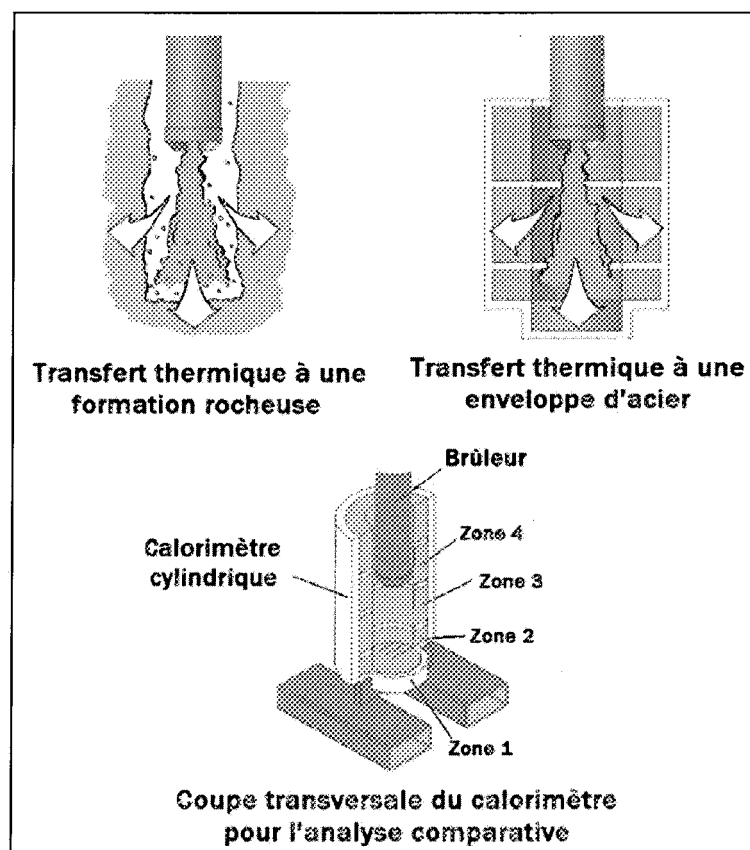


Figure 4.1 : Approche utilisée pour la détermination des densités thermiques et coupe transversale du calorimètre proposé.

Il est important de souligner que ce concept représente une approche assez différente des expérimentations courantes. Les études antérieures sur l'analyse du flux thermique d'une flamme supersonique ont surtout été faites au moyen de plaques planes ou de disques métalliques (en cuivre) comme cible au point d'impact du jet (voir figure 4.2). La méthode est parfois raffinée en remplaçant le disque par un bloc où une cavité parabolique (Rauezahn (1986)) y est taillée {39}.

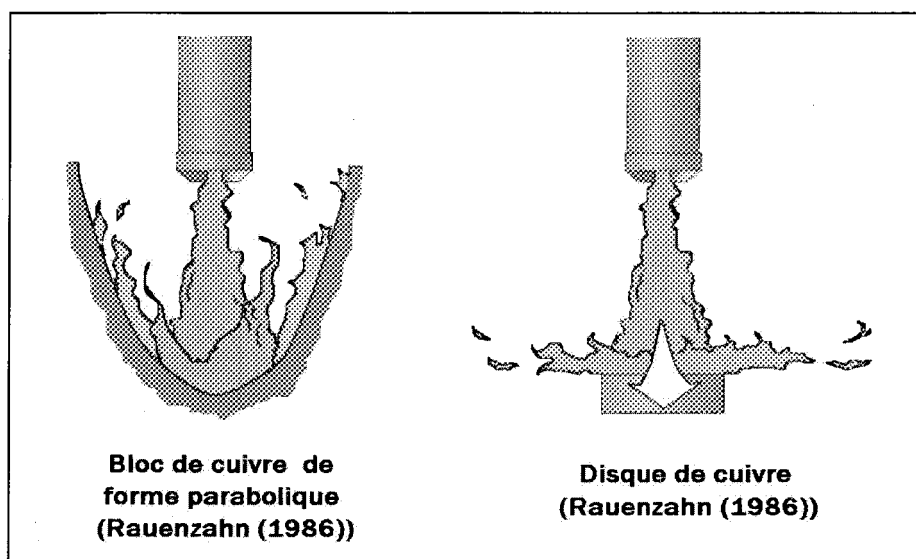


Figure 4.2 : Mesure du flux de chaleur au point d'impact par différentes configurations de cibles effectuée par Rauenzahn (1986) {39}.

Pour quantifier le flux thermique d'une région, plusieurs techniques peuvent être appliquées. Ces approches peuvent être basées sur des méthodes directes ou indirectes de calcul de transfert de chaleur utilisant toute une gamme de capteurs (thermocouples, fluxmètres, caméras infrarouges, etc.) pour la prise des mesures expérimentales. Pour la recherche actuelle, une méthode directe de calcul numérique par différences finies, pour le traitement du transfert de chaleur à l'intérieur des masses solides, est choisie. Plusieurs

lectures des températures de surface, prises à des endroits stratégiques, à l'aide de thermocouples, ont pour but d'établir certaines conditions limites des régions calorimétriques. Un programme informatique peut alors procéder à l'évaluation des flux thermiques aux surfaces exposées à la flamme du brûleur, à l'aide des historiques des températures mesurées pendant l'expérimentation.

4.2 Détermination du flux thermique de surface

Pour mesurer le flux total absorbé, une stratégie numérique doit être associée à chaque zone calorimétrique. La présente sous-section fait état de l'élaboration du calcul numérique pour déterminer les flux thermiques.

4.2.1 Hypothèses

Pour faciliter le traitement, l'étude de la distribution du flux thermique tout autour d'une flamme supersonique doit comporter un certain nombre d'hypothèses ou de simplifications.

Il est prétendu tout d'abord que le patron d'écoulement du jet évacué par le brûleur est symétrique et bidimensionnel par rapport à l'axe central de la tuyère. Par le fait même, l'écoulement à l'intérieur du calorimètre est aussi réputé bidimensionnel puisque, durant les essais, l'axe de la tuyère est superposé à celui de l'orifice d'entrée cylindrique. Ainsi, au point d'impact de la flamme, où un disque est utilisé pour le traitement, une stratégie en

deux dimensions en r - z est considérée alors que pour les régions frontières radiales, une stratégie à deux dimensions en r - θ est choisie pour le calcul du flux thermique (figure 4.3).

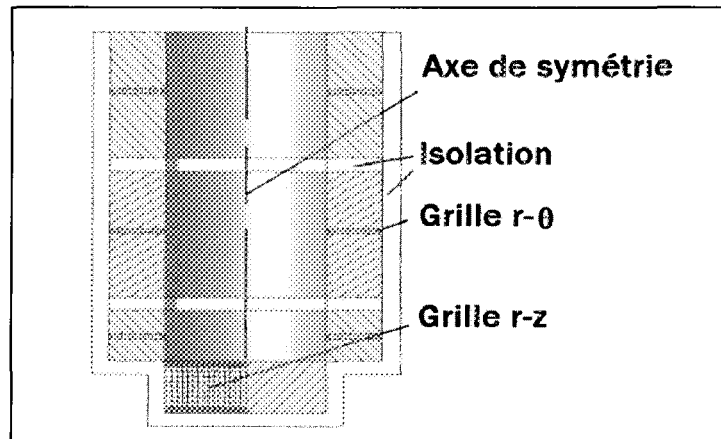


Figure 4.3 : Schématisation des grilles numériques pour fins de calcul.

Bien que l'on suppose que le profil d'écoulement est en deux dimensions selon les axes r - z , la caractérisation est tout de même faite, pour les zones calorimétriques en forme d'anneaux, selon la direction en θ (voir figure 4.4). Pour freiner tout flux thermique longitudinal, des couches isolantes entre chaque anneau ont été installées.

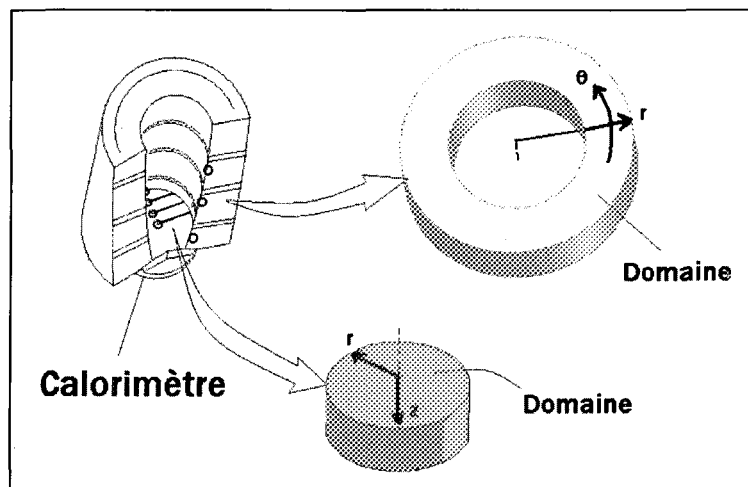


Figure 4.4 : Domaines numériques avec axes de coordonnées pour le disque et les anneaux.

La superposition des anneaux en bordure de la flamme suggère aussi un traitement qui considère l'axe z , puisque les flux de chaleur sont calculés à différents niveaux en hauteur à partir du disque. À noter que l'évaluation du flux passant par le centre de l'anneau se veut une valeur moyenne pour une surface donnée (figure 4.5).

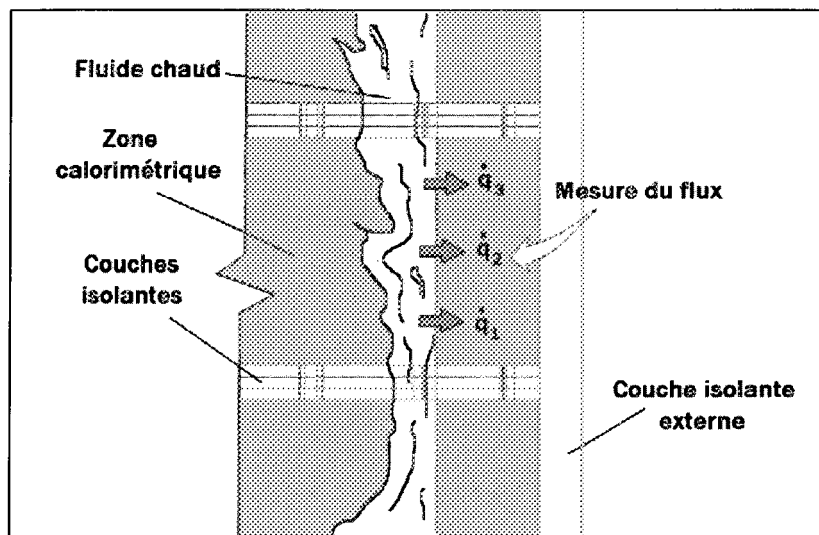


Figure 4.5 : Mesure du flux moyen sur les zones latérales du calorimètre.

Comme autres simplifications qui concernent le calcul des conditions frontières, les effets de résistance de contact des thermocouples ne sont pas considérés. Puisque la méthode est comparative (le même calorimètre étant utilisé pour toutes les expériences), la résistance globale reste la même pour le calcul du flux thermique, ce qui ne représente en aucun temps une limite de la méthode. Il faut ajouter que la plupart des techniques de mesures des températures avec des thermocouples ne peuvent pas fournir un contact parfait entre la paroi du thermocouple et la surface du solide, que ce soit par l'ajout de graisse de graphite [39] ou par l'utilisation d'un mécanisme qui applique une pression de contact



{29}. De plus, une résistance supplémentaire (qui ne peut d'ailleurs pas être quantifiée avec fiabilité) est présente entre la jonction du thermocouple et la gaine d'acier inoxydable qui la recouvre (figure 4.6).

Concernant l'altération des surfaces de brasage exposées à la flamme, c'est-à-dire le changement des propriétés thermiques locales et de la géométrie de surface (résultant de l'enfouissement du thermocouple et du brasage), elle n'est pas non plus considérée dans le traitement.

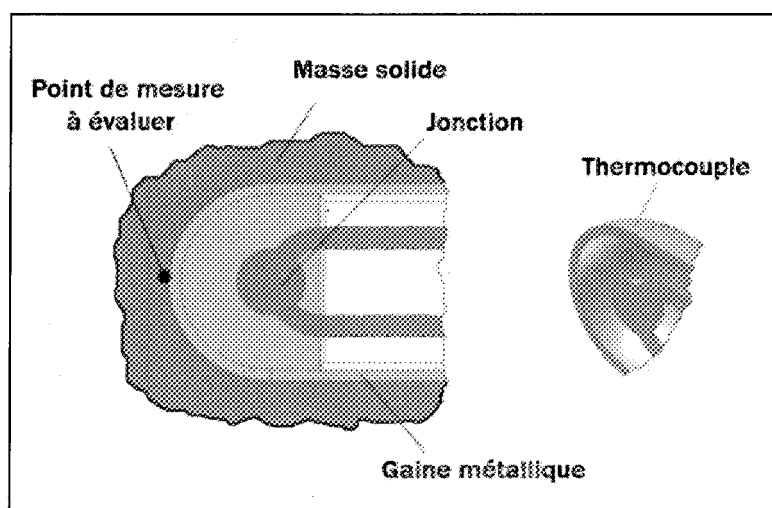


Figure 4.6 : Schématisation d'un thermocouple encastré dans une masse solide.

D'autres hypothèses viennent aussi épauler la technique de mesure des flux de chaleur. En fait, la stratégie numérique détermine un flux traversant les nœuds en bordure des limites des zones calorimétriques et ces flux sont interprétés comme étant transmis à la surface. Outre le fait qu'aucun effort n'est fait pour atténuer l'effet des résistances de contact, les lectures des thermocouples sont associées à des températures prescrites aux

nœuds de surface (se référer aux sections 4.2.2.2 et 4.2.2.3 pour plus de détails). De plus, pour les conditions frontières extérieures, une isolation totale est imposée de sorte que les infiltrations du jet chaud qui pourraient agir sur les conditions limites intérieures (celles recouvertes de couches isolantes) sont négligées.

En résumé, les principales simplifications de la présente stratégie de comparaison sont :

- Le profil d'écoulement est, à l'intérieur du calorimètre, à deux dimensions et le flux thermique est symétrique selon l'axe θ au point d'impact, alors qu'une valeur moyenne du flux selon l'axe z est estimée pour chaque anneau.
- Le revêtement et les couches isolantes sont parfaitement étanches thermiquement.
- Le calorimètre est parfaitement scellé dans la région de confinement, c'est-à-dire qu'aucune infiltration du jet entre les pièces du calorimètre n'est considérée.
- Les résistances de contact des thermocouples ne sont pas considérées.
- L'effet d'altération causé par le brasage des plaques calorimétriques (propriétés thermiques et profil au niveau de la surface) est négligé.
- Les flux de surface sont évalués à partir des flux passant par les nœuds frontières du système.

Pour finir, la numération des zones calorimétriques est fournie en annexe B (voir figure B.2) d'un façon plus détaillée.

4.2.2 Description du modèle numérique

4.2.2.1 Développement des équations générales

Le modèle numérique repose essentiellement sur une technique par différences finies pour évaluer l'énergie transmise aux masses solides du calorimètre.

L'équation différentielle en coordonnées cylindriques de la diffusion de la chaleur, en régime stationnaire et sans aucune génération d'énergie interne, est donnée par :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0 \quad (4.1)$$

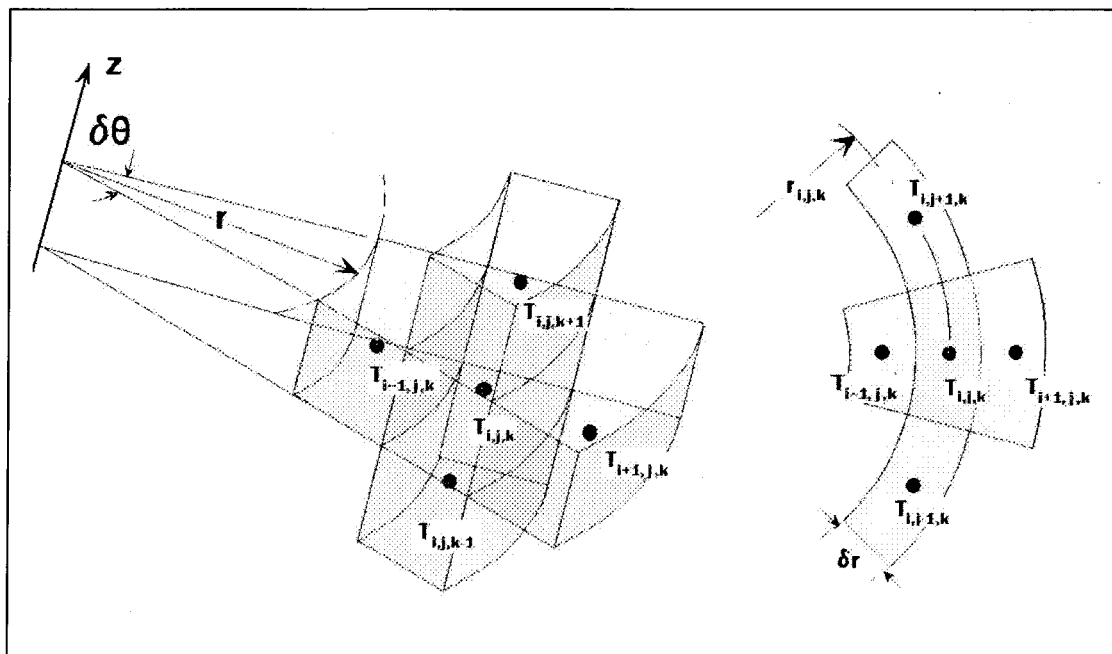


Figure 4.7 : Cellules utilisées pour le calcul des nœuds des différentes zones du calorimètre.

Sous forme discrète, par différences finies, en considérant les propriétés constantes, l'équation 4.1 peut s'écrire (avec la notation indicielle de la figure 4.7) :

$$\frac{1}{n_{i,j,k}} \left(\left[n_{i+1/2,j,k} \left[\frac{T_{i+1,j,k} - T_{i,j,k}}{\delta r} \right] - n_{i-1/2,j,k} \left[\frac{T_{i,j,k} - T_{i-1,j,k}}{\delta r} \right] \right] / \delta r \right) + \frac{1}{n_{i,j,k}^2} \left(\left[\frac{T_{i,j+1,k} - 2T_{i,j,k} + T_{i,j-1,k}}{\delta \theta} \right] / \delta \theta \right) + \left(\left[\frac{T_{i,j,k+1} - 2T_{i,j,k} + T_{i,j,k-1}}{\delta z} \right] / \delta z \right) = 0 \quad (4.2)$$

avec :

$$n_{i+1/2,j,k} = (n_{i,j,k} + \delta r / 2) \quad (4.3 \text{ a))}$$

$$n_{i-1/2,j,k} = (n_{i,j,k} - \delta r / 2) \quad (4.3 \text{ b))}$$

L'étude en cours est cependant basée sur une méthode nettement transitoire, où le flux dégagé par la flamme est mesuré pendant plusieurs secondes dans les masses solides du calorimètre au moment du démarrage de l'expérience, donc l'équation de diffusion est dictée par :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.4)$$

Pour procéder à l'évaluation en régime transitoire, un schéma explicite pour calculer les températures nodales durant l'expérimentation est sélectionné. Ce schéma implique l'utilisation des températures initiales pour calculer les températures subséquentes. Ce choix permet, dans le cas présent, de réduire le temps de calcul par rapport à d'autres techniques. Dans ce cas, l'équation temporelle de diffusion sous forme discrète avec des propriétés thermiques constantes est obtenue comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{T_{i,j,k}^{n+1} - T_{i,j,k}^n}{\delta t} - \frac{\alpha}{n_{i,j,k} \delta r} \left\{ (n_{i+1/2,j,k}) \left[\frac{T_{i+1,j,k}^n - T_{i,j,k}^n}{\delta r} \right] - (n_{i-1/2,j,k}) \left[\frac{T_{i,j,k}^n - T_{i-1,j,k}^n}{\delta r} \right] \right\} + \\ \frac{\alpha}{n_{i,j,k} \delta \theta} \left\{ \frac{T_{i,j+1,k}^n - 2T_{i,j,k}^n + T_{i,j-1,k}^n}{\delta \theta} \right\} + \frac{\alpha}{\delta z} \left\{ \frac{T_{i,j,k+1}^n - 2T_{i,j,k}^n + T_{i,j,k-1}^n}{\delta z} \right\} \quad (4.5) \end{aligned}$$

Les températures nodales au temps $n+1$, directement définies par l'intervalle de temps δt , peuvent alors être calculées à partir des températures nodales initiales n . Par contre, pour assurer la stabilité, certaines restrictions sont applicables à l'intervalle de temps donné pour une taille de maillage prescrite.

À noter qu'il est également possible de reconsidérer l'équation 4.1, toujours avec des propriétés constantes :

$$k \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) + \frac{k}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.6)$$

et sous une forme discrète avec le même schéma temporel :

$$\begin{aligned} \frac{T_{i,j,k}^{n+1} - T_{i,j,k}^n}{\delta t} = \alpha \left\{ \frac{1}{n_{i,j,k}} \left[\frac{T_{i+1,j,k}^n - T_{i-1,j,k}^n}{2\delta r} \right] + \left[\frac{T_{i+1,j,k}^n - 2T_{i,j,k}^n + T_{i-1,j,k}^n}{\delta r^2} \right] \right\} + \\ \frac{\alpha}{n_{i,j,k}^2} \left[\frac{T_{i,j+1,k}^n - 2T_{i,j,k}^n + T_{i,j-1,k}^n}{\delta \theta^2} \right] + \alpha \left[\frac{T_{i,j,k+1}^n - 2T_{i,j,k}^n + T_{i,j,k-1}^n}{\delta z^2} \right] \quad (4.7) \end{aligned}$$

Pour la stratégie de mesure du flux développée, l'utilisation des volumes finis aurait tout aussi bien ici été applicable. Cette technique repose sur un bilan d'énergie d'un volume de contrôle (figure 4.8).

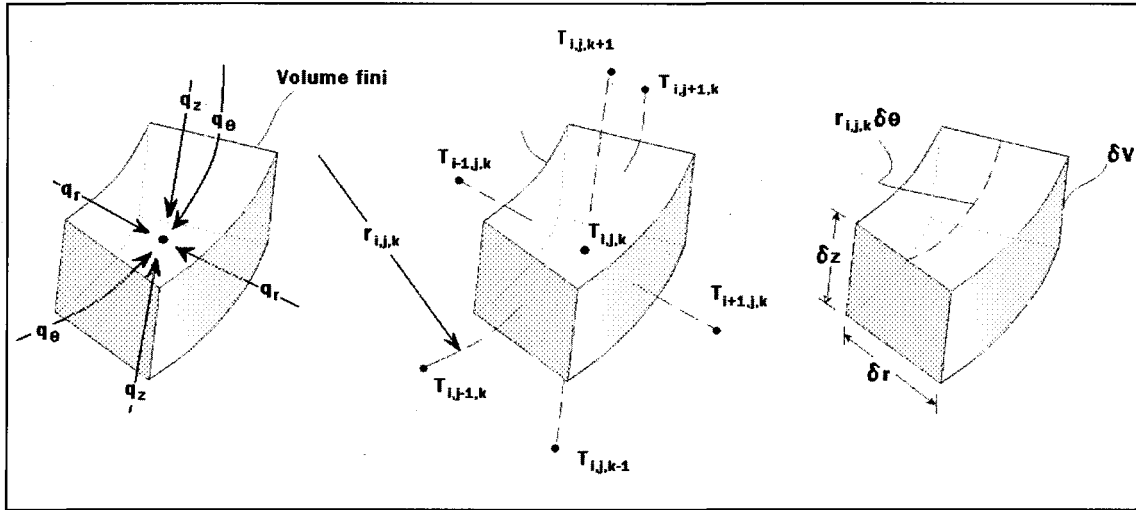


Figure 4.8 : Définition du volume de contrôle.

Le bilan devient donc :

$$\dot{E}_{acc} \delta V = \sum \dot{q}_i A_i + \dot{g} \delta V \quad (4.8)$$

où $\dot{E}_{acc}$ est l'accumulation d'énergie par unité de volume, $\dot{q}_i$ les densités de flux associées aux surfaces respectives A_i et $\dot{g}$ une source de génération de chaleur interne par unité de volume. Si aucune génération d'énergie n'est présente, on obtient alors, sous forme discrète et avec un schéma explicite :

$$\begin{aligned} \rho c_p \delta V \left[\frac{T_{i,j,k}^{n+1} - T_{i,j,k}^n}{\delta t} \right] = & n_{i-1/2,j,k} \delta \theta \delta z \left(\frac{k [T_{i-1,j,k}^n - T_{i,j,k}^n]}{\delta r} \right) + n_{i+1/2,j,k} \delta \theta \delta z \left(\frac{k [T_{i+1,j,k}^n - T_{i,j,k}^n]}{\delta r} \right) + \\ & \delta r \delta z \left(\frac{k [T_{i,j,k-1}^n - T_{i,j,k}^n]}{n_{i,j,k} \delta \theta} \right) + \delta r \delta z \left(\frac{k [T_{i,j,k+1}^n - T_{i,j,k}^n]}{n_{i,j,k} \delta \theta} \right) + \\ & n_{i,j,k} \delta \theta \delta r \left(\frac{k [T_{i,j,k-1}^n - T_{i,j,k}^n]}{\delta z} \right) + n_{i,j,k} \delta \theta \delta r \left(\frac{k [T_{i,j,k+1}^n - T_{i,j,k}^n]}{\delta z} \right) \quad (4.9) \end{aligned}$$

où :

$$\delta V = n_{i,j,k} \delta \theta \delta r \delta z \quad (4.10)$$

Il peut être aisément démontré que ce résultat est semblable à la solution donnée par l'équation 4.5.

4.2.2.2 Équations numériques et conditions frontières pour la zone d'impact

Pour la zone d'impact, les axes de référence en r et z sont uniquement considérés et l'équation différentielle applicable est donnée par :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.11)$$

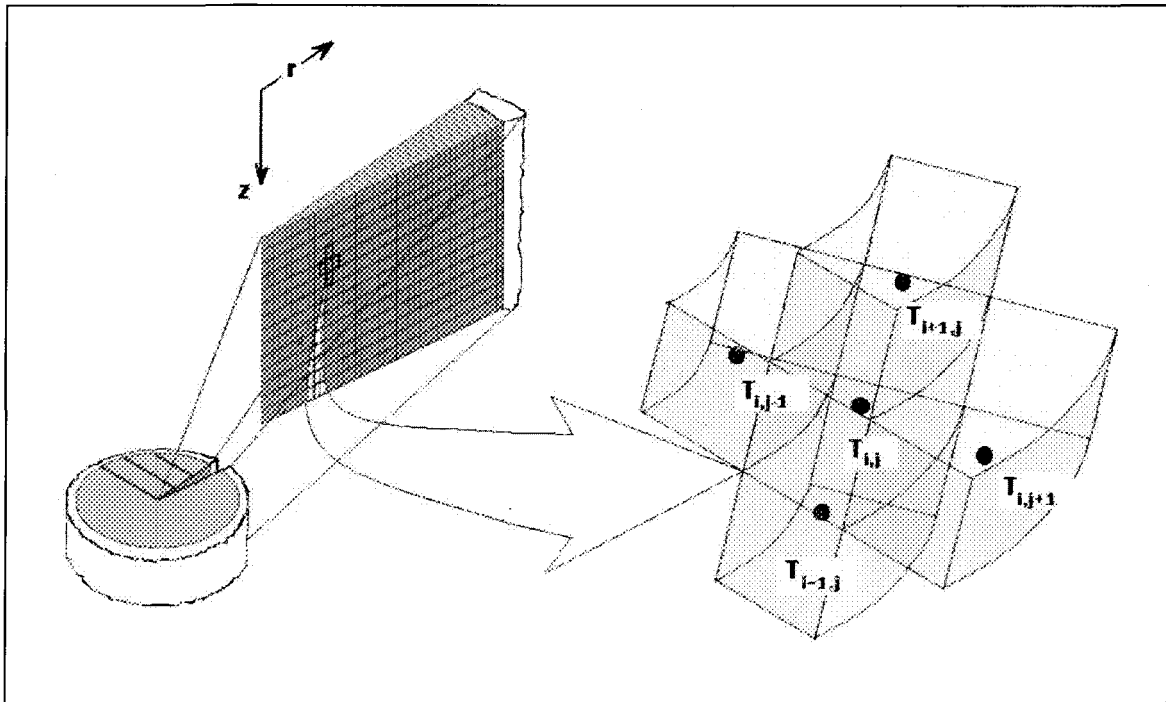


Figure 4.9 : Configuration des cellules pour le modèle à deux dimensions pour le disque.

Avec les propriétés constantes, après quelques manipulations de l'expression 4.5, les équations requises pour le modèle en deux dimensions sont définies par (consulter la figure 4.9) :

$$\frac{T_{i,j}^{n+1}}{\delta t} = \frac{\alpha}{\delta r} \left(\frac{1}{\delta r} + \frac{1}{2n_{i,j}} \right) T_{i,j+1}^n + \left(\frac{1}{\delta t} - \frac{2\alpha}{\delta r^2} - \frac{2\alpha}{\delta z^2} \right) T_{i,j}^n + \frac{\alpha}{\delta r} \left(\frac{1}{\delta r} - \frac{1}{2n_{i,j}} \right) T_{i,j-1}^n + \frac{\alpha}{\delta z^2} (T_{i-1,j}^n + T_{i+1,j}^n) \quad (4.12)$$

Tel que discuté, le schéma explicite implique cependant certaines restrictions pour assurer la convergence :

$$\delta t_{\max} = \frac{\delta r^2 \delta z^2}{2\alpha(\delta r^2 + \delta z^2)} \quad (4.13)$$

Ainsi, pour une prescription des dimensions des volumes de nœuds, l'intervalle de temps doit être ajusté afin de respecter l'expression 4.13.

Pour le calcul transitoire des températures nodales internes du disque, pour augmenter la précision du flux dans l'étude comparative finale, l'équation 4.12 sera cependant modifiée pour permettre l'incorporation des propriétés thermiques variables en fonction de la température. Dans ce cas, la diffusivité et la conductivité thermiques sont définies par des fonctions quelconques :

$$\alpha^* = f(T) \quad (4.14)$$

$$k^* = f(T) \quad (4.15)$$

Pour le disque, les équations appliquées aux nœuds centraux (selon les axes r - z) sont données par :

$$\begin{aligned}
& \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\delta t} - \frac{1}{n_{i,j} \delta r} \left\{ (r\alpha^*)_{i,j+1/2} \left[\frac{T_{i,j+1}^n - T_{i,j}^n}{\delta r} \right] - (r\alpha^*)_{i,j-1/2} \left[\frac{T_{i,j}^n - T_{i,j-1}^n}{\delta r} \right] \right\} + \\
& \frac{1}{\delta z} \left\{ \alpha^*_{i+1/2,j} \left[\frac{T_{i+1,j}^n - T_{i,j}^n}{\delta z} \right] - \alpha^*_{i-1/2,j} \left[\frac{T_{i,j}^n - T_{i-1,j}^n}{\delta z} \right] \right\} \quad (4.16)
\end{aligned}$$

où les diffusivités thermiques sont respectivement estimées par :

$$\alpha^*_{i,j+1/2} = \alpha^* \left((T_{i,j+1}^n + T_{i,j}^n) / 2 \right) \quad (4.17 \text{ a))}$$

$$\alpha^*_{i,j-1/2} = \alpha^* \left((T_{i,j}^n + T_{i,j-1}^n) / 2 \right) \quad (4.17 \text{ b))}$$

$$\alpha^*_{i+1/2,j} = \alpha^* \left((T_{i+1,j}^n + T_{i,j}^n) / 2 \right) \quad (4.17 \text{ b))}$$

$$\alpha^*_{i-1/2,j} = \alpha^* \left((T_{i,j}^n + T_{i-1,j}^n) / 2 \right) \quad (4.17 \text{ d))}$$

L'attribution des températures internes se fait à partir d'un maillage de 1600 nœuds. Pour le rayon du disque, pas moins de 40 nœuds sont alignés à l'axe alors que 40 autres sont disposés en profondeur, selon l'axe z . La figure 4.10 illustre de façon détaillée la disposition du réseau de nœuds.

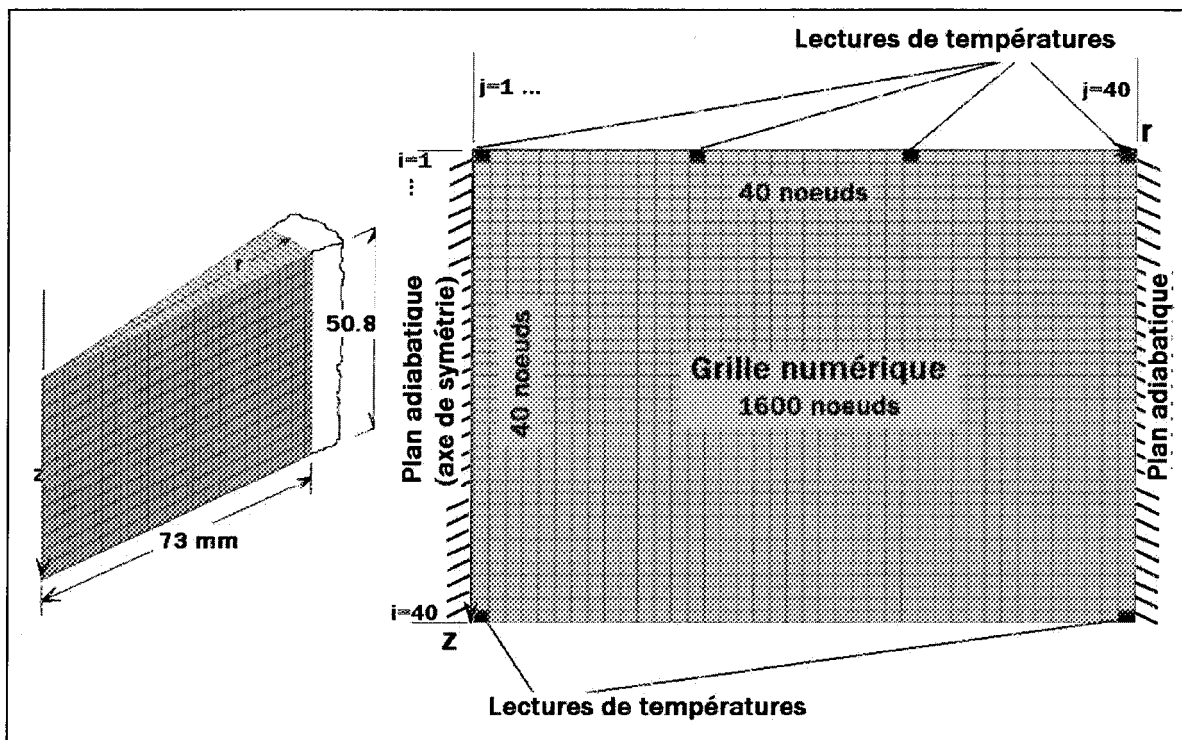


Figure 4.10 : Schéma de la grille de calculs comprenant 1600 nœuds pour la zone d'impact.

Concernant les conditions limites du modèle, une frontière adiabatique est évidemment prescrite selon l'axe central z puisque l'hypothèse suggère un flux symétrique en θ . À l'extérieur du disque, puisque un revêtement isolant est ajouté, une condition adiabatique est également appliquée.

Pour la surface exposée à la flamme, tout comme pour la surface inférieure parallèle, une prescription de températures non uniformes tout le long des nœuds frontières est imposée à chaque pas de temps. Pour ce faire, six thermocouples sont nécessaires. La



figure 4.10 montre plus clairement les nœuds qui sont assignés à la prise de lecture alors que la figure 4.11 montre l'attribution d'une température mesurée par un thermocouple à un nœud frontière. Pour la surface exposée, afin de permettre une distribution de températures plus flexible, quatre thermocouples sont placés à des distances équivalentes à partir du centre du disque. Au niveau de la surface inférieure, puisqu'une couche isolante est placée, deux thermocouples assurent la prescription des températures nodales. À noter qu'une condition adiabatique aurait pu être aussi introduite.

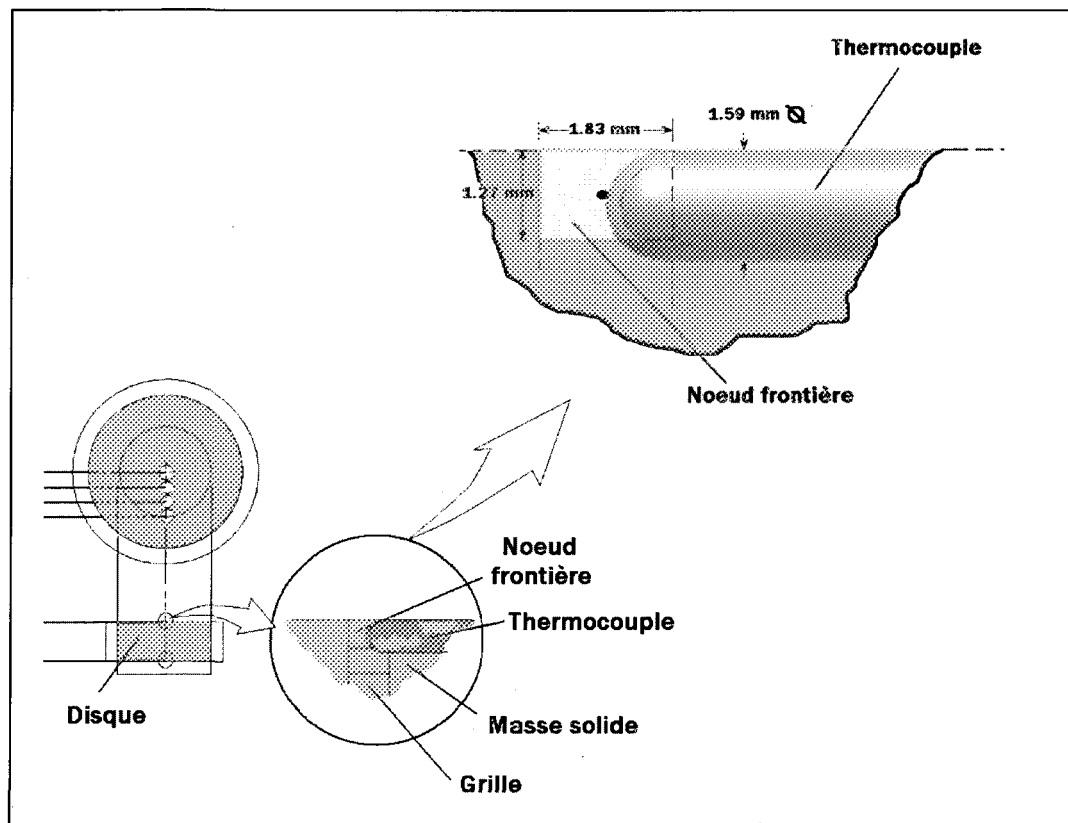


Figure 4.11 : Disposition d'un thermocouple pour l'attribution des températures frontières pour le disque.

Pour générer une condition limite transitoire en continu, à chaque pas de temps, des distributions de températures doivent être continuellement juxtaposées aux nœuds frontières qui correspondent aux limites non adiabatiques. Pour assurer la stabilité numérique, un intervalle de temps δt de 0,025 seconde a été imposé pour satisfaire l'équation 4.13. La cueillette des données de températures durant l'expérience, pour éviter toute surcharge du système d'acquisition, se fait à un intervalle Δt_{acq} de 1 seconde.

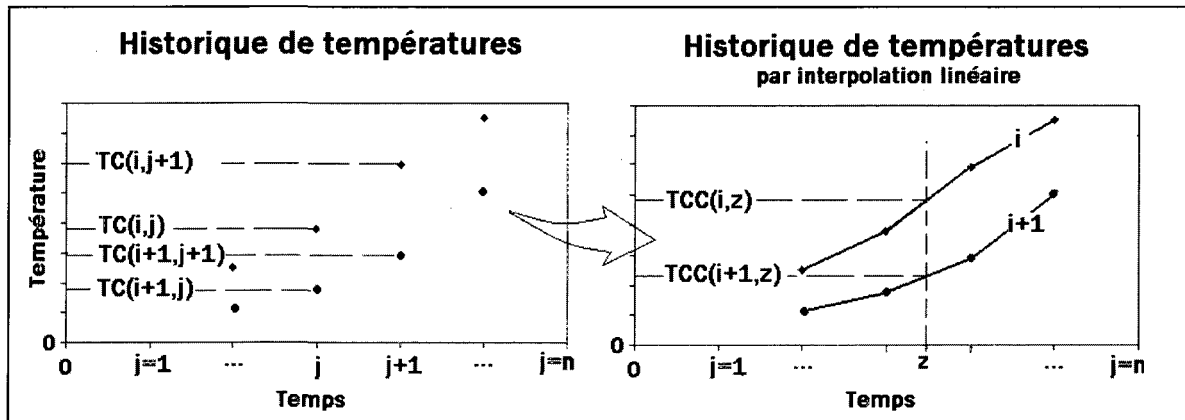


Figure 4.12 : Schématisation de l'interpolation des températures à partir des lectures.

Pour respecter les conditions de stabilité, une interpolation linéaire par morceaux est effectuée à partir de l'historique de températures, pour toutes les séries de mesures (figure 4.12). Par exemple, pour le programme numérique, une température quelconque TCC à partir de l'historique de températures TC , est définie pour un certain intervalle de temps compris entre j et $j+1$ par la simple fonction suivante (voir figure 4.13) :

$$f(x)_y = \left[\frac{TC(i,j+1) - TC(i,j)}{\Delta t_{acq}} \right] x + TC(i,j) \quad (4.18)$$

où $TC(i,j)$ indique une mesure observée au temps j par le thermocouple i . Une température traitée par interpolation linéaire $TCC(i,z)$ est alors définie et prête à être retournée comme donnée d'entrée du programme numérique.

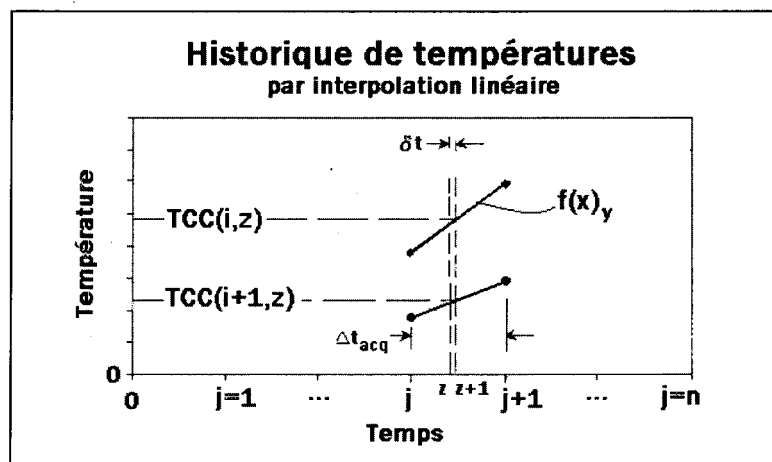


Figure 4.13 : Interpolation linéaire d'un intervalle de temps.

La même stratégie d'interpolation est empruntée pour appliquer les distributions de températures aux conditions frontières. Une fois de plus, des courbes linéaires sont prescrites entre chaque point de lectures en empruntant la même structure décrite par l'équation 4.18.

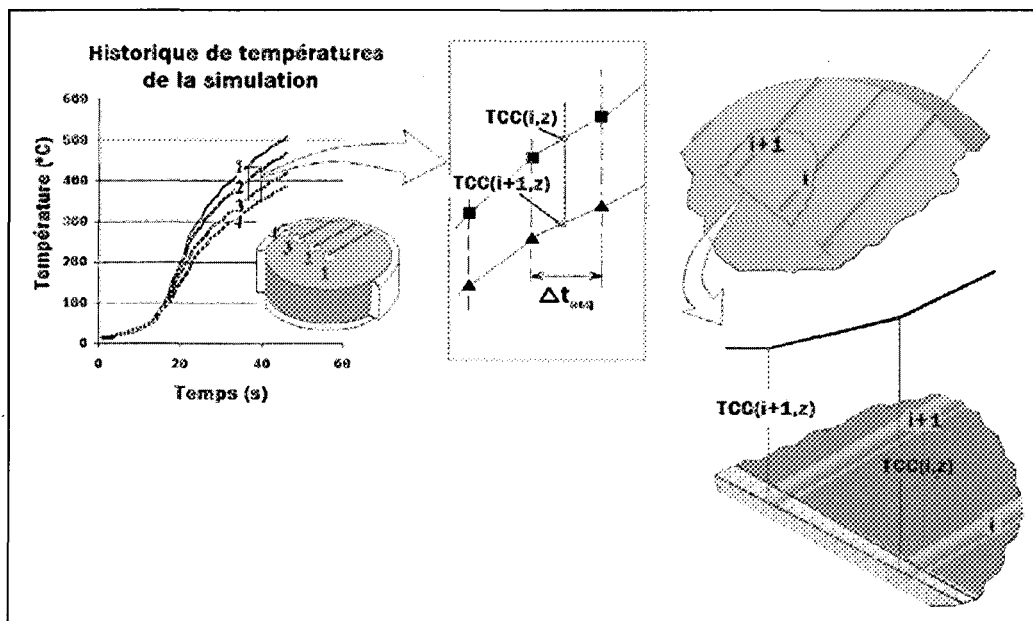


Figure 4.14 : Illustration de la prescription des températures nodales de surface pour un intervalle de temps donné pour le disque.

En résumé, chaque intervalle de temps de l'acquisition provenant de l'historique de températures (celui-ci étant élaboré par des lectures prises à chaque seconde durant l'essai) est divisé en 40 pas de temps secondaires alors que les conditions limites du programme sont assurées par une redistribution linéaire de températures entre deux points de lectures des thermocouples, pour l'intervalle de temps correspondant (voir figure 4.14).

Les températures internes calculées sont continuellement utilisées pour calculer le flux de surface. Plus précisément, une série de quatre températures nodales près de la surface (figure 4.15) , appartenant à une même série de nœuds perpendiculaires à cette surface servent à déterminer le flux traversant le nœud frontière à partir de fonctions cubiques passant par ces quatre points. La courbe définit ainsi une distribution de

température continue. La première valeur de température, qui fait ici référence au premier nœud frontière de surface, est une température prescrite par le programme provenant des lectures des thermocouples alors que les trois autres suivantes proviennent de l'évaluation faite par le programme par différences finies.

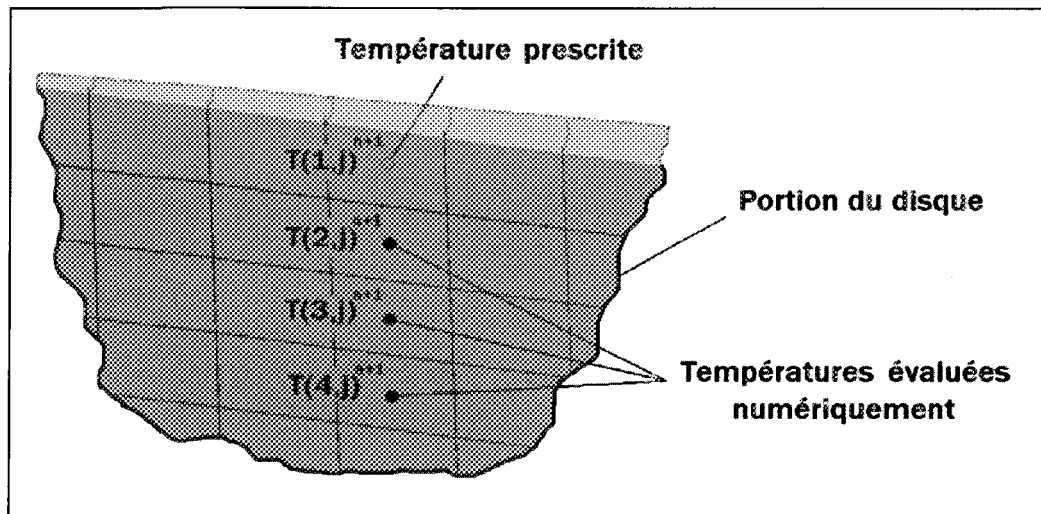


Figure 4.15 : Températures nodales utilisées pour l'application de la distribution de température pour la mesure du flux d'un élément d'aire.

Pour compléter un lissage d'une courbe passant par quatre points, une fonction cubique est introduite entre chaque intervalle $[x_{i-1}, x_i]$ (voir figure 4.16) :

$$T_i(x) = a_i x^3 + b_i x^2 + c_i x + d_i \quad \text{pour } i=1,2,\dots,n \quad (4.19)$$

où a_i , b_i , c_i , ainsi que d_i sont des constantes. Pour le lissage des courbes passant par les points, plusieurs techniques mathématiques peuvent être choisies. Pour le cas présent, une condition où une courbure constante est imposée pour les premier et dernier intervalles $\{11\}$. Cette condition est spécifiée, pour n intervalles et donc $(n+1)$ points d'interpolation, par $\{15\}$:

$$T_1'(x_0) = T_1'(x_1) \quad (4.20 \text{ a))}$$

$$T_n'(x_{n-1}) = T_n'(x_n) \quad (4.20 \text{ b))}$$

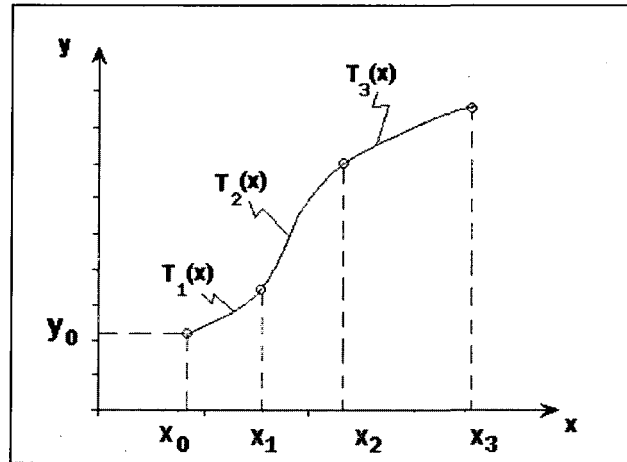


Figure 4.16 : Schématisation des courbes cubiques de degré 3.

À noter que les températures nodales prises dans le calcul du lissage de la courbe (cubique) doivent correspondre au même instant, c'est-à-dire être choisies au même pas de temps. Une fois qu'une distribution de température est établie pour un pas de temps donné, le flux $\dot{q}_i$ traversant chacun des nœuds frontières est évalué ainsi :

$$\dot{q}_i = \frac{-k(\delta T_i)}{\zeta} \quad (4.21)$$

où δT_i est le saut de température calculé à partir de l'ajustement de la distribution de température à une distance ζ et k est la conductivité thermique du matériau (consulter la figure 4.17 pour plus de détails).

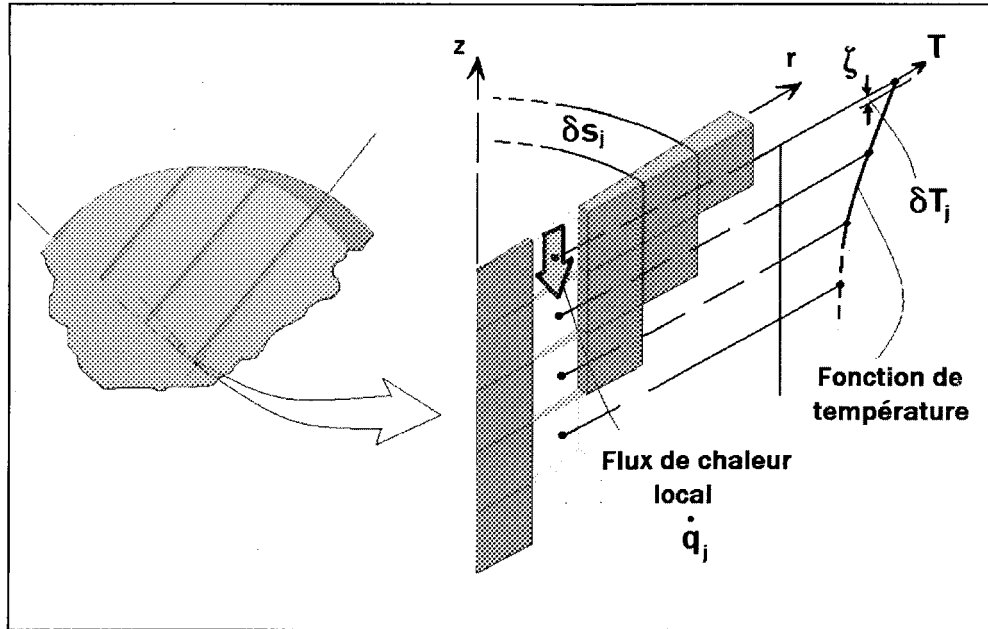


Figure 4.17 : Calcul du flux de chaleur en surface à l'aide de la fonction de température pour une portion de surface du disque {51}.

Toutefois, dans un contexte où les propriétés thermiques sont dépendantes de la température, l'équation 4.21 est alors modifiée :

$$\dot{q}_j = \frac{-k_j^* (\delta T_j)}{\zeta} \quad (4.22)$$

avec une conductivité thermique dépendante obtenue directement avec la température du nœud :

$$k_j^* = k^*(T_{i,j}) \quad (4.23)$$

Les flux thermiques locaux étant évalués, à chaque pas de temps, le flux est pondéré sur toute la surface du disque de rayon R_D comme suit :

$$\dot{q}_s = \left(\int_0^{R_D} 2\pi r \dot{q}_s(r) dr \right) / A_{zone} \quad (4.24)$$

où A_{zone} est l'aire totale de la surface de transmission du flux. Sous forme discrète, suivant l'hypothèse en deux dimensions, le programme procède à cette pondération en exécutant une simple sommation des flux locaux $\dot{q}_j$ avec les sections d'aires respectives δs_j , le tout étant reporté sur l'aire totale (voir figure 4.18) :

$$\dot{q}_{s,zone} = \frac{\sum (\dot{q}_j \delta s_j)}{A_{zone}} \quad (4.25)$$

La densité d'énergie traversant la paroi d'impact du disque par seconde est finalement évaluée. Une description détaillée du code source du programme, pour la région d'impact (zone 1) est donnée en annexe E.

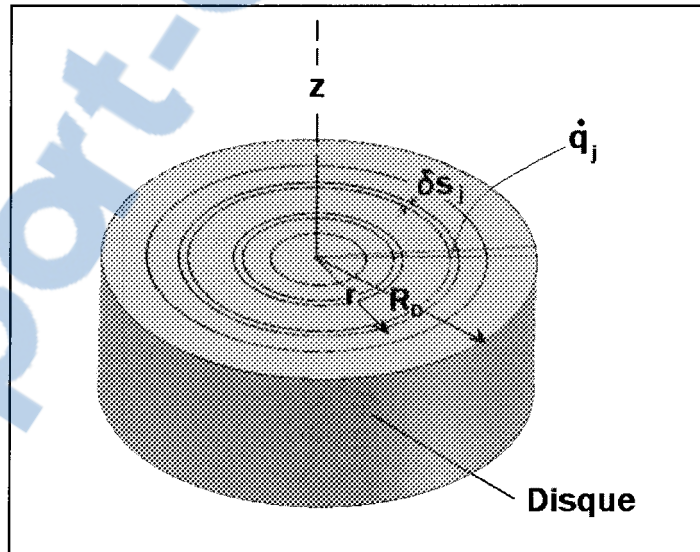


Figure 4.18 : Éléments d'aire pour le calcul du flux thermique pour le point d'impact de la flamme.

4.2.2.3 Équations numériques et conditions frontières pour les autres zones

La construction des équations et des conditions limites du système numérique des zones radiales du calorimètre se fait d'une façon tout à fait similaire à celle exposée en section 4.2.2.2. Pour débiter l'analyse, l'équation différentielle applicable aux autres zones du calorimètre (anneaux des zones 2 à 4) est donnée par :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(k \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.26)$$

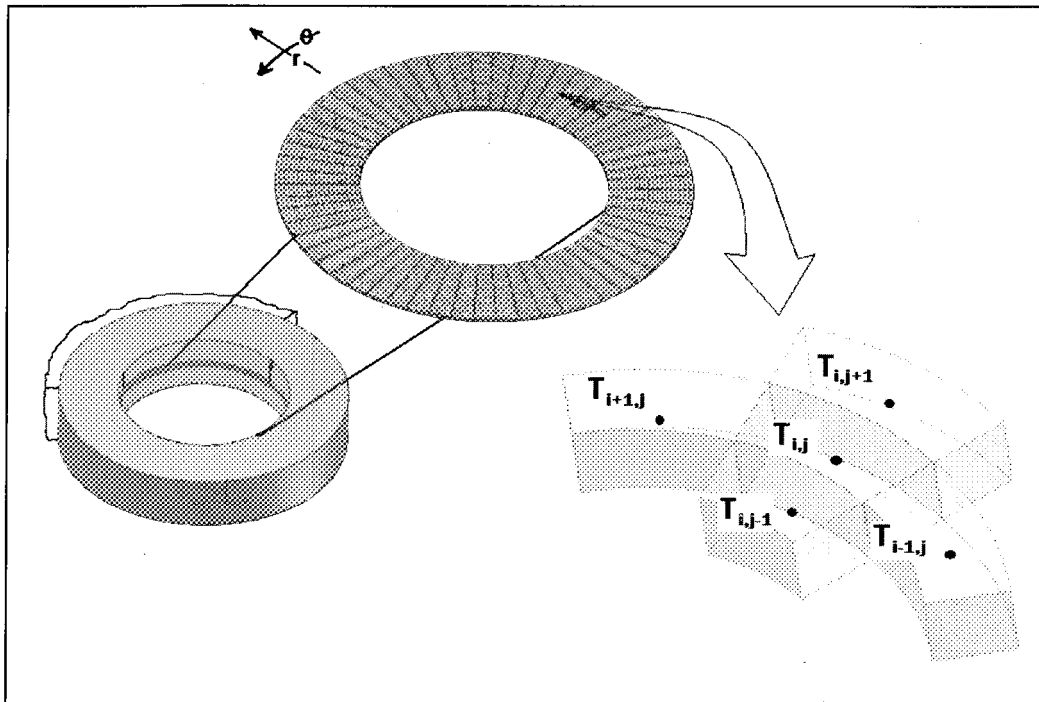


Figure 4.19 : Configuration des cellules pour le modèle à deux dimensions pour les zones radiales.

En considérant les propriétés constantes et avec la notation indicielle de la figure 4.19, après quelques simplifications de l'expression 4.5, les équations discrétisées requises selon

les axes r et θ sont définies, toujours en employant un schéma temporel de type explicite, par :

$$\begin{aligned} \frac{T_{i,j}^{n+1}}{\delta t} = & \frac{\alpha}{\delta r} \left(\frac{1}{\delta r} + \frac{1}{2n_{i,j}} \right) T_{i,j+1}^n + \left(\frac{1}{\delta t} - \frac{2\alpha}{\delta r^2} - \frac{2\alpha}{(n_{i,j}\delta\theta)^2} \right) T_{i,j}^n + \\ & \frac{\alpha}{\delta r} \left(\frac{1}{\delta r} - \frac{1}{2n_{i,j}} \right) T_{i,j-1}^n + \frac{\alpha}{(n_{i,j}\delta\theta)^2} (T_{i+1,j}^n + T_{i-1,j}^n) \end{aligned} \quad (4.27)$$

Les expressions qui intègrent les propriétés transitoires en fonction de la température sont données par :

$$\begin{aligned} \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\delta t} = & \frac{1}{n_{i,j}\delta r} \left\{ (r\alpha^*)_{i,j+1/2} \left[\frac{T_{i,j+1}^n - T_{i,j}^n}{\delta r} \right] - (r\alpha^*)_{i,j-1/2} \left[\frac{T_{i,j}^n - T_{i,j-1}^n}{\delta r} \right] \right\} + \\ & \frac{1}{n_{i,j}\delta\theta} \left\{ \alpha^*_{i+1/2,j} \left[\frac{T_{i+1,j}^n - T_{i,j}^n}{n_{i,j}\delta\theta} \right] - \alpha^*_{i-1/2,j} \left[\frac{T_{i,j}^n - T_{i-1,j}^n}{n_{i,j}\delta\theta} \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.28)$$

où les diffusivités thermiques sont estimées par les équations 4.17.

Pour le calcul, une grille de 2700 nœuds pour chaque anneau est prévue. Plus précisément, la grille en question est composée de 60 séries en θ et 45 nœuds selon l'axe r .

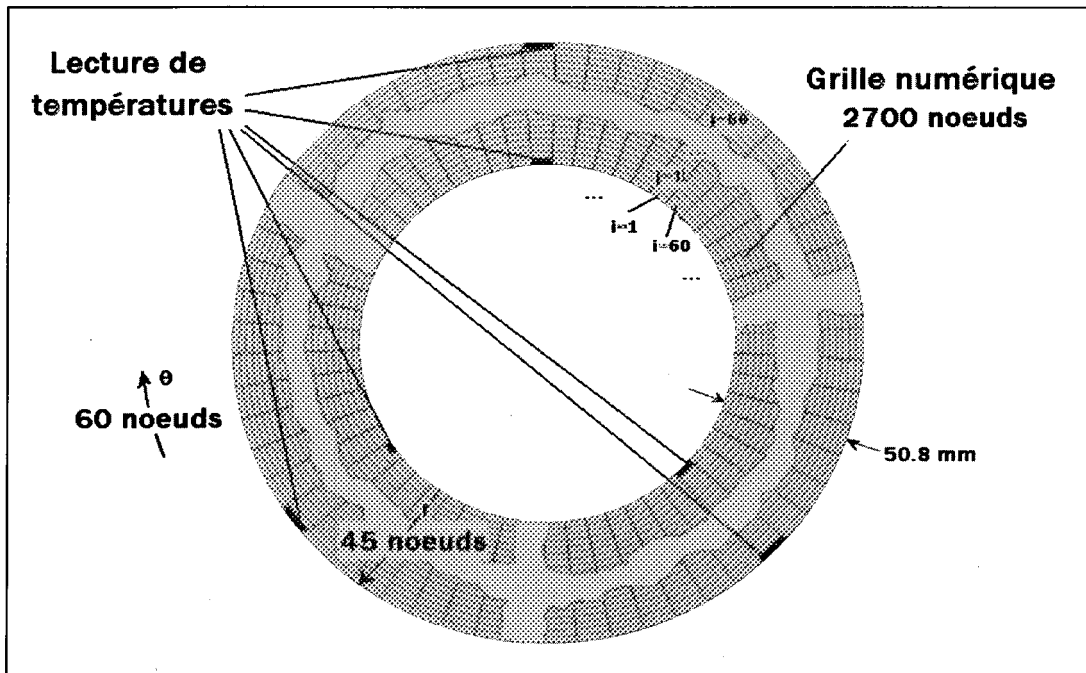


Figure 4.20 : Schéma de la grille de calculs pour les zones radiales.

Les prescriptions de températures se font sur les premières et dernières rangées de nœuds, sur les faces intérieures (exposées au jet) et extérieures (recouvertes d'isolant thermique). Pour y parvenir, six thermocouples par zone sont prévus à cet effet. La figure 4.20 schématise la grille numérique et les lectures de températures qui correspondent à une mesure prise par un thermocouple durant l'expérimentation.

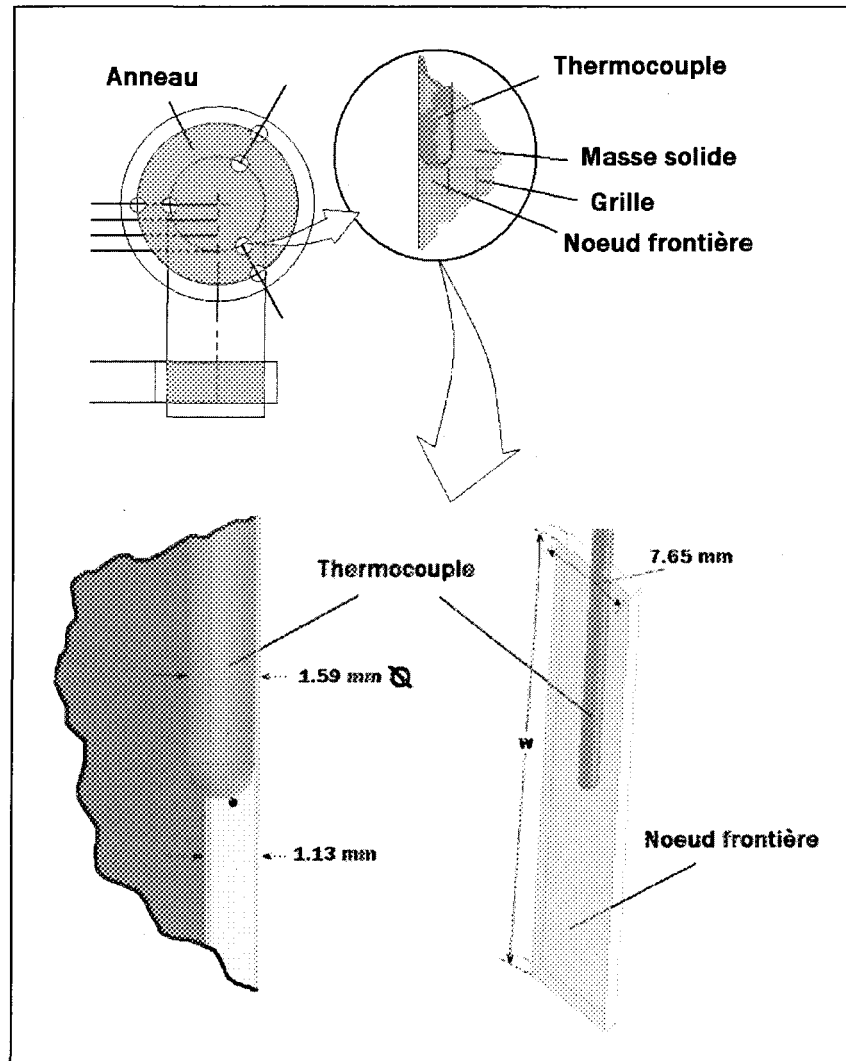


Figure 4.21 : Disposition du thermocouple pour l'attribution des températures frontières pour les zones radiales.

La juxtaposition des conditions limites transitoires du système est une procédure calquée sur celle établie en section 4.2.2.2. Des distributions linéaires de températures sont imposées pour toutes les frontières nodales (figure 4.22). Le même intervalle de temps δt de 0,025 seconde est évidemment conservé pour le traitement numérique alors que

l'intervalle de temps entre chaque lecture de thermocouples Δt_{acq} est toujours de 1 seconde.

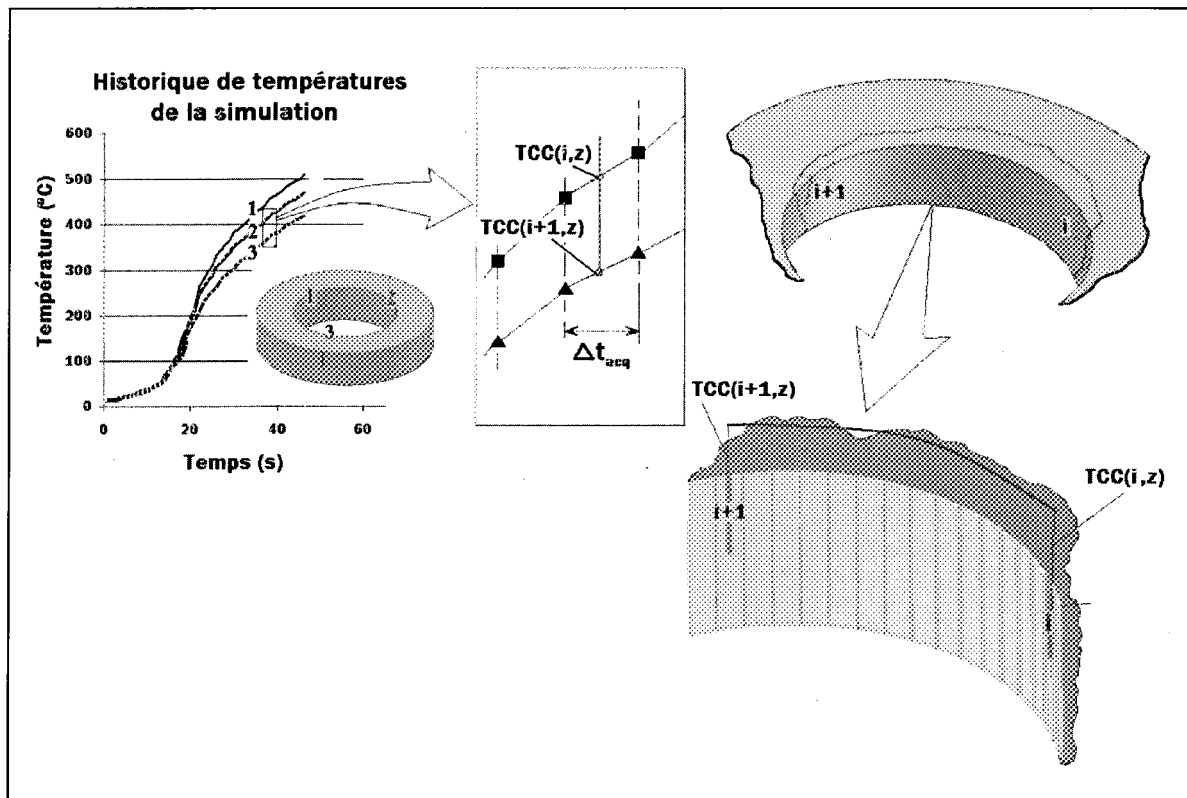


Figure 4.22 : Illustration de la prescription des températures nodales de surface pour un intervalle de temps donné pour les zones radiales.

Encore une fois, l'évaluation du flux en chaque nœud se traduit par la même stratégie que celle décrite en section 4.2.2.2. À chaque série de nœuds et à chaque pas de temps, des courbes polynomiales cubiques sont développées passant par quatre points, où le premier point (près de la surface) est défini directement ou indirectement par une lecture d'un thermocouple, alors que les trois suivants sont définis par des températures estimées numériquement (voir figure 4.23). Le flux local est calculé à partir de l'équation 4.22.

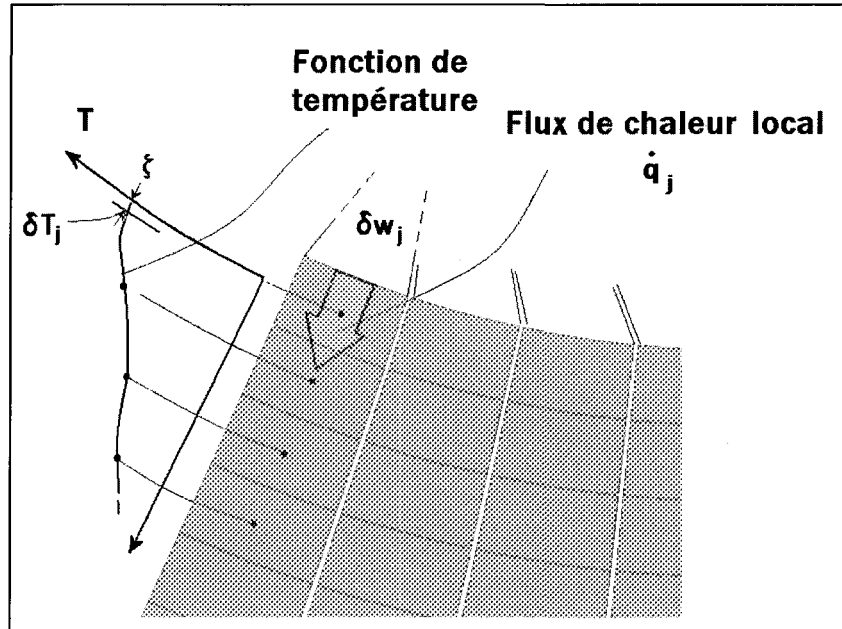


Figure 4.23 : Calcul du flux de chaleur nodal à l'aide de la fonction de température pour une portion de surface d'une zone radiale.

Les flux thermiques locaux étant évalués, à chaque pas de temps, le flux est pondéré sur toute la surface d'un anneau :

$$\dot{q}_s = \left(\int_0^W \int_0^{2\pi} r_{int} \dot{q}_s(\theta) d\theta dz \right) / A_{zone} \quad (4.29)$$

où W est l'épaisseur de l'anneau et r_{int} est le rayon intérieur du tube cylindrique. Puisqu'il existe deux types de géométries pour les zones frontières radiales, deux programmes distincts ont été élaborés pour la zone 2 et les zones 3 et 4 respectivement, avec quelques différences mineures. Sous forme discrète, l'équation 4.29 est reformulée comme suit (voir figure 4.24) :

$$\dot{q}_{s,zone} = \frac{\sum (\dot{q}_j \delta w_j)}{A_{zone}} \quad (4.30)$$

où δw_j est, cette fois, un élément de surface interne de l'anneau. Une description détaillée du code source du programme (pour la zone 2 uniquement) est donnée en annexe E.

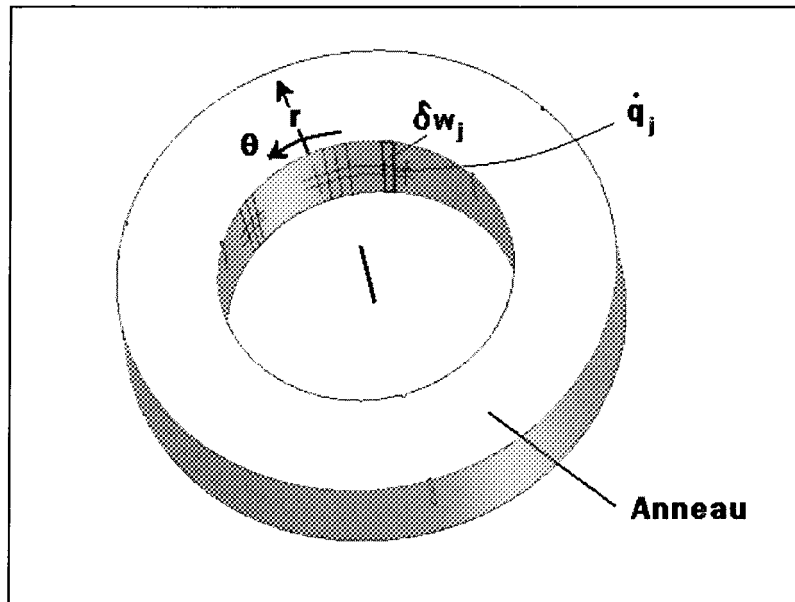


Figure 4.24 : Éléments d'aire pour le calcul du flux thermique pour les zones radiales.

4.2.3 Validation et comparaison des modèles numériques

4.2.3.1 Validation des températures nodales du modèle numérique r-z

Pour s'assurer d'une convergence adéquate du modèle numérique selon les axes r - z , les solutions analytique et numérique d'un problème en coordonnées cylindriques soumis à des conditions limites aléatoires en régime stationnaire sont comparées.

Soit un cylindre plein où des températures de surface de 500 °C et de 0 °C sont imposées au pourtour et aux surfaces latérales tel qu'illustré en figure 4.25. Pour fins de validation, le cylindre a un rayon R de 10 cm et une épaisseur L de 10 cm.

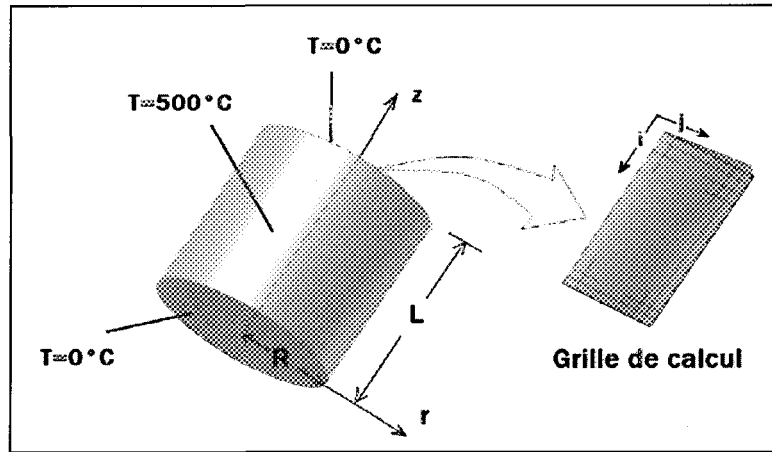


Figure 4.25 : Cylindre avec imposition des conditions frontières pour fins de validation du modèle r - z .

En régime stationnaire, la solution analytique est donnée par l'expression suivante {10, 33} :

$$T(r,z) = \frac{2}{c} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{I_0(\eta_m r)}{I_0(\eta_m b)} \sin \eta_m z \int_0^c \sin \eta_m z' f(z') dz' \quad (4.31 \text{ a))}$$

avec :

$$\eta_m = \frac{m\pi}{c} \quad (4.31 \text{ b))}$$

où c et b sont respectivement l'épaisseur et le rayon du cylindre, alors que I_0 est la fonction de Bessel modifiée.

Pour entreprendre la vérification, un maillage de nœuds en r - z a été juxtaposé au cylindre tel que schématisé en figure 4.41. Pour comparer les méthodes numérique et analytique, quelques ajustements géométriques doivent être faits. Les attributions de températures constantes sont directement appliquées sur la surface pour le modèle analytique alors que des températures nodales près de la surface sont évidemment utilisées pour l'approche numérique. Comme hypothèse, de légères lanières du rayon, qui correspondent exactement à un demi-volume de contrôle (réseau de nœuds) et d'un volume de contrôle pour l'épaisseur, sont retirées pour uniformiser les conditions limites des deux systèmes. Cette étape, facultative, permet néanmoins une comparaison un peu plus représentative. Aucun effort supplémentaire n'est cependant fait pour parfaire la distribution de températures à la jonction des frontières isothermes, pour le modèle numérique par rapport au modèle analytique. En d'autres termes, une température de l'une ou l'autre des frontières (à température constante) est appliquée au lieu de faire un raffinement du maillage local et de procéder à un lissage de courbes (transition entre deux conditions).

Les détails des résultats sont donnés comme référence en annexe E, pour les deux solutions. Pour la stratégie numérique, un réseau de 1600 nœuds, soit 40 nœuds selon les axes r - z a été choisi. Le rayon du cylindre a été ajusté à 9,875 cm, un retranchement qui correspond à la moitié d'un volume de contrôle. Un ajustement de l'épaisseur a aussi été effectué, soit à 9,75 cm, qui se traduit par le retranchement de deux moitiés de volume de contrôle (aux extrémités). La figure 4.26 illustre la situation. La résolution analytique a été

réalisée par le logiciel Mathcad® (voir annexe E). Les sommations à l'infini de l'équation 4.31 sont évidemment réduites et chiffrées pour le calcul mathématique. Le graphique de la figure 4.27 montre plus clairement le pourcentage d'écart des températures, pour chaque nœud, entre les deux solutions à l'équilibre. Le calcul transitoire (numérique) a été fait en un délai suffisamment long pour atteindre le régime permanent. L'écart maximal n'excède pas les 2,5 % et se situe près de la jonction des conditions limites.

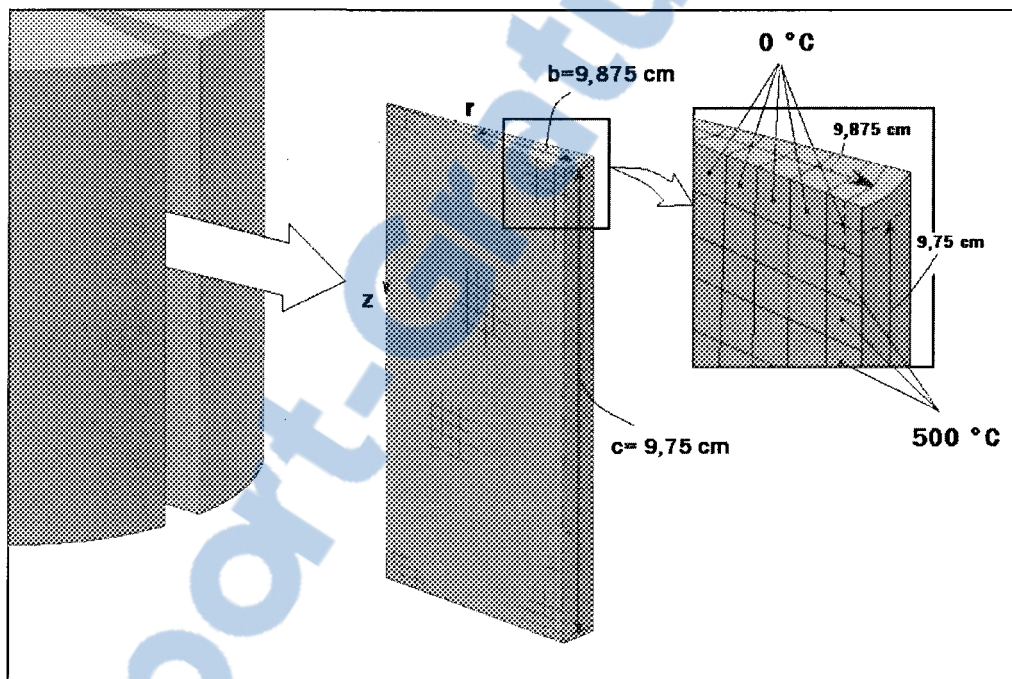


Figure 4.26 : Ajustement de l'épaisseur des frontières pour fins de comparaison des méthodes numérique et analytique.

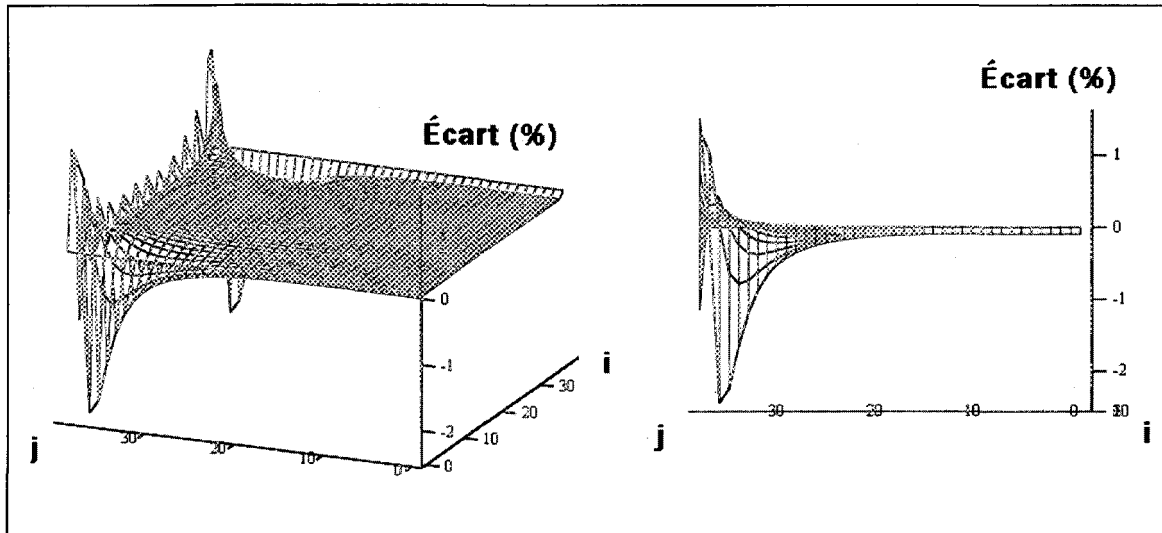


Figure 4.27 : Diagramme montrant l'écart entre les méthodes numérique et analytique pour le traitement en $r-z$ (les axes $x-y$ représentent les indices des nœuds i,j) .

4.2.3.2 Validation des températures nœdales du modèle numérique $r-\theta$

Pour la validation du modèle $r-\theta$, il est d'intérêt ici de procéder à un comparatif des solutions numérique et analytique en régime stationnaire d'une portion de cylindre soumis à des prescriptions de températures en surface dans le but de certifier, encore une fois, une convergence convenable du code informatique pour les zones radiales.

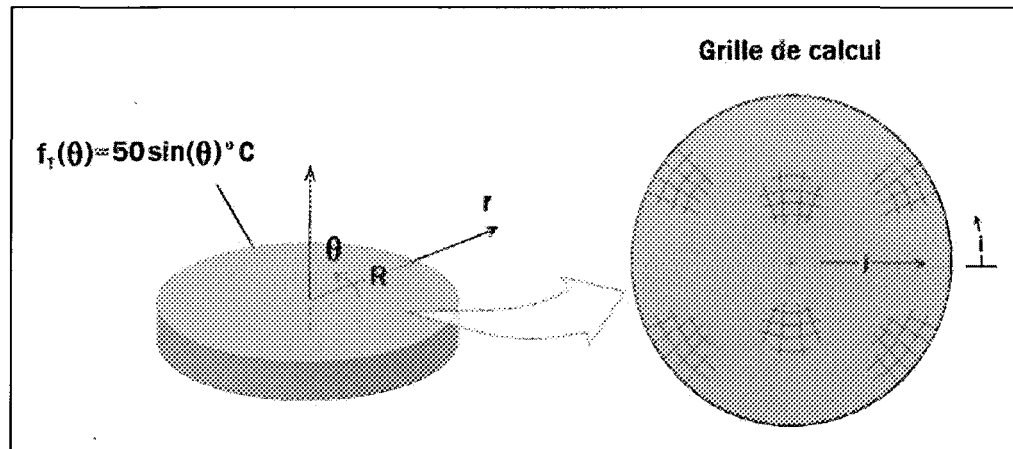


Figure 4.28 : Cylindre avec imposition des conditions frontières pour fins de validation du modèle r - θ .

Les données initiales du cylindre comprennent un rayon extérieur R de 10 cm et une distribution de températures aléatoire prescrite tout autour du cylindre (voir figure 4.28), en °C telle que :

$$f_T(\theta) = 50 \sin(\theta) \quad (4.32)$$

Pour ce système, la solution analytique $T(r, \theta)$ peut être trouvée dans la littérature et elle est donnée par, r_0 étant le rayon du disque ($r_0 = R$) [30] :

$$T(r, \theta) = A_0 + \sum_{m=1}^{\infty} A_m r^m \sin(m\theta) + \sum_{m=1}^{\infty} B_m r^m \cos(m\theta) \quad (4.33 \text{ a))}$$

où :

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f_T(\theta) d\theta \quad (4.33 \text{ b))}$$

$$A_m = \frac{1}{r_0^m \pi} \int_0^{2\pi} f_T(\theta) \sin(m\theta) d\theta \quad (4.33 \text{ c))}$$



$$B_m = \frac{1}{r_0^m \pi} \int_0^{2\pi} f_T(\theta) \cos(m\theta) d\theta \quad (4.33 \text{ d))}$$

Un réseau de nœuds en r - θ a été superposé au cylindre comme le démontre la figure 4.28. Un ajustement géométrique a également été prévu (voir section précédente 4.2.3.1) pour le système numérique et la condition limite y est discrétisée pour chaque nœud frontière. Les détails des résultats sont donnés en annexe E pour les deux solutions. Pour la stratégie numérique, un réseau de 1800 nœuds, soit 60 séries de 30 nœuds (selon l'axe r) a été choisi. Le délai établi pour le calcul (numérique) transitoire est suffisamment long pour atteindre le régime permanent. La figure 4.29 expose le pourcentage d'écart des deux solutions. L'écart maximal excède légèrement les 5 %. Évidemment, des discontinuités sont présentes dans l'axe du disque où une température nulle (isotherme) est calculée.

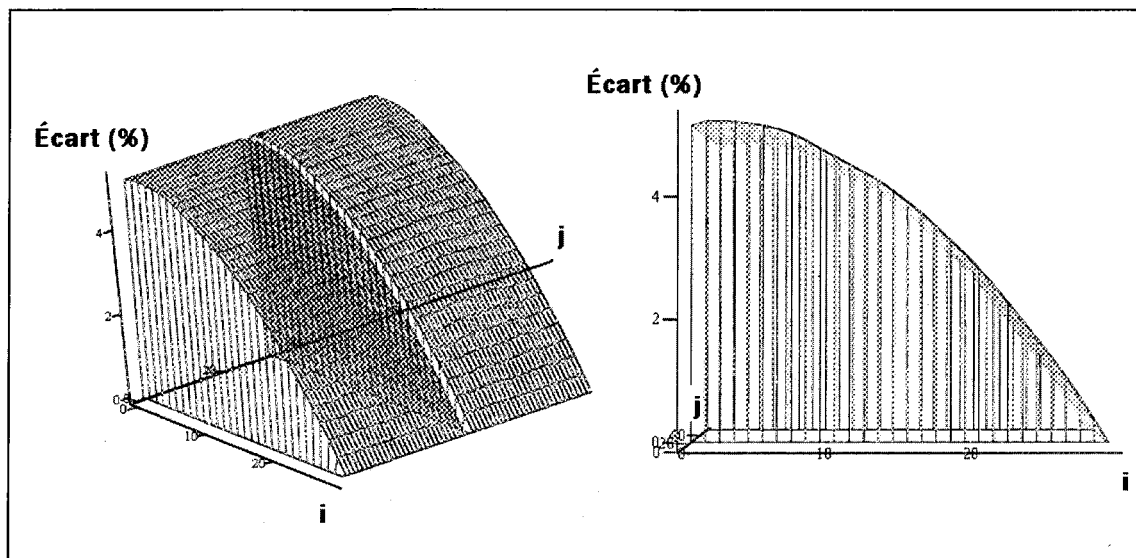


Figure 4.29 : Diagramme cartésien montrant l'écart entre les méthodes numérique et analytique pour le traitement en r - θ (les axes x - y représentent les indices des nœuds i,j).

4.2.3.3 Validation de la détermination du flux de surface en r-z

Dans les deux sous-sections 4.2.3.1 et 4.2.3.2, les systèmes d'équations qui effectuent l'évaluation des températures internes ont été éprouvés. Dans cette sous-section, une validation du programme pour le calcul du flux de surface est effectuée pour les différentes zones.

Dans un premier temps, pour la zone d'impact (disque), un historique de températures de surface est généré par l'entremise de l'équation 4.34 pour un flux donné {48}. Cette équation est obtenue en posant simplement $x=0$ dans l'équation 3.12 :

$$T_s = T_0 + \frac{2\dot{q}_s}{k} \sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}} \quad (4.34)$$

L'équation précédente est applicable pour un flux constant à une seule dimension sur une surface d'un solide semi-infini. Les températures de ce même historique sont introduites comme données d'entrée dans le programme (avec propriétés thermiques constantes) pour la zone 1, pour fins de comparaison.

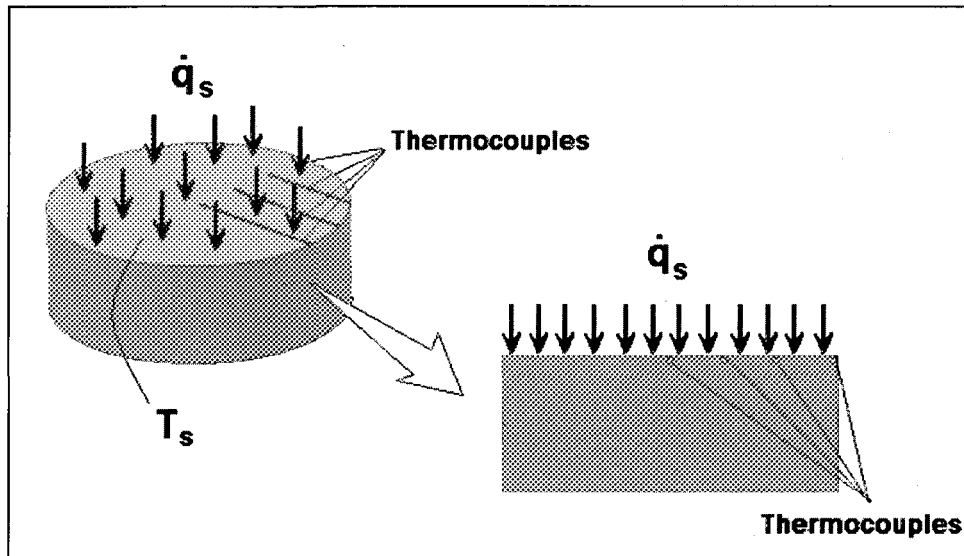


Figure 4.30 : Condition limite de flux constant appliquée sur la surface du disque pour fins de validation.

Pour chacun des quatre thermocouples, la même évolution de températures est prescrite, ce qui permet de traiter numériquement le problème à une dimension (axe z). Par exemple, pour des flux aléatoires imposés de $0,875 \text{ MW/m}^2$ et $1,1 \text{ MW/m}^2$, les évolutions de températures à la surface d'un solide semi-infini pour des intervalles de temps de 1 seconde et avec $T_0 = 0^\circ\text{C}$, $k = 32,3 \text{ W/m}\cdot^\circ\text{C}$ et $\alpha = 9,15 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ sont données en figure 4.31.

Lorsque les évolutions de températures de la figure 4.31 sont introduites comme données d'entrée du programme, le flux calculé numériquement et moyenné à chaque seconde (avec propriétés thermiques constantes) s'écarte d'environ $-0,1 \%$ après 50 secondes pour les deux flux théoriques de $0,875$ et $1,1 \text{ MW/m}^2$.

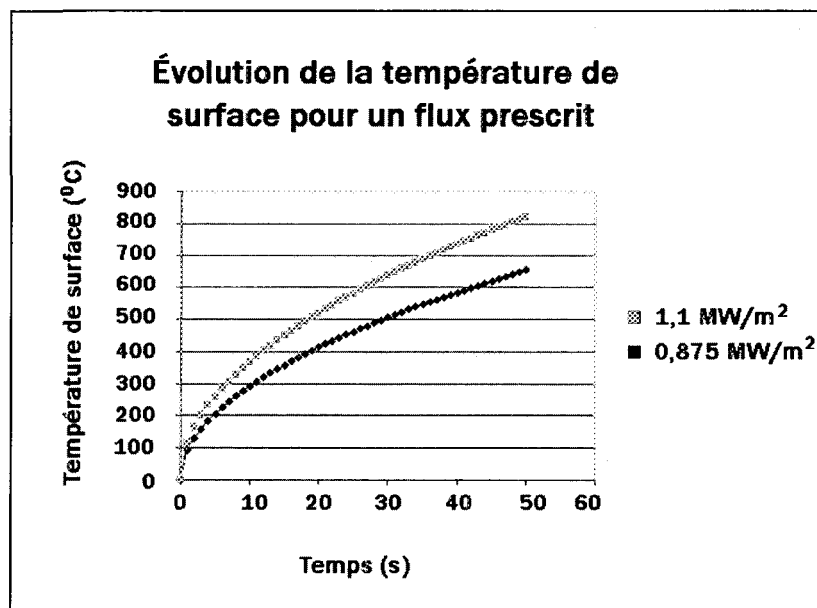


Figure 4.31 : Évolution des températures de surface pour des flux prescrits à 0,875 et 1,1 MW/m².

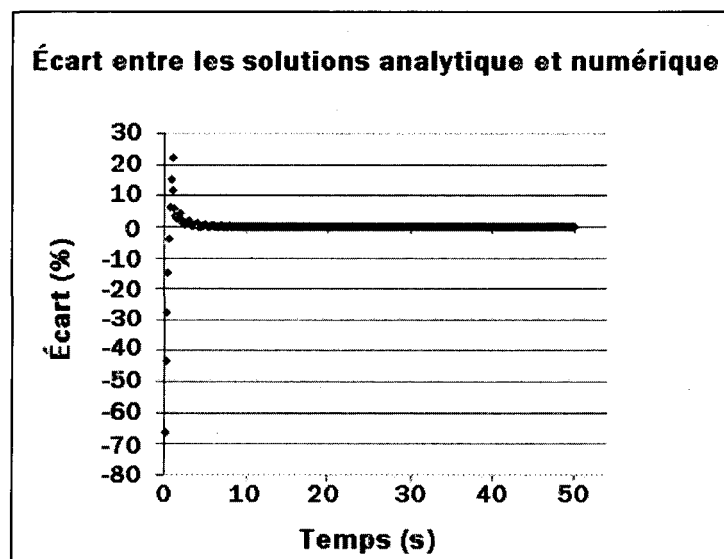


Figure 4.32 : Écart entre les flux thermiques calculé par le programme en r - z (avec propriétés constantes) en fonction du temps pour un flux de surface imposé à 1,1 MW/m².

À partir de la figure 4.32, il peut être observé que le pourcentage d'écart prend quelques secondes avant de converger vers la valeur du flux théorique. Il faut rappeler que le programme numérique instaure entre chaque lecture des températures (intervalle de temps de 1 seconde) une distribution purement linéaire. En comparaison avec la distribution de températures analytique, il est pertinent de noter que l'élévation de température de surface en fonction du temps est nettement plus élevée que celle donnée par l'approximation linéaire, ce qui peut justifier l'écart important des tous premiers pas de temps (figure 4.33). L'approximation linéaire entre deux points devient peu à peu plus comparable à la distribution analytique.

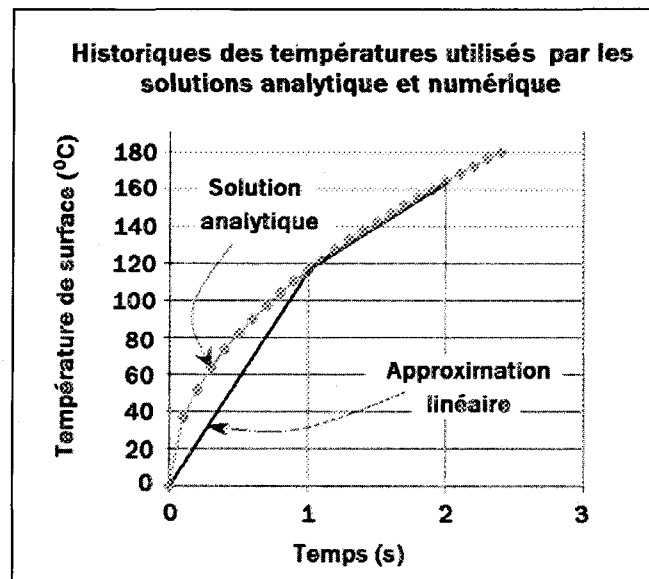


Figure 4.33 : Juxtaposition de l'approximation linéaire effectuée par le programme numérique et de la distribution de températures analytique pour un flux de surface prescrit à $1,1 \text{ MW/m}^2$.

De plus, il est possible de démontrer que l'utilisation d'une fonction cubique pour la détermination du flux est pleinement justifiée (voir section 4.2.2.2). Il a déjà été prouvé que cette technique donne des résultats plus précis {29} qu'une simple évaluation du flux à partir des températures des deux premiers nœuds adjacents à la surface :

$$\dot{q}_j = \frac{-k(T(2,j) - T(1,j))}{\delta z} \quad (4.38)$$

où $T(1,j)$ et $T(2,j)$ sont les températures nodales des premier et deuxième nœuds de surface respectivement pour une même série nodale selon l'axe z et δz est la distance entre deux nœuds (voir figure 4.34).

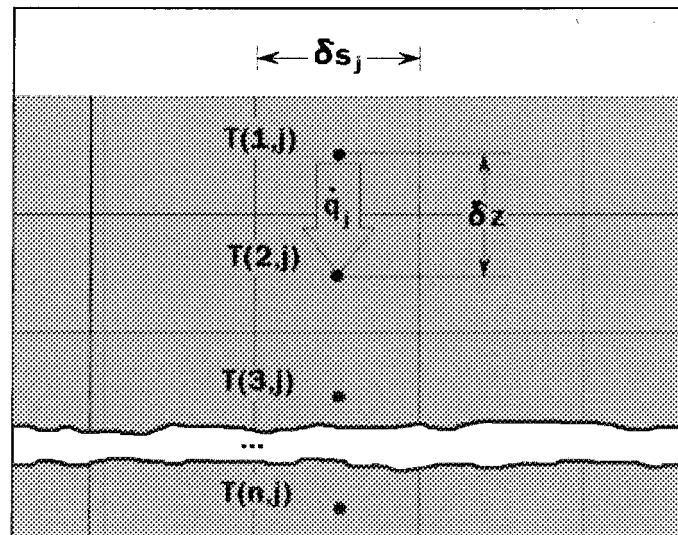


Figure 4.34 : Schématisation du calcul du flux thermique de surface pour une même série de nœuds.

En employant l'équation 4.38 pour l'évaluation du flux, on constate que le pourcentage d'écart est légèrement supérieur (figure 4.35) et se chiffre à -1,5 %.

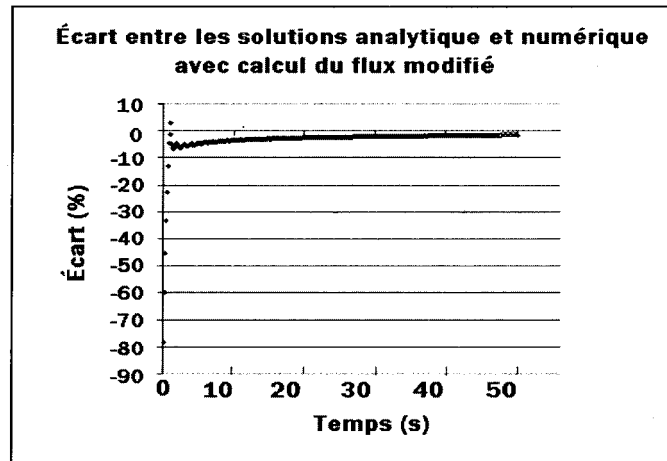


Figure 4.35 : Écart entre la solution analytique et le flux calculé par un programme numérique modifié où les températures nodales adjacentes à la surface (équation 4.39) sont utilisées.

Une autre façon de valider la méthode est d'appliquer un flux thermique (à une dimension) en surface, non constant cette fois. Pour ce faire, il est d'intérêt ici d'utiliser l'équation de Cook-Felderman qui permet d'estimer le flux surfacique à un temps précis t_n (n étant le nombre de pas de temps) à partir d'un historique de températures T (sur la surface) $\{29\}$:

$$q(t_n) = 2\sqrt{\frac{k\rho c_p}{\pi}} \sum_{j=1}^n \frac{T_j - T_{j-1}}{\sqrt{t_n - t_j} + \sqrt{t_n - t_{j-1}}} \quad (4.39)$$

En appliquant cette technique, il appert encore une fois, que la variation du flux thermique analytique des équations 4.39 épouse bien celle calculée par le programme numérique pour un historique de températures donné. Par exemple, pour l'historique erratique de températures de la figure 4.36, le programme numérique (avec propriétés thermiques variables) tend à sous-estimer le flux thermique, à l'exception des fortes chutes de températures, où l'écart entre les deux méthodes devient plus important.

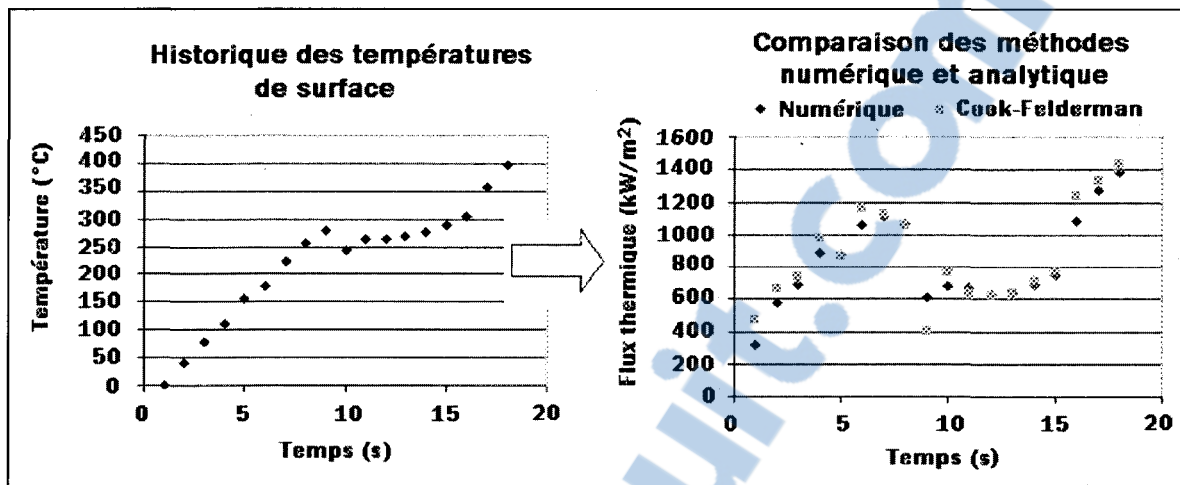


Figure 4.36 : Comparaison des flux thermiques de surface calculés par l'équation de Cook-Felderman et ceux déterminés par le programme numérique à partir d'un historique erratique de températures.

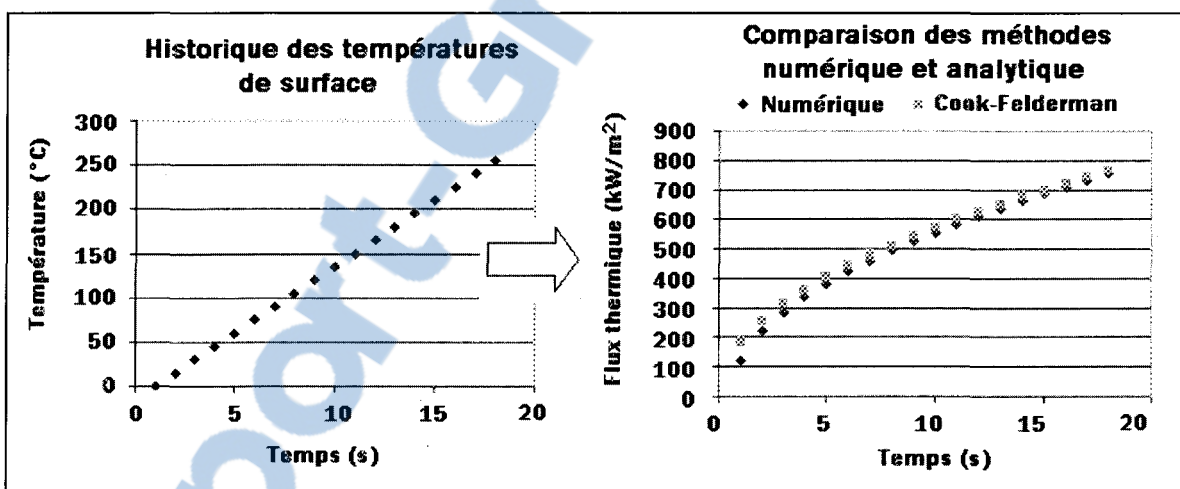


Figure 4.37 : Comparaison des flux thermiques de surface calculés par l'équation de Cook-Felderman et ceux déterminés par le programme numérique à partir d'un historique linéaire de températures.

Pour un historique de températures linéaire (figure 4.37), l'écart maximal se chiffre à près de 32 % au premier pas de temps pour ensuite converger à un écart aussi faible que 1,7 % dans les dernières secondes de l'analyse.

4.2.3.4 Validation de la détermination du flux de surface en $r-\theta$

Pour les zones radiales (zones 2 à 4 respectivement), il est possible de procéder à la validation du flux en déterminant l'énergie absorbée par une interface cylindrique de 1 m^2 pendant un laps de temps donné. L'équation analytique fournie par Goldenberg (1956) {39}, par l'entremise d'une intégration en temps où les premiers termes de la série infinie ont été conservés, permet d'évaluer l'énergie en question pour de faibles nombres de Fourier (Fo) :

$$E_s = \frac{(T_s - T_0) k r_{\text{int}}}{\alpha} \left[2\sqrt{\frac{Fo}{\pi}} + \frac{Fo}{2} - \frac{1}{6\sqrt{\pi}} Fo^{1.5} + \frac{Fo^2}{16} \right] \quad (4.40 \text{ a))}$$

où :

$$Fo = \frac{\alpha t}{r_{\text{int}}^2} \quad (4.40 \text{ b))}$$

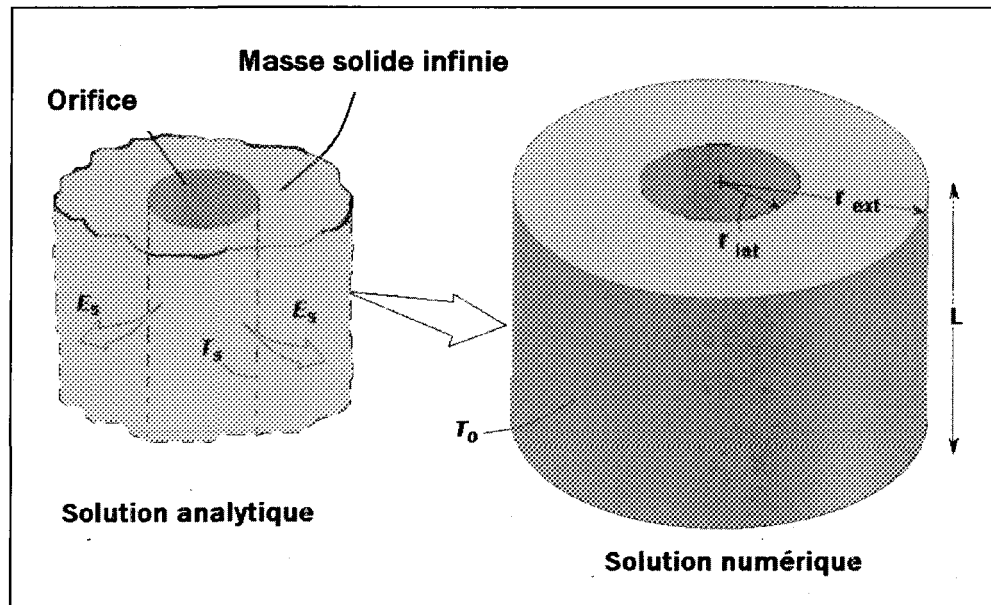


Figure 4.38 : Modélisation de la masse infinie en coordonnées cylindriques pour fins de validation.

À titre comparatif, d'un point de vue numérique, un volume de contrôle du programme est ajusté afin de recréer un solide semi-infini où un orifice d'une surface latérale de 1 m^2 est pratiqué (figure 4.38). Pour y parvenir, un rayon intérieur de $0,16 \text{ m}$ est appliqué pour une longueur L fixée à 1 m . Un rayon extérieur de $0,36 \text{ m}$ est choisi où la température initiale y est prescrite. La valeur du rayon externe est suffisamment élevée pour assurer l'hypothèse d'une portion de solide infini, puisque l'analyse doit être faite sur un laps de temps très court. Pour des propriétés fixées à $k = 32,3 \text{ W/m}\cdot^\circ\text{C}$, $\alpha = 9,15 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, avec une température initiale $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ et pour une température constante de surface prescrite à $350 \text{ }^\circ\text{C}$ durant 60 secondes, l'équation 4.40 a) nous indique une énergie totale transmise de $32,76 \text{ MJ}$. Le programme numérique chiffre cette énergie à $32,27 \text{ MJ}$. En conclusion, l'écart obtenu est très faible et se situe à près de $1,5 \%$, ce qui confirme la fiabilité du système numérique pour évaluer le flux à sa surface pour une diffusion de chaleur unidimensionnelle. Il est possible de répéter l'exercice pour divers laps de temps. Ainsi, la figure 4.39 montre le pourcentage d'écart obtenu en fonction du temps, entre la solution du modèle numérique et la solution de l'équation 4.40 a), pour les conditions limites imposées. La différence n'excède pas les 5% pour une plage de temps de 60 secondes.

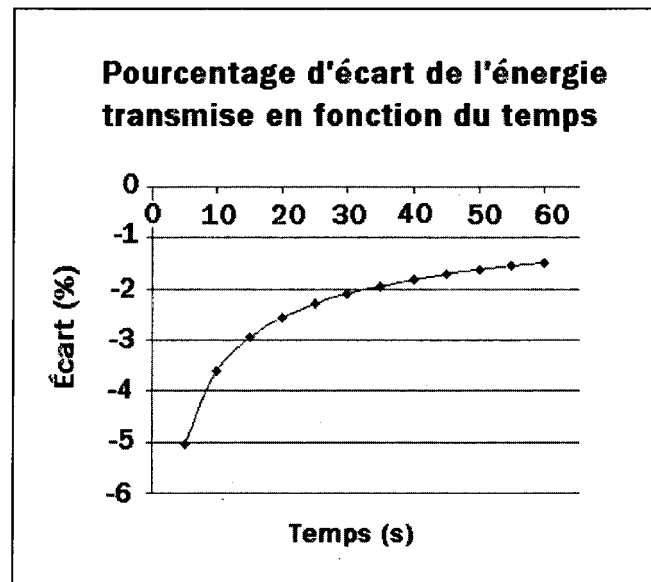


Figure 4.39 : Pourcentage d'écart de l'énergie transmise en fonction du temps d'arrêt imposé durant le calcul numérique par rapport à la solution analytique.

4.2.3.5 Comparaison des modèles numériques pour la détermination du flux

Les trois sous-sections précédentes avaient pour objectif de faire la validation d'une implémentation adéquate des équations de nœuds ainsi que de vérifier la validité de la stratégie d'évaluation du flux de chaleur. La présente sous-section tente de présenter et de comparer différents modèles numériques. Cette analyse permet aussi de certifier la programmation des stratégies numériques de mesure de flux thermique.

Ici, trois approches où l'évaluation du flux thermique est exécutée par différences finies (à propriétés thermiques constantes et fluctuantes) sont comparées. Les deux premiers modèles (à propriétés tenues constantes) sont le résultat d'un traitement

légèrement différent au niveau de la discrétisation de l'équation différentielle 4.1, ceux-ci étant définis par les équations 4.2 et 4.7 (consulter la section 4.2.2.1 pour de plus amples précisions). La distinction majeure du troisième modèle réside dans l'utilisation des propriétés thermiques qui fluctuent en fonction de la température interne du solide.

Pour débiter, des évolutions de températures prises à partir d'une expérimentation quelconque peuvent être utilisées. Les lectures de l'essai numéro 2 du brûleur de type B (voir figure D.6), par exemple, peuvent être choisies et l'historique des lectures des six thermocouples du disque (zone 1) y est illustré par la figure 4.40.

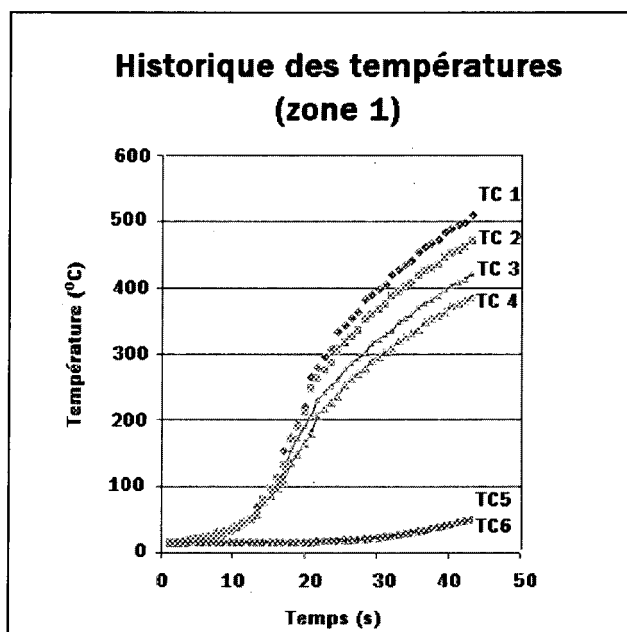


Figure 4.40 : Évolution des températures des six thermocouples pour la zone 1 (disque) provenant des données de l'expérimentation de l'essai numéro 2 avec brûleur de type B.

Les données recueillies servent à alimenter les trois stratégies numériques et les résultats de la compilation (pondérés à toutes les secondes) du flux de surface sont donnés à la figure 4.41. La première stratégie, représentée par la courbe 1 du graphique de la figure 4.41, est supportée par l'équation 4.2 (différences finies en mode transitoire avec propriétés constantes). La courbe 2 du même graphique est supportée par l'équation 4.7, avec les mêmes hypothèses de la première stratégie (courbe 1). Enfin, la troisième courbe décrit le modèle numérique qui est employé pour la recherche actuelle. Ce modèle est défini par une méthode par différences finies à partir de l'équation 4.16. Cette équation permet l'intégration des propriétés thermiques qui peuvent être modifiées en fonction de la température.

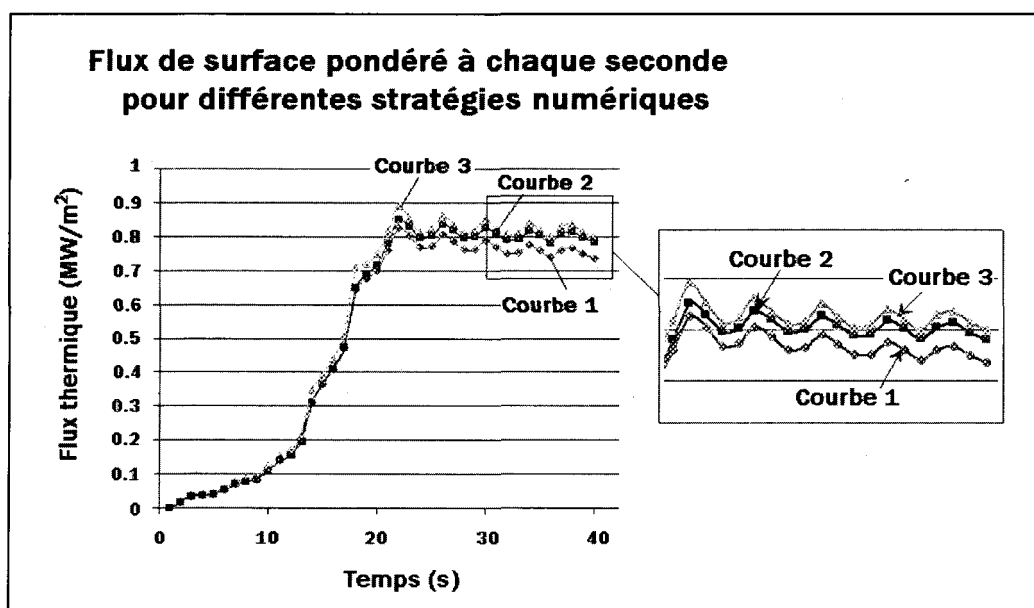


Figure 4.41 : Comparaison des flux calculés des différentes stratégies numériques où les courbes 1, 2 et 3 sont le résultat de l'utilisation des équations 4.2, 4.7 et 4.16 respectivement.

L'obtention des propriétés thermiques pour l'étude comparative a été faite à partir des corrélations linéaires 4.41 et 4.42 (pour la zone 1) qui sont données en référence ici :

$$\alpha^*(T) = (-0.00013T + 0.1384T) / 10000 \quad (4.41)$$

$$k^*(T) = -0.0223T + 44.31 \quad (4.42)$$

Pour les deux modèles à propriétés constantes (courbes 1 et 2), des propriétés moyennes prises à 250 °C ont été fixées où $\alpha = 11,4 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ et $k = 38,74 \text{ W/m} \cdot \text{°C}$. Pour la troisième approche, soit celle avec les propriétés non constantes, les équations 4.41 et 4.42 définissent à chaque pas de temps les nouvelles caractéristiques thermiques.

À la lumière du graphique de la figure 4.41, les résultats des flux calculés sont relativement rapprochés. Pour les derniers pas de temps, un écart maximal d'environ 7 à 8 % est observé entre les courbes 1 et 3 (la courbe 3 étant la référence), alors qu'un écart oscillant entre 2 et 3 % est constaté entre les courbes 2 et 3. Il s'ensuit que l'utilisation, dans ce cas, d'une discrétisation par différences finies plus détaillée (voir équation 4.7) permet d'obtenir des résultats très semblables à celle où les propriétés changent en fonction de la température. La courbe 1, où le modèle le plus simple a été utilisé, tend à sous-estimer légèrement les valeurs calculées à des flux thermiques élevés.

Néanmoins, le fondement de la recherche est basé sur le concept de comparaison des flux calculés par une méthode spécifique choisie et commune pour tous les essais en laboratoire. La recherche d'une meilleure précision, bien qu'elle pourrait être souhaitable, n'est pas le critère essentiel. Une très large part de l'erreur relative du flux est donnée par

les hypothèses provenant des conditions limites plutôt que du choix d'une stratégie numérique ou de la taille du réseau nodal. Pour l'analyse comparative, en tout temps la technique par différences finies avec propriétés thermiques qui peuvent varier en fonction de la température, est utilisée et les courbes données en figure 4.41 confirment, dans une certaine mesure, que le calcul du flux par cette stratégie en deux dimensions est représentative, puisque toutes les techniques convergent vers le même résultat, soit approximativement 800 kW/m^2 pour cet exemple.

Globalement, les courbes de flux en fonction du temps sont relativement semblables et puisqu'une estimation des plages de puissances thermiques sont recherchées dans l'analyse actuelle, des efforts supplémentaires pour accéder à une précision numérique supérieure n'est pas envisagée.

4.3 Acquisition et traitement des données expérimentales

La présente sous-section décrit brièvement le système d'acquisition électronique relié aux thermocouples du calorimètre ainsi que le traitement des données expérimentales. De plus amples informations sont données en annexe C.

4.3.1 Mesure des températures de surface

Les lectures de températures sont faites par l'entremise de 24 thermocouples de type N de marque Omega[®]. Les thermocouples sont connectés à des câbles d'extension (type N),

ces derniers étant reliés à 3 systèmes d'acquisition de données de marque ICP-DAS®. Un bloc de référence à température constante fait également la jonction entre les fils de connexion en cuivre (reliés au système d'acquisition) et les câbles d'extension des thermocouples. Un thermomètre à bulbe est placé à l'intérieur du bloc de référence pour la lecture de la température interne de la jonction.

4.3.2 Traitement et affichage des résultats

Lors des essais expérimentaux, le programme d'acquisition recueille les signaux des 24 thermocouples disponibles. Un intervalle d'une seconde est considéré pour chacune des mesures de températures acquises durant l'expérience. Ainsi, à chaque seconde, 24 lectures de températures (qui correspondent à des endroits bien précis sur une surface calorimétrique) sont échantillonnées. Les voltages sont répertoriés dans des fichiers distincts et attitrés pour chacun des thermocouples. Les historiques de températures peuvent être ainsi aisément consultés.

Une fois les données recueillies, le calcul du flux moyen pour chaque surface du calorimètre peut être engagé. Le programme numérique convertit d'abord en °C les lectures qui sont prises en mV en considérant toujours la température de référence, gardée constante pour la durée de l'acquisition. Les données sont divisées selon l'intervalle de temps requis (soit 0,025 seconde) pour assurer la stabilité numérique (voir section 4.2.2.2). L'affichage des résultats du flux thermique est cependant moyenné à chaque seconde tel qu'illustré à la figure 4.42.

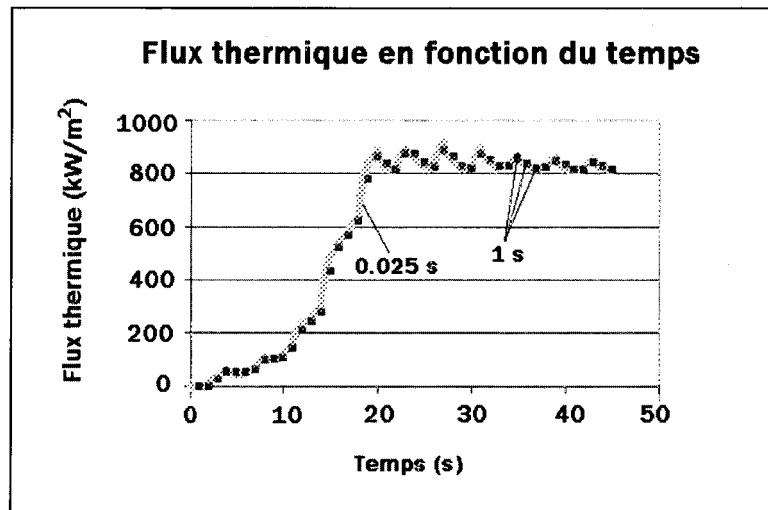


Figure 4.42 : Affichage des flux thermiques moyennés à chaque seconde.

En définitive, les évolutions des flux thermiques pour chaque zone sont répertoriées dans un seul graphique. Une séquence transitoire définit le temps de descente du brûleur dans l'orifice du calorimètre alors que la séquence de brûlage débute lorsque le brûleur se maintient stationnaire à une distance au sol établie préalablement. La valeur finale du flux thermique pour chaque zone est établie par les dernières évaluations de la séquence de brûlage.

4.4 Propriétés thermiques des zones calorimétriques

Le programme numérique implémenté exige la connaissance des propriétés thermiques des zones calorimétriques. La section 4.4 présente un bref compte rendu de la procédure de mesure appliquée et des résultats obtenus.

4.4.1 Détermination des propriétés thermiques

Les caractéristiques thermiques des aciers qui constituent les masses solides sont mesurées par des instruments à haute précision. À partir des deux aciers entrant dans la fabrication des zones calorimétriques, des échantillons circulaires sont usinés. Dans un premier temps, les échantillons cylindriques sont introduits dans un dilatomètre (figure 4.43), de marque Anter Corporation (modèle Unitherm 1091HS), afin de déterminer l'expansion de l'acier en fonction de la température. La densité du matériel à plus hautes températures peut être alors évaluée.

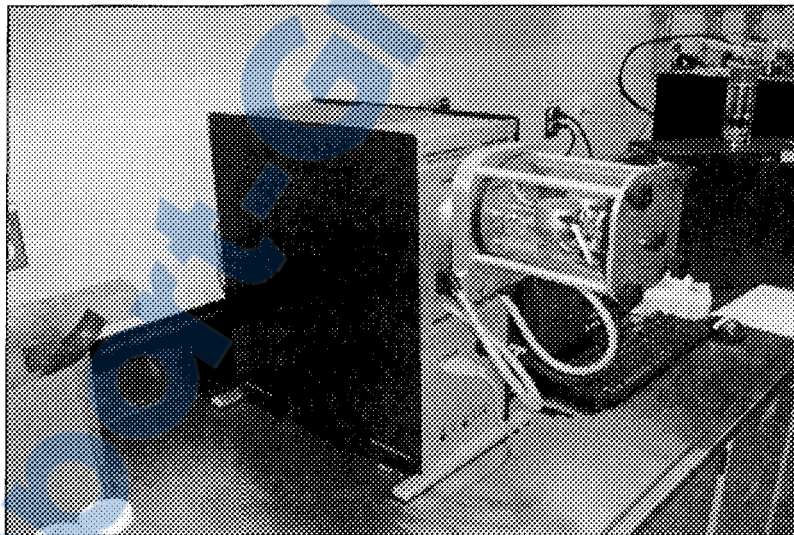


Figure 4.43 : Dilatomètre pour les essais d'expansion thermique des échantillons d'acier.

Les conductivité et diffusivité thermiques sont mesurées par la méthode « Flash » (voir annexe C). Les disques d'acier sont insérés à tour de rôle à l'intérieur de l'appareil de la figure 4.44 (marque Anter Corporation et modèle Flashline 3000) qui permet

simultanément la lecture des deux propriétés thermiques mentionnées précédemment, une fois que les informations sur la densité du matériel sont enregistrées.

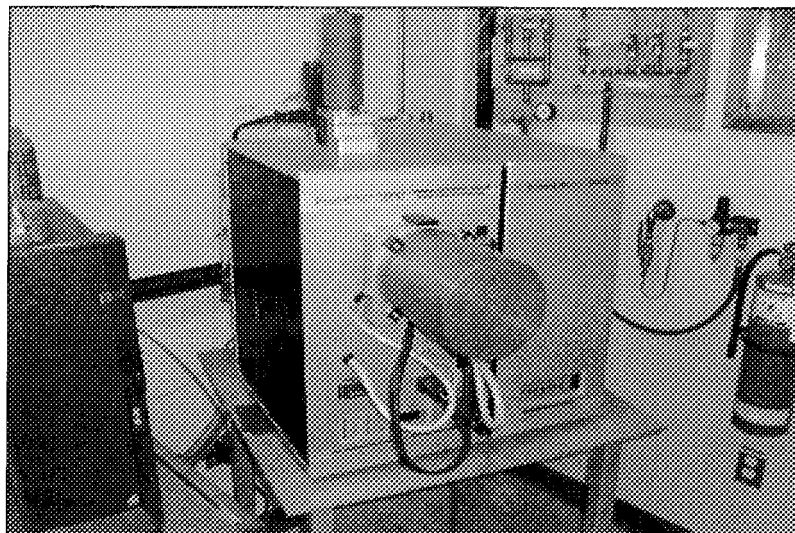


Figure 4.44 : Instrument permettant la lecture des propriétés thermiques par méthode « Flash ».

4.4.2 Résultats

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES 

Les résultats des propriétés thermiques en fonction de la température sont donnés en annexe C. Les figures 4.45 et 4.46 comparent les données expérimentales à certaines valeurs répertoriées dans la littérature. Par exemple, la figure 4.45 démontre que les valeurs des diffusivités thermiques obtenues s'accordent bien avec certains résultats qui peuvent être retrouvés dans la littérature.

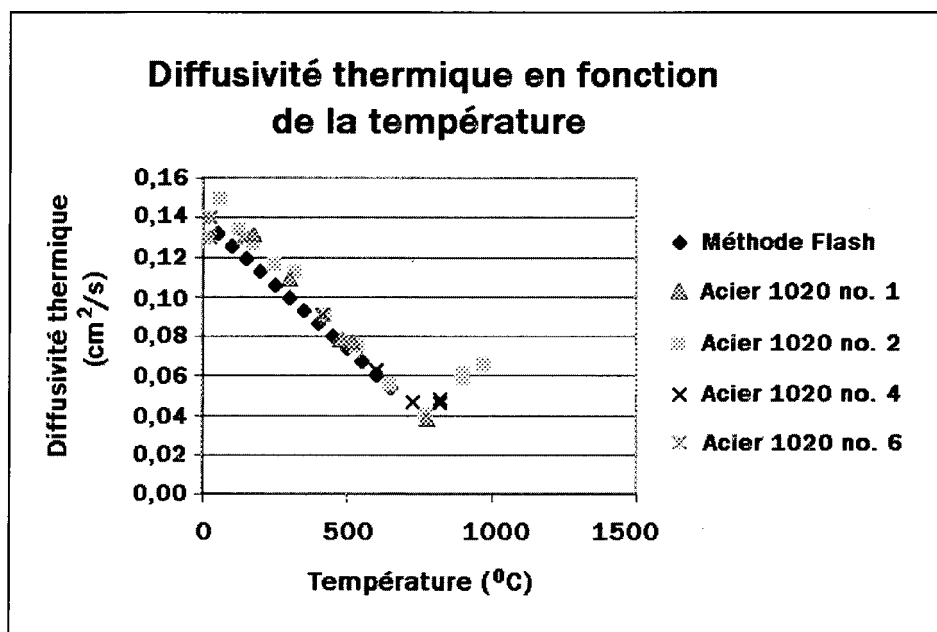


Figure 4.45 : Comparaison de la diffusivité thermique de l'acier 1020 (zone calorimétrique 1) déterminée par la méthode « Flash » par rapport aux données fournies en référence {43}³.

La conductivité thermique mesurée s'écarte plus significativement des données disponibles dans la littérature pour de faibles températures. Outre le degré d'imprécision des méthodes utilisées pour déterminer les propriétés, plusieurs facteurs peuvent expliquer les écarts plus prononcés de la figure 4.46. Entre autres, les propriétés des aciers peuvent différer dépendamment des coulées. Par exemple, des impuretés qui se retrouvent en quantité plus ou moins importante et les différences de concentrations locales des autres composés chimiques de l'alliage peuvent, à elles seules, largement contribuer aux écarts enregistrés {24}. Ainsi, les propriétés thermiques déterminées par la méthode précédemment décrite sont spécifiquement utilisées dans le cadre de cette recherche.

³ La numérotation des aciers en figure 4.45 s'accorde avec les numéros de courbes du tableau de spécification 137 de la référence {42}.



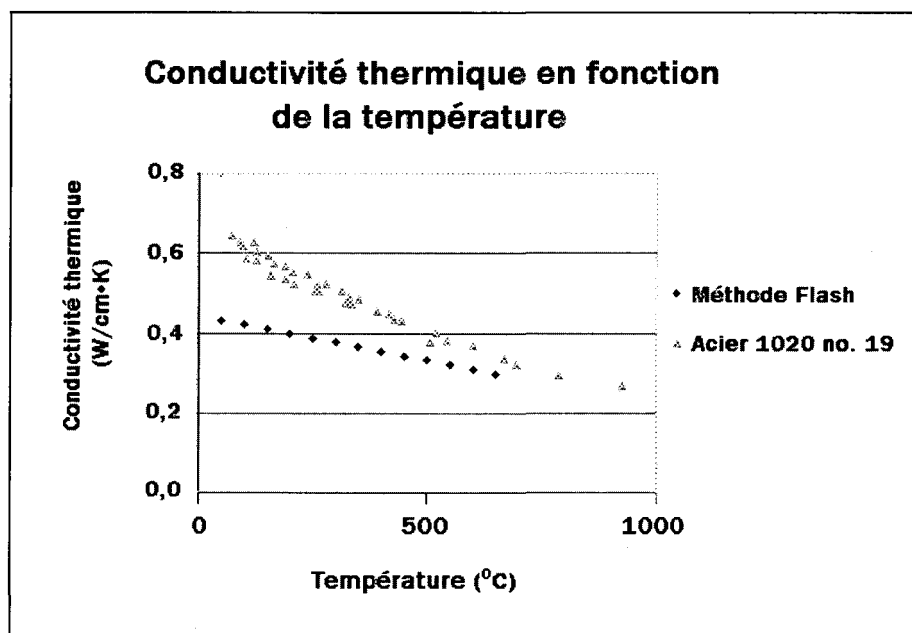


Figure 4.46 : Comparaison de la conductivité thermique de l'acier 1020 (zone calorimétrique 1) déterminée par la méthode « Flash » par rapport aux données fournies en référence {42}⁴.

⁴ La numérotation des aciers en figure 4.46 s'accorde avec les numéros de courbes du tableau de spécification 334 de la référence {42}.

CHAPITRE 5

DÉVELOPPEMENT D'UN PROTOTYPE DE BRÛLEUR À FLUX THERMIQUE CYCLIQUE

Un des objectifs du projet réside dans la recherche de pistes de solutions afin d'augmenter l'efficacité de fragmentation. Pour y parvenir, plusieurs possibilités peuvent s'offrir. Par exemple, l'investissement d'efforts dans l'efficacité énergétique globale d'un brûleur en particulier (rendement de combustion, efficacité de la tuyère, etc.) est certainement une approche rigoureuse mais elle exige des instruments de mesures très précis et des campagnes d'essais intensives. Une autre avenue consiste plutôt à modifier mécaniquement un brûleur existant pour en augmenter sa capacité destructive (combinaison avec une méthode d'abattage mécanique, application d'un flux thermique cyclique, ajout de jets auxiliaires, débit de combustible variable, etc.) et dans le cas présent, ce choix est retenu. Ce chapitre présente donc quelques étapes de développement d'un prototype de brûleur qui permet de transmettre le flux thermique d'une façon cyclique.

5.1 Objectif et approche

Au cours des cinquante dernières années, plusieurs designs de brûleurs à flamme supersonique ont été développés. Bien des concepts innovateurs ont été découverts, mais le stade de la commercialisation représente très souvent le plus grand défi.

Pour accroître l'efficacité des brûleurs à jet supersonique, il est généralement conseillé d'augmenter la puissance et la fréquence des chocs thermiques sur la surface rocheuse. L'approche la plus directe consiste à changer continuellement l'orientation de la flamme. Cette technique de brûlage est largement répandue depuis plusieurs années dans le domaine de l'extraction de granite. Pour faire un pré-découpage (ouverture) des bancs de granite, par exemple, on utilise un brûleur où les mouvements sont presque entièrement automatisés, exécutant un balayage de la surface à fragmenter. Le brûleur pivote constamment durant le balayage pour augmenter la rapidité du procédé.

Dans un même ordre d'idées, pour le forage thermique de trous à de grandes profondeurs, d'autres concepts s'appuient plutôt sur une tête de brûleur en rotation qui injecte un flux de chaleur sporadique sur la surface à fragmenter. Il s'agit de penser aux tous premiers brûleurs commercialisés par Union Carbide {9}, où une rotation axiale d'un brûleur à plusieurs jets était prévue (voir figure 2.7) . Plus récemment, Potter *et al.* (1998) vont breveter certains designs de brûleurs pouvant exercer un flux thermique cyclique obtenu, encore une fois, par rotation d'une ou de plusieurs flammes {36}.

Pour le développement du prototype actuel, il faudra ici mettre en valeur le changement d'orientation de la flamme pour accroître l'efficacité de fragmentation. À noter qu'une autre solution probante consisterait à générer une flamme à intensité variable, d'un brûleur existant, en modifiant le débit d'admission de combustible de façon cyclique. Par contre, cette approche nuit à la stabilité de la combustion interne et des diminutions de

rendement peuvent en découler (contamination des parois de la chambre de combustion). Ainsi, pour faire suite à l'idée générale, un déflecteur mobile est intégré à l'embouchure de la sortie d'un brûleur à jet axial conventionnel pour dévier la flamme. Cette approche permet de réduire la complexité de fonctionnement qu'occasionne un brûleur entièrement rotatif, où la chambre de combustion est également en rotation axiale. De plus, ce concept permet de conserver l'utilisation d'un boyau d'alimentation flexible, ce qui pourrait être un avantage dans certaines applications où des zones rocheuses souterraines doivent être fragmentées {35}.

En guise de récapitulation, le principal objectif qui soutient cette phase de conception et de développement est l'augmentation de la productivité de la méthode par la modification d'un brûleur axial déjà fonctionnel. Il faut bien mentionner que cet objectif fait également partie intégrante des buts énoncés au chapitre 1. L'approche utilisée pour y parvenir est le développement d'un brûleur prototype doté d'un déflecteur spécial qui permet de faire osciller la flamme.

Afin de conserver un diamètre hors-tout du brûleur (avec déflecteur) acceptable, on sélectionne le brûleur de type russe à plus faible puissance pour procéder à la modification. Ce brûleur à jet axial possède un rayon externe inférieur à son homologue à plus haute puissance, ce qui permet une plus grande flexibilité pour la conception du déflecteur.

5.2 Développement du prototype

5.2.1 Sommaire des étapes de développement

La première phase de développement a été axée sur l'étude de faisabilité de l'ajout d'un déflecteur. À partir d'un brûleur russe conventionnel de plus faible puissance (figure 5.1), un déviateur de flamme, rigide et stationnaire, a été intégré à la sortie du brûleur. À ce stade, il a été observé que l'introduction d'un conduit qui permet de désaxer la flamme est applicable.

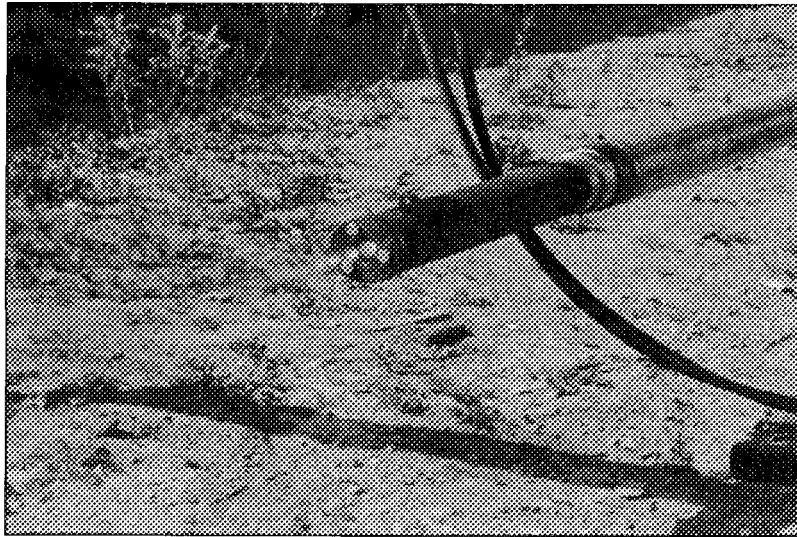


Figure 5.1 : Brûleur russe à flamme axiale de plus faible puissance (type B).

Bien que l'ajout d'un déflecteur (qui est une restriction supplémentaire) à l'embouchure de la tuyère occasionne des démarrages plus difficiles, il a été démontré qu'il ne les annule pas complètement. Par contre, les débits d'air et de combustible doivent être réajustés pour éviter toute surchauffe de la tuyère ainsi qu'une contamination prématurée

de la chambre de combustion. Plusieurs séances de brûlage ont révélé que le déviateur de jet doit être cependant très robuste. Puisque les brûleurs à jet supersonique génèrent une flamme à très haute intensité, l'épaisseur du mur de la conduite doit être importante pour permettre une diffusion de chaleur suffisante afin que les parois internes ne fusionnent pas. Également, des plaques de renforcement ont été nécessaires pour augmenter la rigidité de la conduite de déflexion.

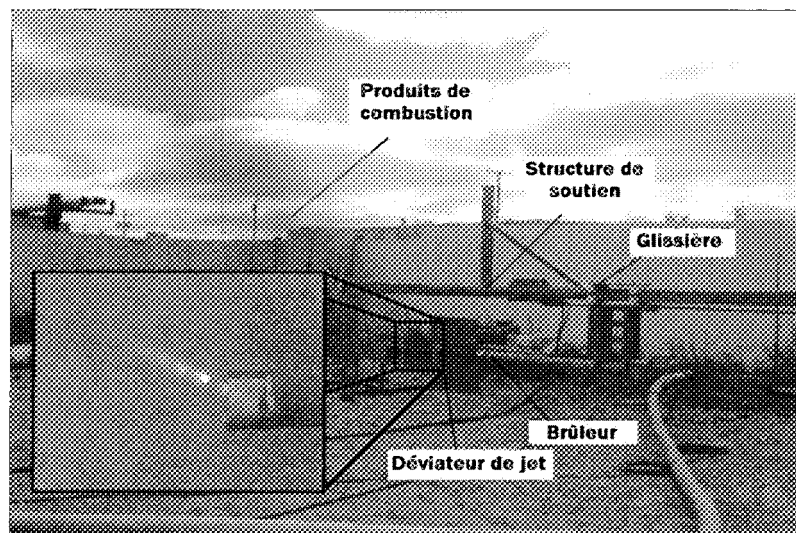


Figure 5.2 : Illustration des installations permettant les essais de brûlage avec déviateur de jet rigide.

La deuxième phase de développement a été consacrée à l'étude de faisabilité d'un déflecteur mobile pouvant faire déplacer la flamme supersonique maintenant désaxée. La toute première ébauche d'un déflecteur mobile a été réduite à une pièce coulissante couplée à la sortie du brûleur et actionnée par un système d'entraînement externe, tel qu'illustré en figure 5.3. Ce mécanisme d'entraînement comprend un engrenage usiné et soudé tout

autour de la pièce mobile. Un moteur hydraulique entraîne le mécanisme par l'entremise d'une chaîne.

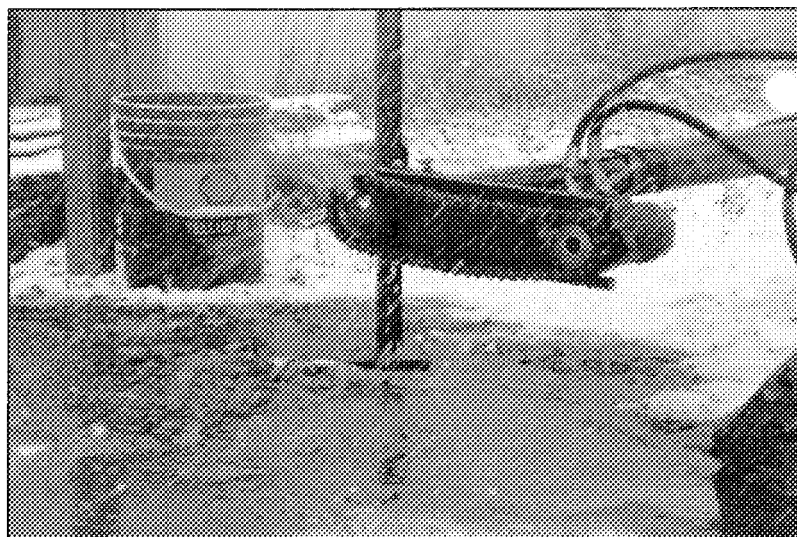


Figure 5.3 : Brûleur relié à un mécanisme de rotation rustique en période d'essais au cours des tous premiers stades de conception.

Les essais pratiques avec un tel déflecteur en rotation par rapport à l'axe du brûleur ont permis de sanctionner définitivement la faisabilité d'un prototype à flux thermique cyclique. Toutefois, la combinaison de la tension exercée par la chaîne (qui tend à faire fléchir le déflecteur de son axe) et de l'expansion thermique de l'acier tendent à faire coincer et à immobiliser ce système plutôt rudimentaire (figure 5.3). Évidemment, ce mécanisme primaire d'entraînement n'a pas d'application pratique et la dernière étape du processus de développement a été concentrée sur l'intégration d'une motricité interne (voir figure 5.4). L'un des défis majeurs de cette étape a été la réalisation d'un tel mécanisme avec une restriction quant au diamètre hors-tout du brûleur. Il était essentiel que le diamètre total n'excède pas 127 mm [5 po] puisque les trous préalablement faits par forage

mécanique (qui permettent d'introduire le brûleur) ont un diamètre généralement inférieur à 152,4 mm [6 po].



Figure 5.4 : Première version du brûleur à flamme en rotation au banc d'essais.

Suivant cette perspective, un nouveau concept a été considéré pour satisfaire les exigences de compacité. La figure 5.5 expose l'anatomie interne de ce concept. Pour activer le déflecteur situé à l'extrémité du brûleur, un tube cylindrique supporté par des bagues en bronze (à l'extrémité et à la base du tube) entoure l'enceinte du brûleur. Ce tube est assemblé à la fois à un engrenage et au déflecteur, permettant ainsi de transmettre le couple. Ce design peut être perçu comme une enveloppe en rotation autour du brûleur, ce dernier restant stationnaire. À l'origine, l'unité motrice hydraulique était indépendante et boulonnée à une enceinte métallique, où l'arbre de transmission et l'engrenage étaient exposés à l'environnement externe.

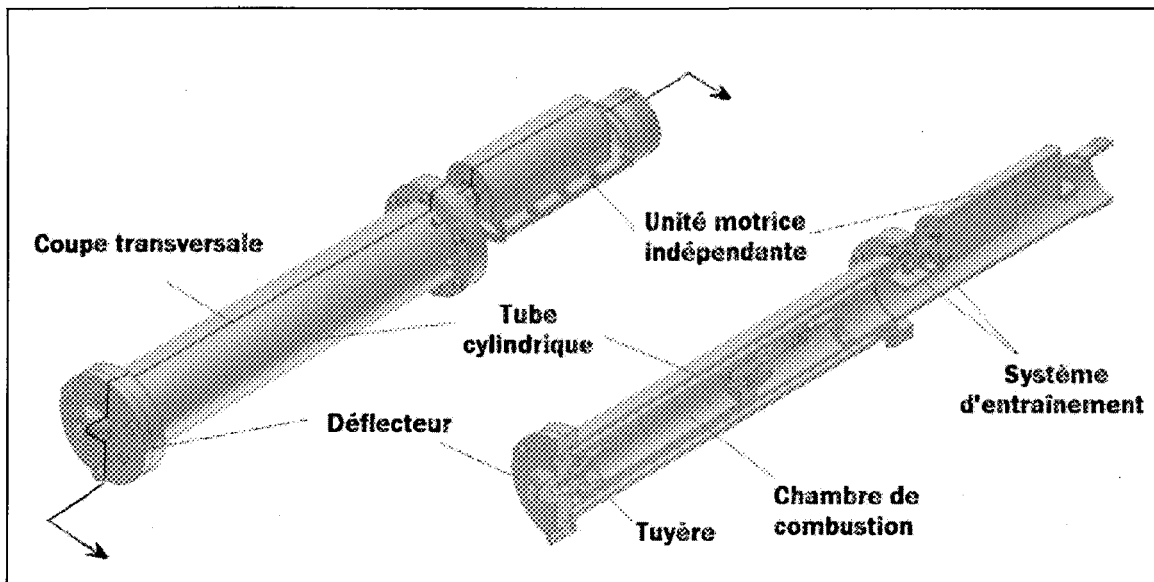


Figure 5.5 : Découpe transversale de la première version prototype de brûleur à flamme en rotation.

Or, en condition de fragmentation, cette approche n'est pas idéale puisque le système d'entraînement est exposé à la poussière, aux gaz d'échappement à hautes températures ainsi qu'aux débris rocheux. Pour éliminer ce problème, des efforts supplémentaires ont été consacrés à isoler l'unité motrice de l'environnement extérieur.

5.2.2 Description et caractéristiques du prototype final

Les figures 5.6 et 5.7 montrent le résultat de la conception finale du prototype à flamme rotative. Il apparaît clairement que le système d'engrenage qui permet de faire pivoter le tube cylindrique est entièrement interne.

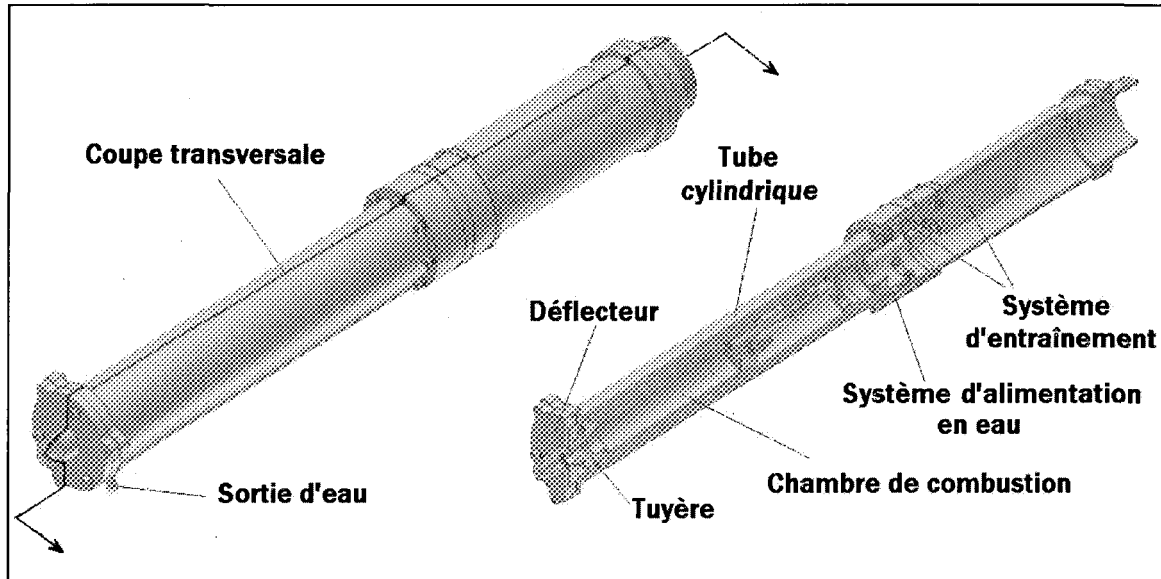


Figure 5.6 : Découpe transversale du prototype de brûleur à flamme en rotation avec possibilité d'introduire un jet d'eau auxiliaire à proximité de la flamme.

Cependant, cette dernière version développée ne constitue en aucun cas un brûleur à flamme rotative pour des fins commerciales. Plusieurs améliorations techniques sont encore à prévoir. Notamment, au niveau du système d'entraînement, plusieurs fuites d'air importantes devront être colmatées par l'ajout de joints d'étanchéité appropriés entre les pièces fixes et mobiles. L'élimination presque totale de ces fuites représente un défi de taille puisque le conduit d'admission d'air est pressurisé. Pour les essais expérimentaux concernant ce type de brûleur en particulier, ces pertes d'air ne peuvent être quantifiées et le débit de combustible, comme paramètre d'intensité de combustion, sera plutôt donné.



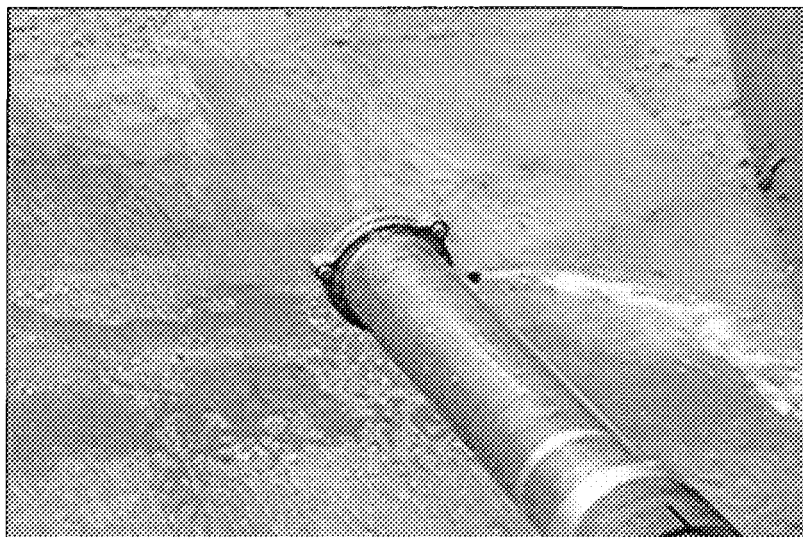


Figure 5.7 : Brûleur à flamme en rotation lors d'une campagne d'essais visant à démontrer la faisabilité du concept.

CHAPITRE 6

RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES PAR CALORIMÉTRIE ET DES ESSAIS DE FRAGMENTATION

L'essentiel des procédures, des données et des résultats expérimentaux du projet de recherche sont regroupés à l'intérieur de ce chapitre. Ces données permettront de comparer les différents types de brûleurs et de les caractériser.

La première section fait une courte description des instruments et des installations du laboratoire utilisés pour fins expérimentales. Les sections suivantes font un compte rendu exhaustif des procédures et des résultats des principales étapes de caractérisation qui sont associées à la méthodologie de la recherche. Ces étapes comprennent des lectures de températures de flamme, la détermination des flux thermiques par calorimétrie ainsi que les essais destructifs par brûlage.

6.1 Description de l'instrumentation et de la station d'essais

6.1.1 Description des installations du laboratoire et de l'instrumentation

Pour faire suite aux exigences expérimentales du projet en cours, une station d'essais spécifique a été mise sur pied. Cette station comprend tous les éléments essentiels

pour faire le démarrage et alimenter en air et en combustible les brûleurs à jet supersonique.

La figure 6.1 illustre les principaux éléments de la station d'essais.

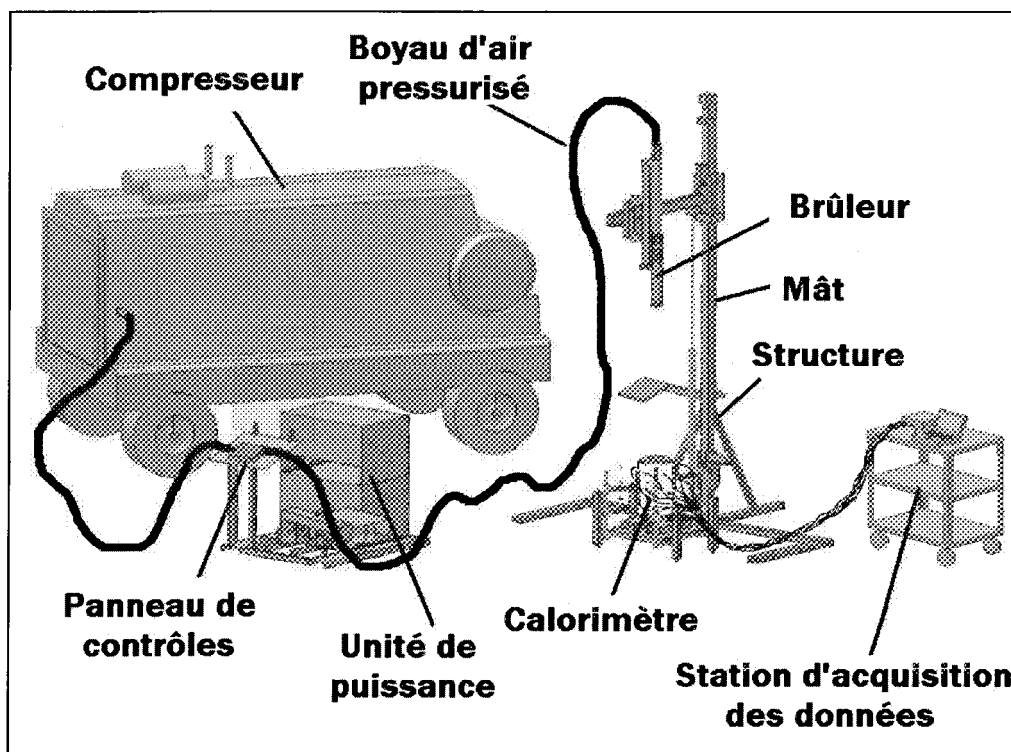


Figure 6.1. : Principaux éléments de la station d'essais {50}.

L'unité de puissance comprend deux systèmes de pompage indépendants combinés à des réservoirs qui fournissent des débits de fluide hydraulique et de combustible liquide (diesel) respectivement. Chaque pompe est actionnée par un moteur électrique d'une capacité de 2,24 kW [3 hp]. Cette indépendance permet d'assurer un débit de combustible stable même lorsqu'une puissance hydraulique utilisée simultanément est nécessaire. L'unité de puissance est aussi constituée d'un accumulateur d'énergie (doté de condensateurs) qui permet d'alimenter électriquement les bougies d'allumage des brûleurs, lorsque requis. Enfin, un panneau de contrôles permettant l'ajustement des débits d'air et de

combustible est superposé à la structure externe de l'unité de puissance. Le déclenchement de la puissance électrique d'allumage se fait également à partir du panneau de contrôles.

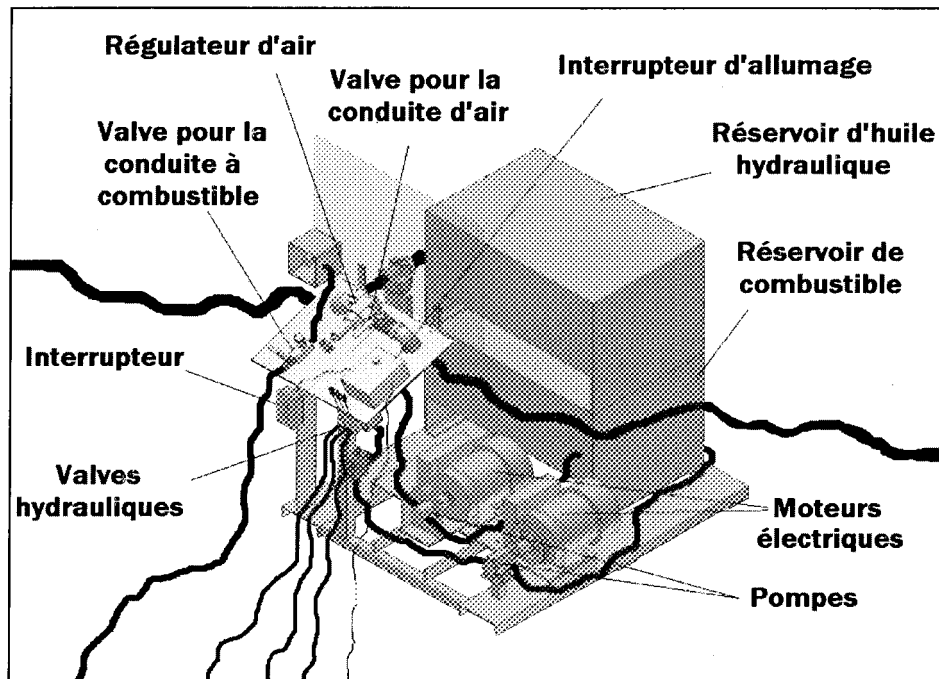


Figure 6.2 : Schématisation de l'unité de puissance et du panneau de contrôles.

L'alimentation en oxydant est fournie par un compresseur à air d'une capacité de 17 m³/min [600 CFM] à 862 kPa(g) [125 psig] de marque Ingersoll-Rand®. Le boyau de distribution en air transite par deux dispositifs de filtration (pour épurer le jet d'air comprimé des gouttelettes d'huile et des particules solides en suspension) et par une valve manuelle située sur le panneau de contrôles. Cette valve principale permet uniquement un ajustement grossier du débit d'air. En mode d'opération (brûlage), cette valve est

complètement ouverte⁵ et l'ajustement de la combustion se fait en réglant le débit de combustible.

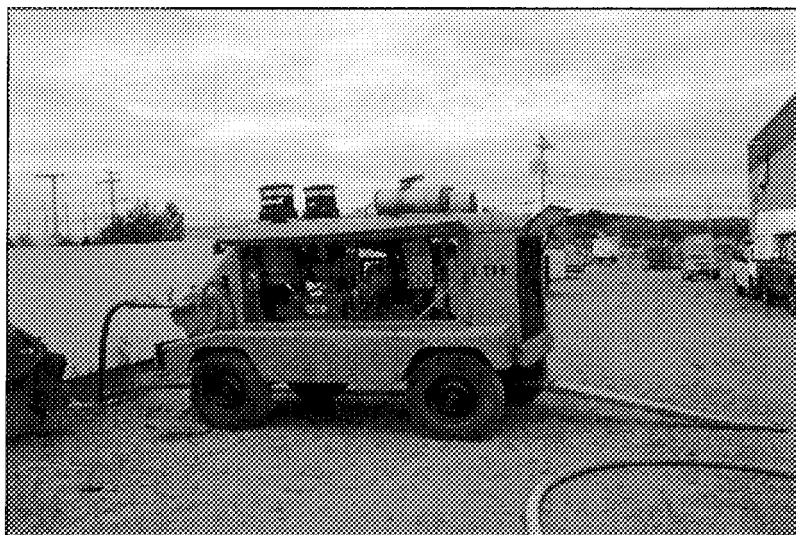


Figure 6.3 : Compresseur fournissant l'alimentation en air pressurisé.

Le brûleur est adapté à une conduite rigide, cette dernière pouvant être assemblée sur la glissière verticale du mât de la structure (voir figure. 6.1). À l'origine, la glissière était activée par un moteur hydraulique et une chaîne, mais ce système fut rapidement remplacé par un vérin hydraulique. Tous les fluides d'alimentation (air, combustible, huile hydraulique) ainsi que le conduit électrique sont redistribués à l'aide d'un compartiment spécifiquement adapté à la base du conduit métallique du brûleur (voir figure 6.4).

⁵ L'ajustement de la valve principale qui permet de faire varier le débit d'air dans la conduite résulte nécessairement en une fluctuation de la pression dans la chambre de combustion. Ceci influence constamment à la hausse ou à la baisse le débit de combustible. Pour faciliter les opérations lors des essais, la valve principale est complètement ouverte et le réglage du rapport air-combustible est fait par le débit de combustible.

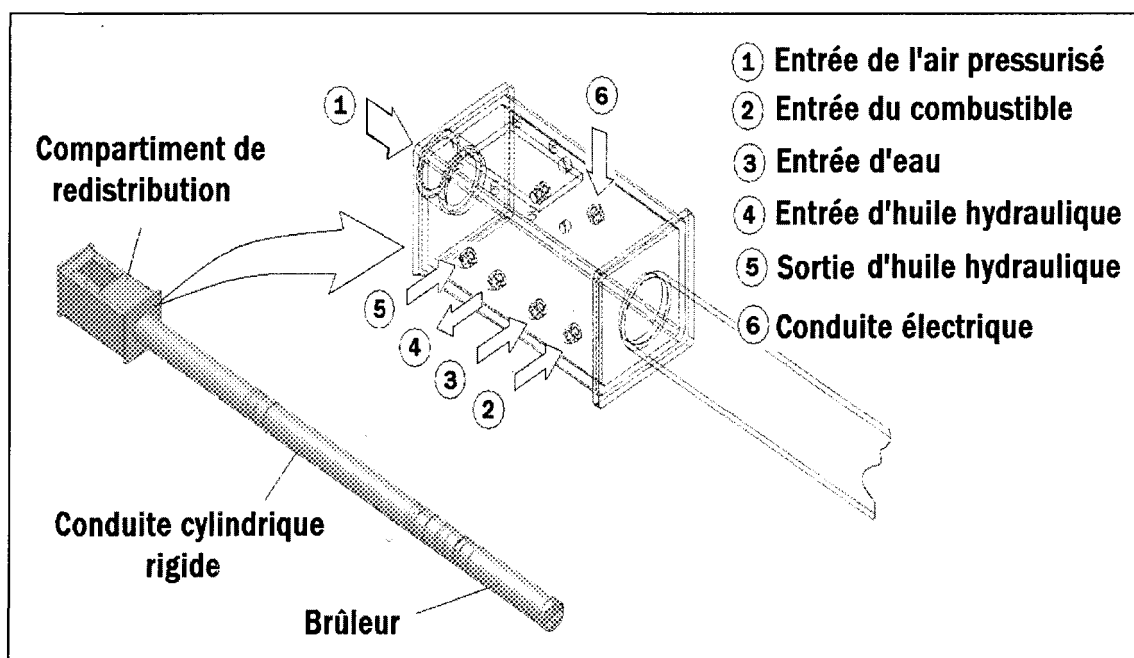


Figure 6.4 : Schéma du support du brûleur constitué d'une conduite rigide et du compartiment de redistribution.

6.1.2 Mesures des débits d'air et de combustible

Le rapport air-combustible (A/C) est un des paramètres essentiels de la caractérisation des brûleurs. Par conséquent, des débitmètres fiables et précis ont dû être intégrés au système d'alimentation en air et en combustible.

La lecture du débit de combustible est effectuée par un débitmètre de marque Bürkert® et de modèle 8025. Selon les spécifications du manufacturier, ce débitmètre donne une faible erreur sur la mesure, soit $\pm 1\%$. En essence, le fluide liquide transite entre deux engrenages ovales qui créent une rotation plus ou moins importante en fonction du débit générant un signal d'une fréquence variable (voir annexe C pour de plus amples détails).

La mesure d'un débit d'air pressurisé à l'intérieur d'une conduite reste plus délicat. Pour obtenir une précision et une répétabilité acceptables à un coût d'achat raisonnable, un tube de Pitot à insertion de marque Dwyer® (série DS-300) représente une solution très intéressante (voir annexe C pour plus d'informations). Cet instrument est spécifiquement conçu pour être inséré à l'intérieur d'une conduite. Les deux paires d'orifices pratiqués (où les pressions de stagnation et statique y sont mesurées) sur un tube cylindrique permettent de mesurer un débit d'air moyen à l'intérieur d'une conduite. Pour éviter tout risque d'accumulation de résidus dans les orifices, un filtre à particules solides ainsi qu'un filtre à gouttelettes d'huile ont été intégrés au système d'admission d'air. La mesure du différentiel de pression est faite par un manomètre à colonne d'eau.

6.1.3 Classification et inventaire des brûleurs à l'étude

Le tableau 6.1 dresse l'inventaire des brûleurs à l'étude ainsi que certaines de leurs caractéristiques. L'annexe A donne quelques détails techniques des différents brûleurs.

Tableau 6.1 : Classification des brûleurs à l'étude.

Type	Origine	Modèle	Application
A	Russe	RZ-89	Opérations minières de surface
B	Russe	RZ-72	Opérations minières de surface
C	Américaine	FX-230	Opérations de carrières de granite
D ⁶	Russe/américaine	RZ-72R	Opérations minières de surface

⁶ Le brûleur de type D est un prototype spécialement conçu dans le cadre de la présente recherche. Les détails du développement sont fournis au chapitre 5.

6.2 Résultats des lectures de températures de jet

La première phase de l'expérimentation consiste à évaluer les grandes tendances des températures de jet à une distance prescrite à la sortie de la tuyère. Ceci a pour but de déterminer certains paramètres de puissance avant de procéder à l'étape suivante, soit la mesure du flux par calorimétrie.

6.2.1 Procédure et expérimentation

La lecture de la température des produits de combustion se fait à l'aide d'un pyromètre à succion adapté et fabriqué sur mesure. La figure 6.5 illustre plus en détail le pyromètre en question.

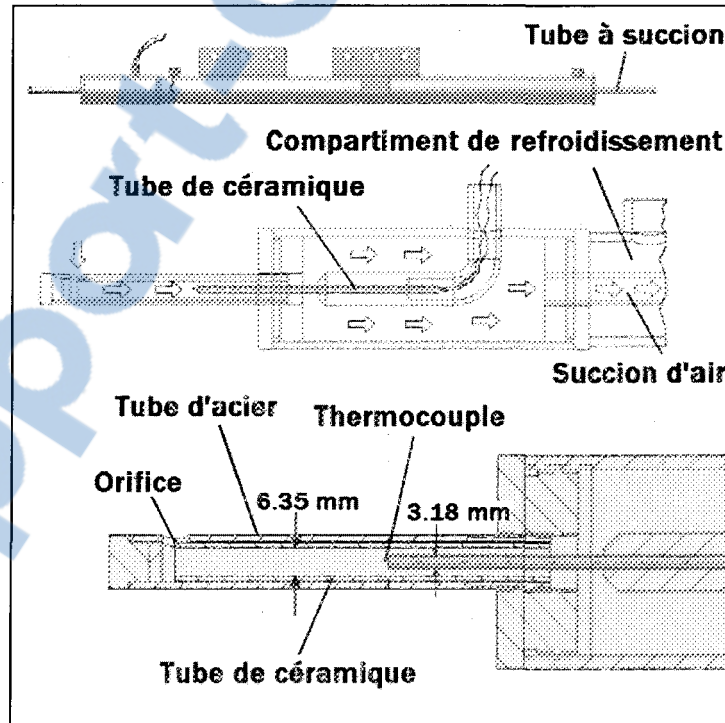


Figure 6.5 : Illustration du pyromètre à succion.

Le gaz chaud transite par l'orifice d'un tube d'acier, centré selon l'axe du jet du brûleur (voir figure 6.6). La lecture de la température se fait à l'aide d'un thermocouple de type N non gainé et non protégé contre les attaques chimiques. Pour atténuer les pertes de chaleur par radiation un tube de céramique (Omegatite[®] 350), qui agit en tant que bouclier radiatif, a été introduit à l'intérieur du tube d'acier. Pour s'assurer qu'une convection au bout de la jonction du thermocouple soit suffisamment importante pour négliger les pertes par radiation et en conduction, une pompe à suction a été connectée au système. Une vitesse requise (~ 150 m/s) en périphérie de la jonction du thermocouple doit être obtenue pour que la température de cette jonction s'apparente à celle du gaz {46}. Pour s'accorder avec cette théorie, le design interne du pyromètre utilisé (voir figure 6.5) a été calqué à un prototype déjà éprouvé scientifiquement {46} pour la lecture de températures de gaz chauds, pour des brûleurs atmosphériques.

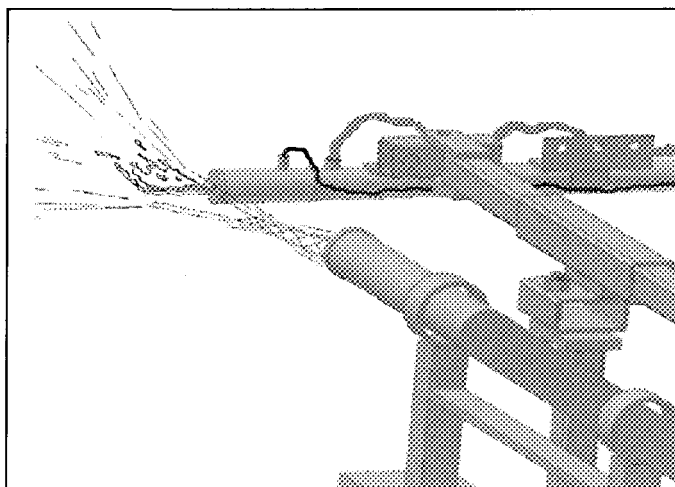


Figure 6.6 : Illustration de la technique de lecture des températures de gaz par pyromètre à suction.

Les produits de combustion d'un brûleur à jet supersonique sont expulsés à de très grandes vitesses et la possibilité de ne pas utiliser une pompe à succion a été considérée. Or, il appert que les lectures des températures gazeuses au moyen ou non d'une succion ont relativement peu d'influence. Par exemple, le graphique de la figure 6.7 démontre que les lectures des températures de gaz sont semblables pour de plus faibles températures, alors qu'un écart de près de 5 % est constaté pour un rapport air-combustible qui tend vers 100 %, pour un essai spécifique (brûleur de type B). D'une façon aléatoire, la succion a été retirée pendant les essais et les observations démontrent qu'à l'équilibre les résultats sont comparables. Les différences les plus marquées apparaissent à un rapport air-combustible tendant vers 100 % et c'est également cette plage de réglage qui sera utilisée lors des essais de caractérisation. Par conséquent, pour assurer la pertinence des données, la succion a été activée pendant les lectures. À noter que les températures de flamme répertoriées dans cette étude doivent être perçues comme des lectures prises à l'aide d'un pyromètre spécifique (figure 6.5) où les effets de radiation ne sont pas considérés.

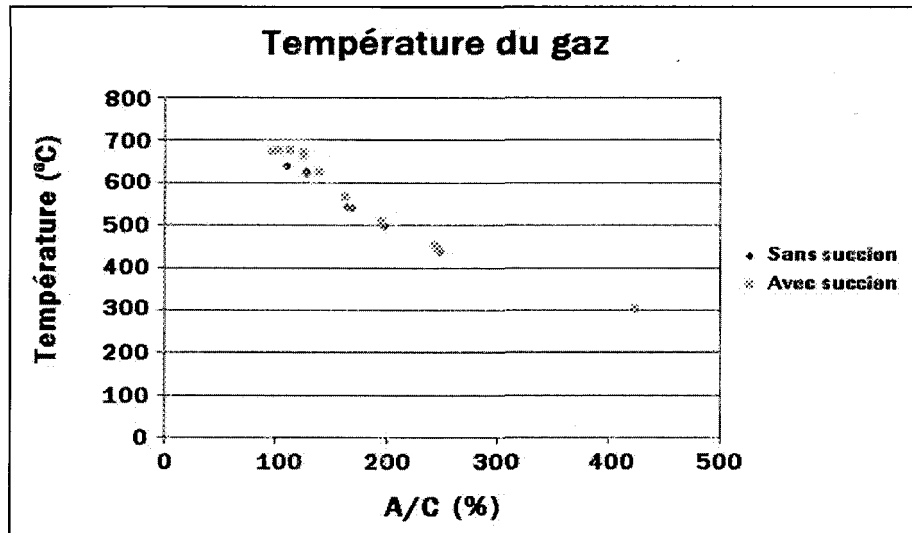


Figure 6.7 : Comparaison de la température du gaz à l'aide du pyromètre avec et sans succion (essais expérimentaux avec brûleur de type B à 38,1 cm [15 po] de la tuyère).

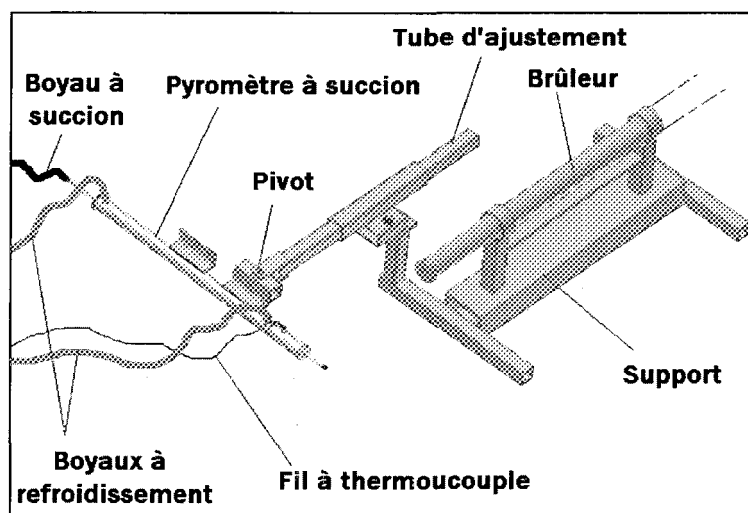


Figure 6.8 : Montage expérimental pour fins de lectures des températures de la flamme.

La procédure expérimentale est relativement simple. Dans un premier temps, l'orifice du pyromètre à succion est centré et aligné à une distance prescrite à la flamme. Pour toute cette phase expérimentale, l'orifice du pyromètre est positionné hors du régime

supersonique où les ondes de choc sont présentes. Une distance axiale de 38,1 cm [15 po] est prescrite pour l'ensemble des essais. Pour obtenir un alignement adéquat et une distance précise, des supports d'attachement ont été conçus pour permettre de coulisser une pièce cylindrique centrée à l'axe de chaque brûleur. Les embouts des supports d'attachement sont usinés d'une manière spécifique pour chaque type de brûleur, ce qui permet d'encaster les embouts en question à la sortie de la tuyère. Un tube d'ajustement ainsi qu'un pivot (voir figure 6.8) fournissent les degrés de liberté nécessaires à l'alignement de l'orifice du pyromètre à la distance requise pour tous les types de brûleurs.

Une fois l'orifice du pyromètre ajusté, le démarrage du brûleur et du système d'acquisition de données est enclenché et les paramètres d'alimentation du brûleur (air et combustible) sont successivement ajustés pour obtenir certains régimes définis. Entre chaque ajustement de régimes, il faut bien s'assurer d'obtenir une lecture d'équilibre où un laps de temps de brûlage (de plusieurs dizaines de secondes) est nécessaire. Une moyenne des lectures pour chaque régime est effectuée. La figure 6.9 représente l'évolution des lectures acquises durant un essai, pour différents rapports air-combustible.

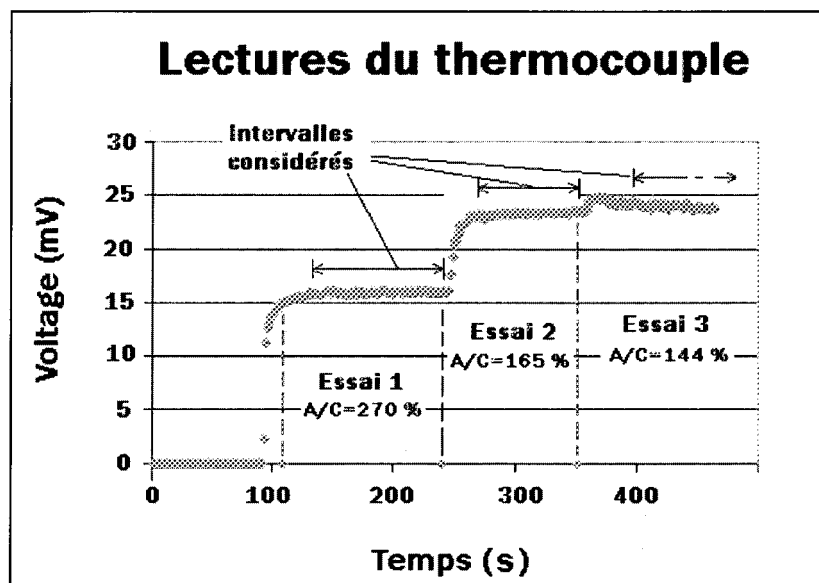


Figure 6.9 : Exemple d'acquisition des données (lectures du thermocouple) pendant une expérimentation des mesures de températures (voltages du thermocouple).

L'ensemble des essais se fait en régime continu, c'est-à-dire que les paramètres d'alimentation de la flamme sont graduellement modifiés⁷ en temps, sans redémarrage du brûleur. C'est pourquoi, pour chaque essai (associé à un régime air-combustible précis), une moyenne des températures de flamme est effectuée selon un intervalle constant où le régime est réputé stationnaire en éliminant le régime transitoire (où la nouvelle configuration des paramètres d'entrée est effectuée). Une distribution de températures de flamme en fonction du régime air-combustible peut alors être établie.

⁷ Seul le régime de combustible est modifié par l'opérateur pendant l'expérimentation. L'air pressurisé est réajusté graduellement par le système.

6.2.2 Résultats expérimentaux

La sous-section suivante présente les résultats des essais de températures de flamme pour trois types de brûleurs. Cette température (lue par le thermocouple) se fait sans confinement, à une distance axiale de 38,1 cm, à température ambiante par pyromètre à succion. Le prototype de type D n'est pas répertorié dans la présente phase d'essais pour cause d'indisponibilité (stade de développement). Cependant, le brûleur de type B donne une référence acceptable pour la recherche actuelle puisqu'il fait partie intégrante du type D.

6.2.1.1 Brûleur de type A

La figure 6.10 illustre la température de flamme à 38,1 cm de l'embouchure de la tuyère pour plusieurs régimes air-combustible. Le brûleur de type A expose un large plateau (145 à 165 % (A/C)) où la température axiale reste relativement constante. La température maximale du thermocouple enregistrée se situe à environ 703 °C. À partir de 125 % jusqu'à 100 % (A/C), un déclin de la température de flamme est observé. Le débit de combustible maximal est obtenu à 100 % (A/C), qui correspond à près de 1 lpm, ne peut être augmenté pour les spécifications expérimentales. Les essais révèlent donc qu'un régime plus optimal se situe entre 135 et 155 % (A/C), correspondant à une consommation de combustible de 0,65 lpm à 0,72 lpm pour un débit d'air moyen de 10 m³/min [355 SCFM]. Pour des régimes sous la barre des 135 % (A/C), la combustion devient plus ou moins stable, et cette plage de régime n'est pas recommandée. Afin de valider les résultats,

deux expériences supplémentaires (à la fin de la séquence de brûlage) ont été complétées à 275 % et 168 % (A/C) respectivement. De plus, il est intéressant d'afficher le régime utilisé pour les essais de fragmentation⁸ en chantier par Goncharov *et al.* (1998) {18}. Ce régime est établi par une consommation de combustible liquide de 0,63 lpm à approximativement 10 m³/min d'air [353 SCFM].

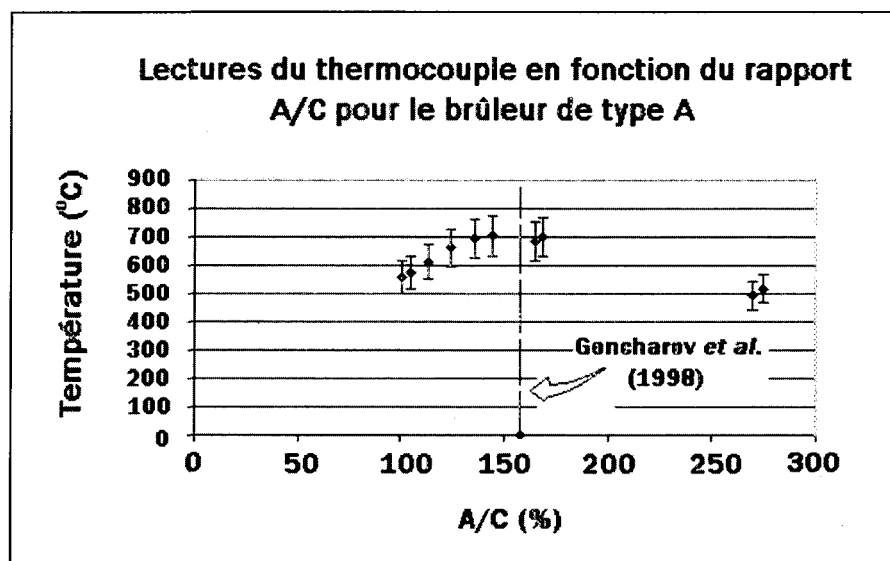


Figure 6.10 : Lectures du thermocouple à 38,1 cm [15 po] pour différents rapports A/C pour le brûleur de type A.

6.2.1.2 Brûleur de type B

Le brûleur de type B (version à plus faible puissance du type A) présente une courbe caractéristique intéressante. La figure 6.11 montre qu'une très large plage de rapport air-combustible a été complétée. Un plateau de température constante est atteint de 98 à 126 %

⁸ Les essais de fragmentation ont été effectués avec une variante du brûleur de type A où les spécifications de la chambre de combustion (positionnement des orifices) peuvent être légèrement différentes.

(A/C). Il est très difficile d'obtenir des régimes A/C sous 98 % puisque la combustion devient instable et tend à freiner un débit de combustible supplémentaire. Un régime optimal est défini entre 100 et 125 % (A/C) qui correspond à des débits de combustible de 0,5 à 0,6 lpm pour une consommation d'air moyenne de 6,37 m³/min [225 SCFM], pour les conditions expérimentales données.

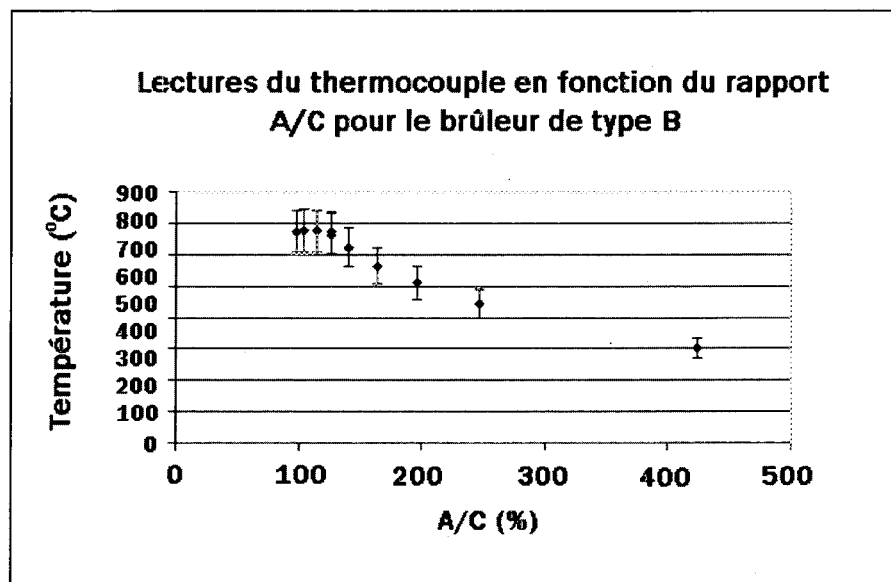


Figure 6.11 : Lectures du thermocouple à 38,1 cm [15 po] pour différents rapports A/C pour le brûleur de type B.

6.2.1.3 Brûleur de type C

Le brûleur de type C présente une courbe beaucoup plus particulière. Les résultats des essais démontrent que, sans confinement du jet, la lecture du thermocouple augmente substantiellement de 590 °C à près de 970 °C, pour une plage de régimes A/C se chiffrant

de 104 % à 65 %. Une lecture maximale de 970 °C est obtenue à un débit de combustible de 0,75 lpm, pour une consommation d'air de 5 m³/min (177 SCFM).

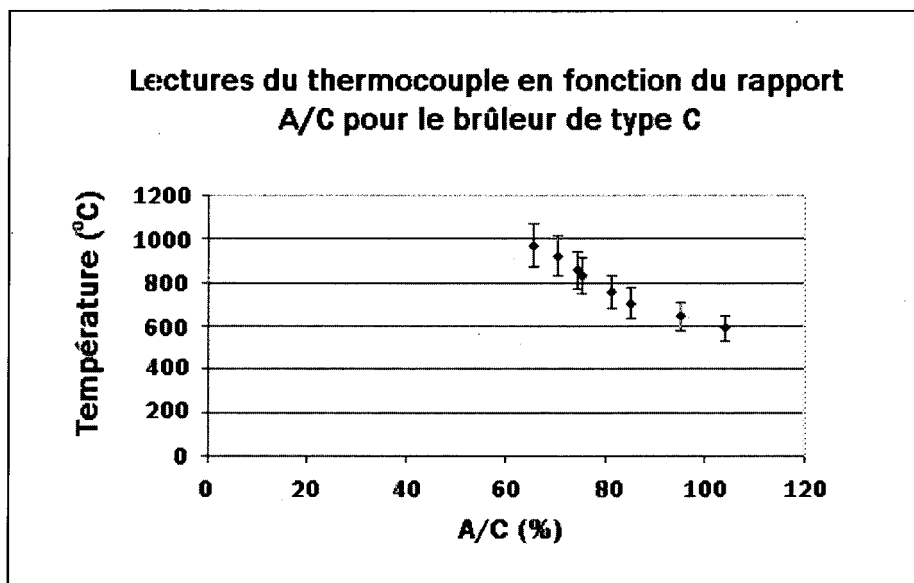


Figure 6.12 : Lectures du thermocouple à 38,1 cm [15 po] pour différents rapports A/C pour le brûleur de type C.

Bien que, théoriquement, pour une augmentation de combustible, à partir d'un rapport air-combustible stœchiométrique, on doit observer une diminution de la température de combustion (à l'intérieur de la chambre), la température enregistrée augmente, à 38,1 cm de la tuyère. En fait, une répétition de l'expérience a été effectuée et les résultats affichés restent pratiquement identiques. De plus, visuellement, on remarque que l'extrémité du tube en acier du pyromètre tend à présenter une couleur plus rougeâtre suivant l'augmentation de la température lue par le pyromètre.

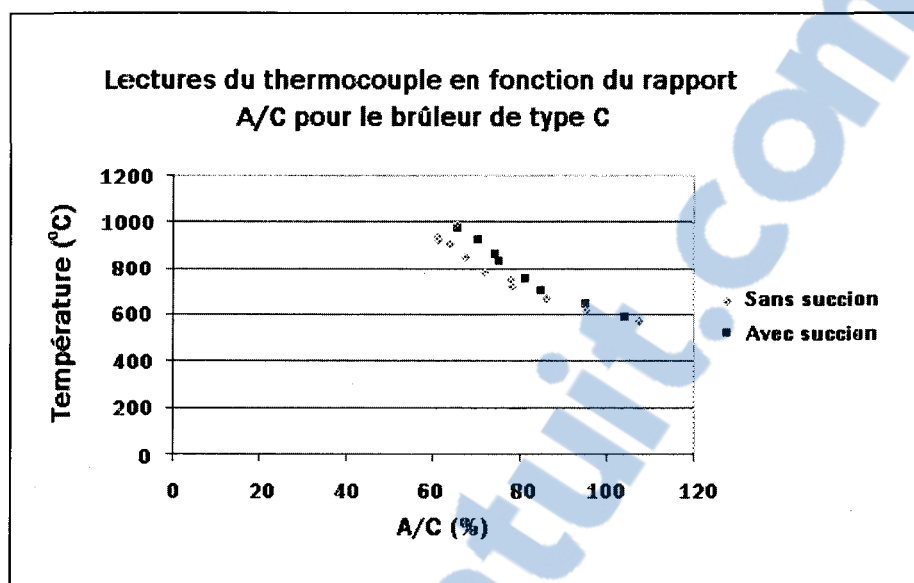


Figure 6.13 : Comparaison de la lecture avec le tube du pyromètre avec et sans succion pour le brûleur de type C.

Pour fins expérimentales, le régime utilisé sera compris entre 95 % et 105 % (A/C), afin de s'accorder aux spécifications manufacturières qui recommandent un régime A/C idéal de 100 %. Pour bien déceler tous les phénomènes associés à ce brûleur, d'autres investigations de caractérisation qui ne sont pas inscrites dans le contexte proposé par la présente recherche devraient être proposées. Une discussion de ces résultats est cependant soumise en annexe A (voir section A.3.2).

6.2.2.4 Résumé

Les lectures de températures obtenues par cette phase expérimentale ne permettent pas de considérer les modifications du profil de vitesse à 38,1 cm, en fonction du rapport air-combustible. Cette modification peut avoir un effet important sur les conclusions qui

découlent de l'étude de la température de jet par pyromètre à succion. L'approche choisie pour cette phase permet néanmoins d'apposer, d'une part des puissances nominales et d'autre part de déceler des régimes plus instables. En définitive, cette étape permet de fixer les plages de mélanges d'air et de combustible recommandées, ce qui est essentiel pour une caractérisation.

Le tableau 6.2 classe les types de brûleurs en fonction du régime de travail recommandé et de leur puissance nominale. Cette puissance est calculée à partir du débit de combustible comme suit :

$$P_b = \dot{m}_{com} \times LH_{com} \quad (6.1)$$

où LH_{com} est le pouvoir calorifique inférieur du combustible liquide diesel, chiffré à 45 MJ/kg (huile combustible numéro 2) {6} et $\dot{m}_{com}$ le débit moyen de combustible d'alimentation en kg/s. La densité massique du combustible diesel est estimée à 850 kg/m³ {6}.

Tableau 6.2 : Puissances estimées des différents brûleurs.

Type	Flamme	Régime A/C (%)	Puissance (kW)	Puissance nominale (kW)
A	Axiale	135 - 155	415 - 480	450
B	Axiale	100 - 125	320 - 400	350
C	Inclinée	95 - 105	290 - 325	320

6.3 Résultats des calculs des flux thermiques par calorimétrie

La deuxième phase de l'expérimentation inclut une caractérisation plus technique des flammes supersoniques. Pour cette étape, une étude de la distribution du flux autour de la flamme, pour différents régimes air-combustible, a été complétée par calorimétrie.

6.3.1 Méthodologie

La méthode de détermination du flux a été décrite d'une façon exhaustive au chapitre 4. Cette stratégie de mesure est basée sur un régime transitoire, où les produits de combustion entrent en contact avec les plaques calorimétriques pendant une courte période de temps. La figure 6.14 expose les principales étapes successives d'un essai avec calorimètre.

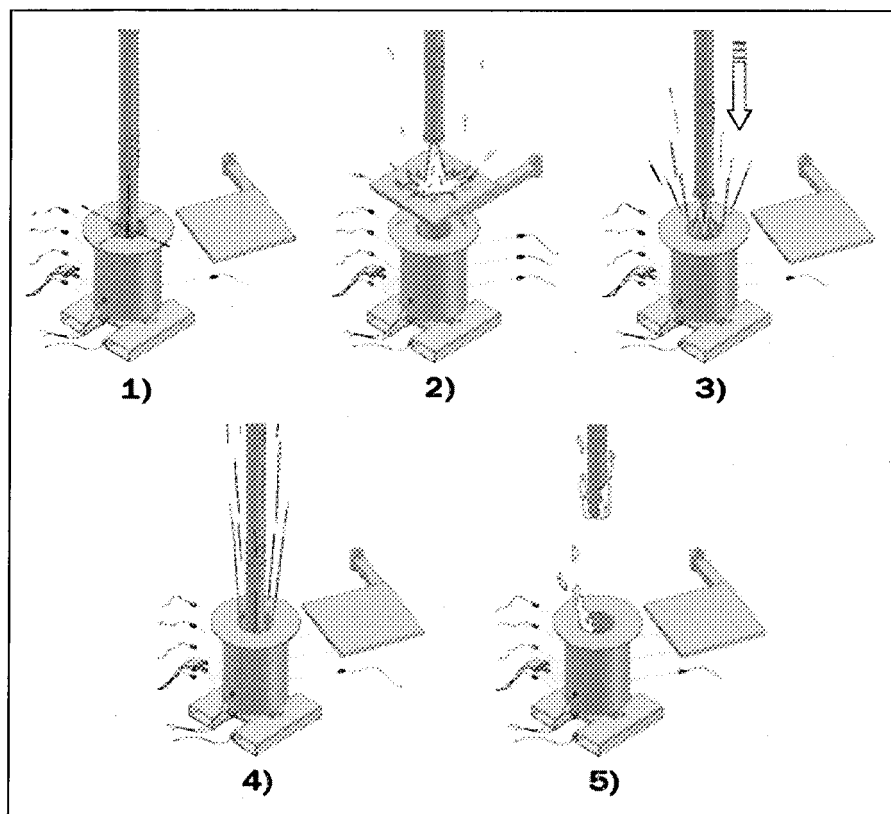


Figure 6.14 : Sommaire des étapes de la procédure expérimentale de la phase 2 qui comprend 1) l'alignement du brûleur par rapport à l'axe central de l'orifice du calorimètre, 2) l'allumage du brûleur et l'ajustement du régime convoité, 3) la descente du brûleur à l'intérieur de la cavité, 4) la période de chauffage stationnaire et 5) la remontée du brûleur et l'arrêt de l'alimentation en combustible.

En tout premier lieu, l'axe du brûleur est aligné à celui de la cavité cylindrique du calorimètre. Une fois qu'une hauteur de la tuyère au sol (h_z) est sélectionnée, ce qui correspond à une distance au sol (DS) spécifique pour chaque brûleur, la glissière (support du brûleur) est abaissée de façon à ajuster la sortie de la tuyère à la distance en question. Le calorimètre est stabilisé (au moyen des poutrelles stabilisatrices du support (voir annexe C)) une fois que l'axe central du brûleur est aligné à celui de la cavité cylindrique du

calorimètre (figure 6.15). Par la suite, une vérification de l'alignement est prévue en remontant préalablement la glissière et en la rabaissant à la distance initiale.

Une fois que l'alignement est complété, le dispositif d'allumage du brûleur est activé. Pour les brûleurs de types A, B ainsi que D, l'allumage de la chambre de combustion se fait par un arc électrique généré par une bougie. Pour le brûleur de type C, la mise à feu est plus laborieuse et se fait à l'aide d'oxygène pur et d'une flamme près de la sortie du brûleur. Pour empêcher que la cavité du calorimètre soit en contact avec le jet chaud lors du démarrage, une plaque d'acier mobile activée par un vérin hydraulique recouvre totalement l'orifice du calorimètre. Les ajustements qui mènent au régime d'opération (A/C) désiré sont alors réglés. Aussitôt que la plaque protectrice est dégagée, le système d'acquisition de données est enclenché, puis la glissière du brûleur est abaissée afin d'atteindre rapidement la distance au sol (DS) prescrite. La période de chauffage peut être variable d'un brûleur à l'autre, mais en général quelques dizaines de secondes sont requises⁹.

Une fois la période de chauffage terminée, le brûleur est rapidement retiré de la cavité cylindrique du calorimètre. Simultanément, le débit de combustible est diminué afin de rendre la flamme moins intense. Au même instant, le brûleur est complètement retiré, l'alimentation en combustible est alors coupée et l'expérience est terminée.

⁹ La température de liaison de l'alliage d'argent (marque Soudotec et code 6030 FC) utilisée pour le brasage se situe entre 720 et 750 °C. Le temps de chauffage est donc assujéti à cette restriction et l'utilisateur doit s'assurer (en visionnant les lectures affichées par le programme d'acquisition) de retirer le brûleur avant que cette température critique ne soit atteinte par un des thermocouples.

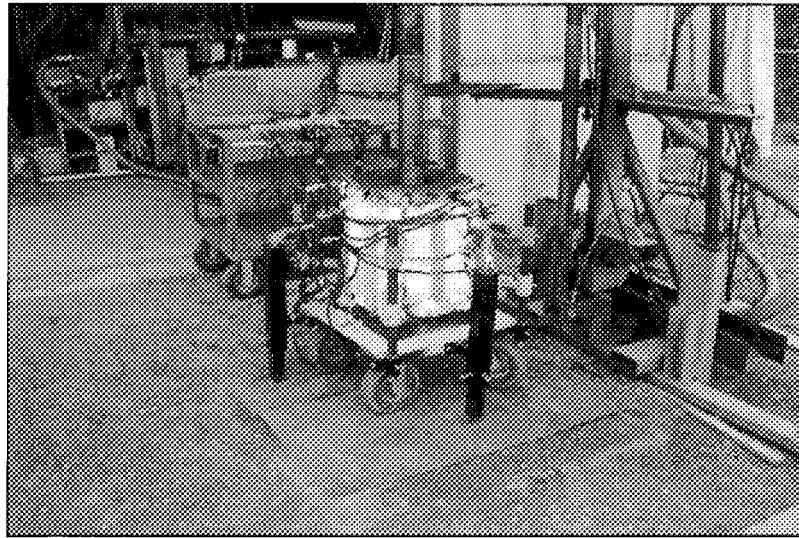


Figure 6.15 : Brûleur supersonique introduit et aligné à l'intérieur de la cavité du calorimètre.

6.3.2 Résultats expérimentaux

Cette section donne un compte rendu des résultats des calculs des flux thermiques par calorimétrie. Le flux associé à chaque zone calorimétrique est déterminé par la moyenne des six dernières valeurs de l'expérience, au moment où les lectures sont stabilisées (en fin de séquence de brûlage). Tel que montré en figure 6.14, chaque essai comporte une phase d'introduction du brûleur dans la cavité du calorimètre (où l'arrêt se fait à la distance au sol voulue), une phase de chauffage et enfin une phase de retrait (où l'intensité de la flamme est abaissée alors que la remontée de la glissière s'effectue). Les données de la phase de retrait ne sont pas considérées et n'apparaissent pas sur les diagrammes des résultats. Seule la moyenne des derniers instants de la phase de chauffage

(intervalle d'analyse) est employée pour l'évaluation du flux thermique pour chaque zone du calorimètre (voir figure 6.16).

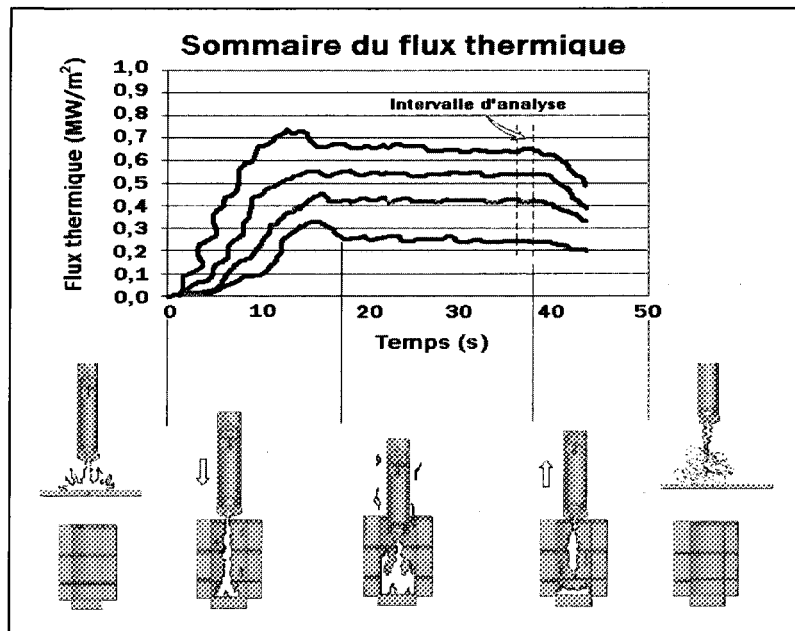


Figure 6.16 : Progression du flux thermique lors des différents stades de l'expérimentation.

6.3.2.1 Brûleur de type A

Pour ce type de brûleur, quatre expérimentations distinctes par calorimétrie ont été effectuées. Les figures 6.17 à 6.20 exposent la variation du flux pour les quatre zones respectives, pour différents rapports air-combustible de 134 à 207 %. Pour une hauteur au sol h_z prescrite¹⁰, la distance au sol (DS) se chiffre à 20 et cette spécification est conservée

¹⁰ La hauteur au sol de la tuyère h_z est conservée constante pour tous les essais calorimétriques des différents brûleurs.

tout au long des essais. Il peut être utile de rappeler ici que la distance au sol est le rapport de la hauteur au sol de la tuyère au diamètre interne de la tuyère (aux conditions soniques).

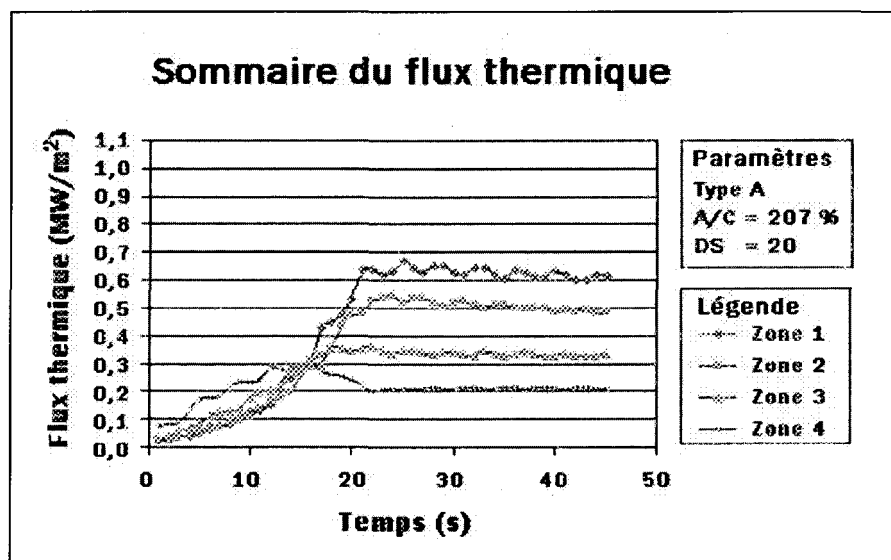


Figure 6.17 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type A pour un régime A/C de 207 % et une distance au sol (DS) de 20.

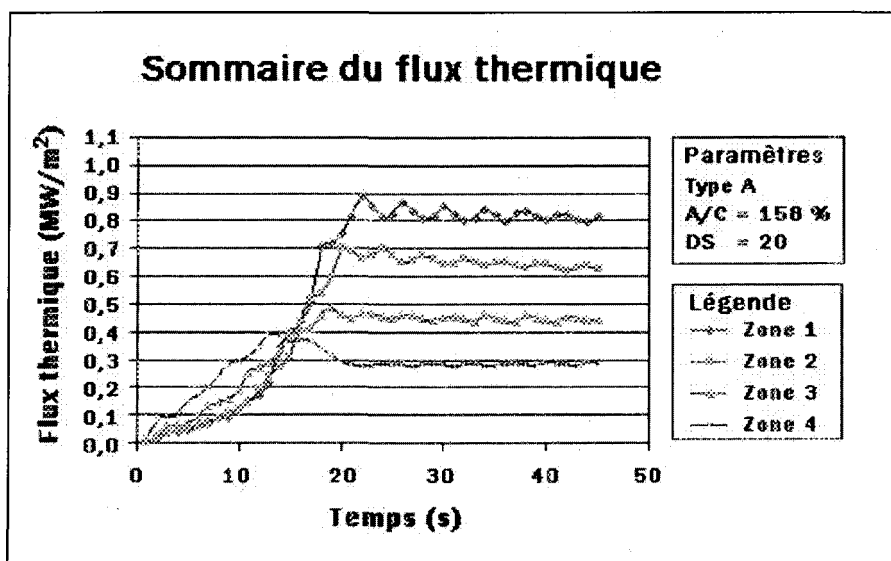


Figure 6.18 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type A pour un régime A/C de 158 % et une distance au sol (DS) de 20.

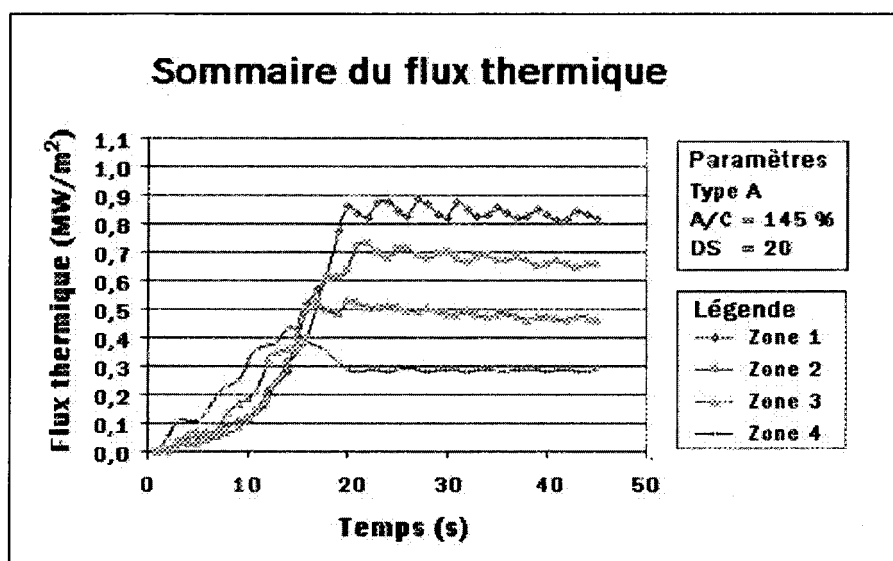


Figure 6.19 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type A pour un régime A/C de 145 % et une distance au sol (DS) de 20.

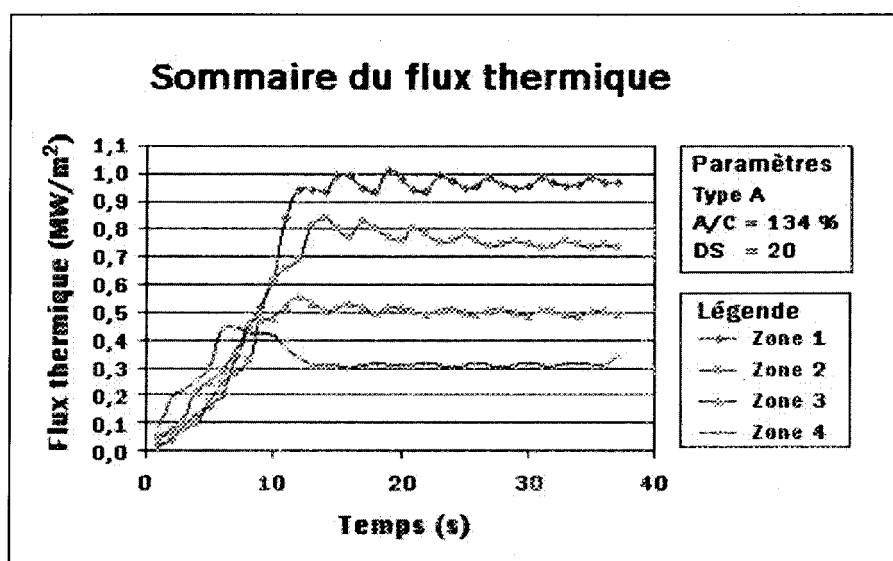


Figure 6.20 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type A pour un régime A/C de 134 % et une distance au sol (DS) de 20.

Pour tous les essais, le flux transféré aux zones calorimétriques est remarquablement constant. Cette tendance se dévoile très clairement une fois que le brûleur est stabilisé à la distance au sol prescrite. Pour un système calorimétrique en confinement,

la densité thermique des deux premières zones est assurément plus élevée pour toute la gamme des rapports A/C étudiés. De plus, pour améliorer sensiblement le flux transféré au calorimètre, une augmentation substantielle du débit du combustible doit être imposée pour une certaine plage de travail. Les figures 6.19 et 6.20 décrivent bien cette perspective, on constate, par exemple, pour une légère diminution du rapport A/C (près de 10 %) l'augmentation du flux est peu significative, mais existante. Pour ces deux essais en question, le débit de combustible est approximativement le même ($\pm 0,01$ lpm) alors qu'une différence plus marquée du débit d'air pressurisé est notée ($0,65 \text{ m}^3/\text{s}$ [320 SCFM]). La détermination du flux par calorimétrie offre donc une certaine sensibilité pour des séquences de brûlage comparables. Les résultats des flux de chaleur absorbés par le calorimètre pour le brûleur de type A sont donnés au tableau 6.3. À partir du rapport A/C le plus faible, une augmentation de débit de combustible de près de 44 % (0,52 à 0,75 lpm) procure un accroissement du flux d'environ 52 %.

Tableau 6.3 : Comparatif des flux thermiques par calorimétrie pour différents régimes de travail pour le brûleur de type A.

Comparatif des flux thermiques (MW/m²)				
Brûleur de type A				
Paramètres	A/C = 134 %	A/C = 145 %	A/C = 158 %	A/C = 207 %
	DS = 20	DS = 20	DS = 20	DS = 20
Zone 1	0,968	0,825	0,810	0,615
Zone 2	0,741	0,658	0,632	0,488
Zone 3	0,499	0,469	0,444	0,332
Zone 4	0,317	0,286	0,286	0,212
Total	0,520	0,469	0,454	0,342

Pour mieux visualiser le flux thermique d'impact, la figure 6.21 présente la variation de la distribution du flux en fonction du temps sur la surface du disque du calorimètre. Les premières secondes englobent la descente du brûleur à la hauteur au sol prescrite. Pour un rapport A/C maximal (134 %), pour le brûleur de type A, le flux axial maximal se chiffre à près de $1,5 \text{ MW/m}^2$. À noter que pour la séquence transitoire (en considérant aussi le processus de descente de la flamme) le flux axial maximal atteint $1,56 \text{ MW/m}^2$.

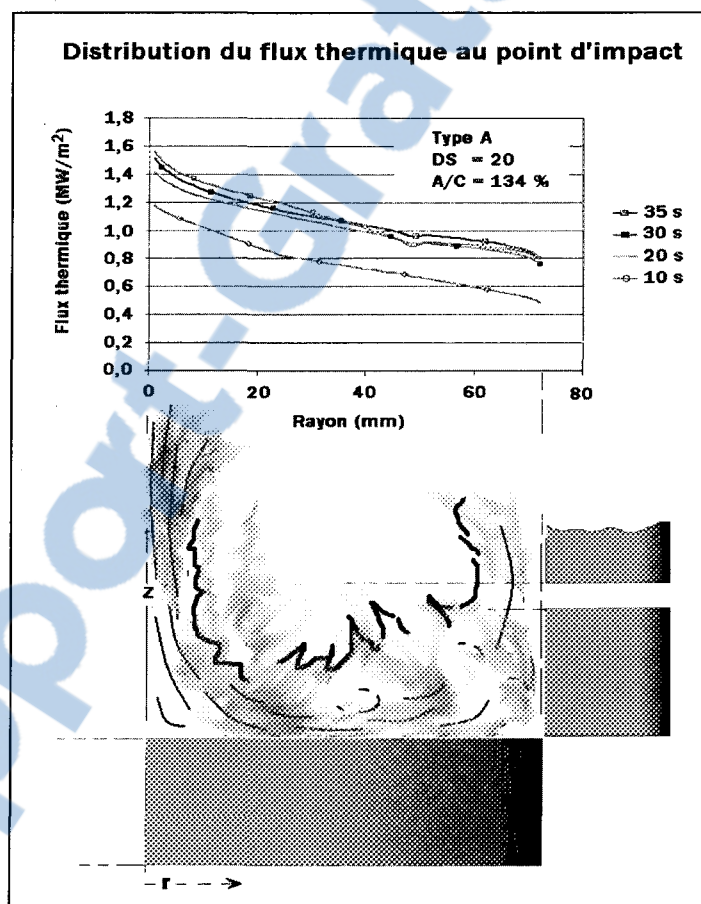


Figure 6.21 : Évolution du flux thermique au point d'impact en fonction du rayon du disque pour le brûleur de type A pour un rapport A/C de 134 %.

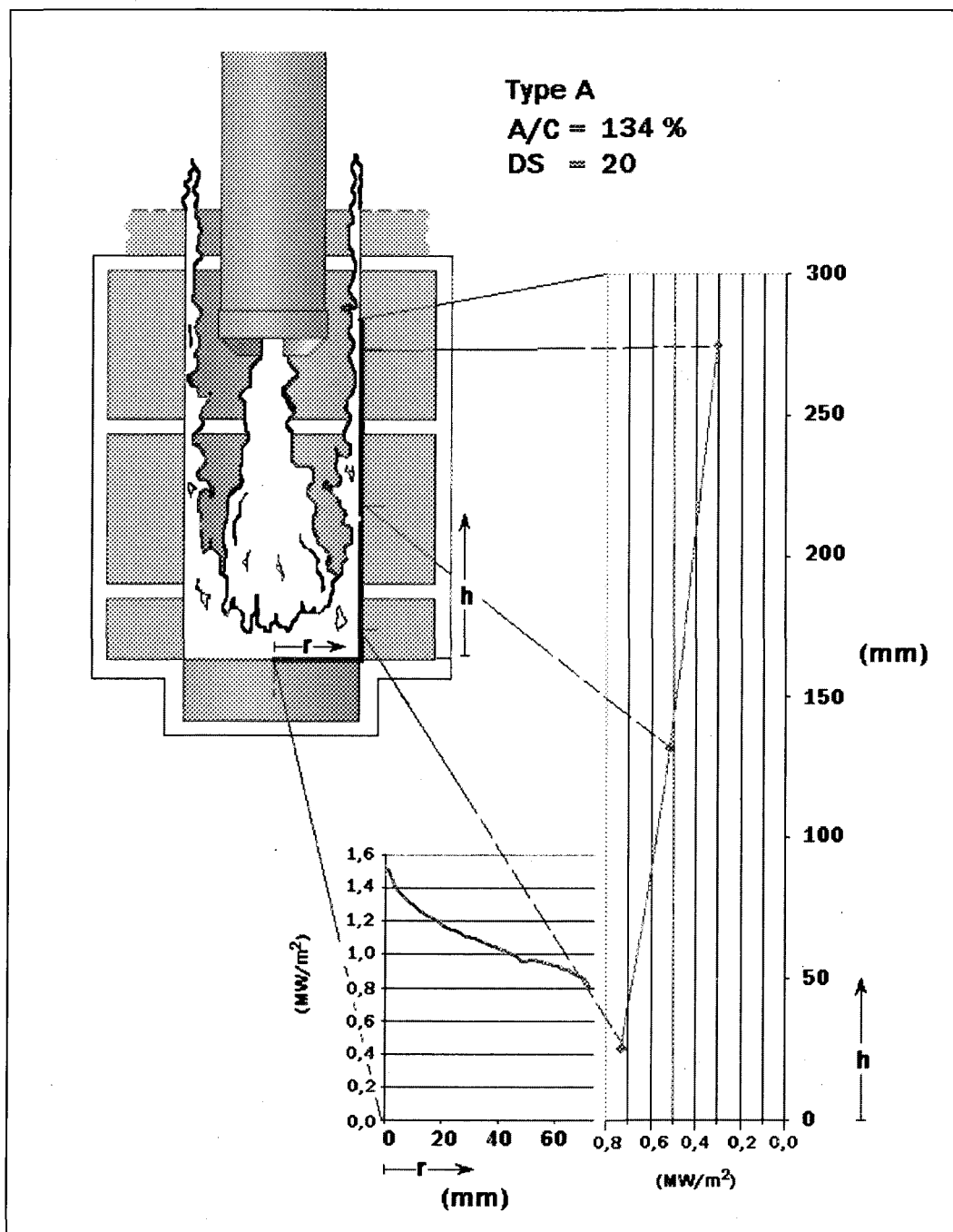


Figure 6.22 : Distribution du flux thermique à l'intérieur de la cavité cylindrique du calorimètre pour le brûleur de type A pour un rapport A/C de 134 % (distribution du flux à 35 secondes).

Un autre détail intéressant de la distribution du flux autour de la flamme est présenté en figure 6.22. Cette figure présente d'une part la distribution au point d'impact en fin de séquence à la surface du disque et d'autre part le flux moyen pour chaque zone latérale (zones 2 à 4) aux centres des surfaces respectives. Au point d'intersection entre le disque et la première zone latérale, la valeur du flux est près de la moitié de celle atteinte à l'axe central de la flamme. À noter que la diminution du flux de chaleur se poursuit également de l'extrémité du disque à la dernière surface latérale (zone 4).

6.3.2.2 Brûleur de type B

La deuxième série d'essais a été concentrée sur le brûleur de type B, la version à plus faible puissance de la version A. Au total, deux essais ont été complétés pour deux régimes sélectionnés à partir de la plage de travail définie en section 6.2.2. Les figures 6.23 et 6.24 donnent les détails des flux thermiques calculés. Pour assurer une base comparative, une distance de la tuyère au sol h_z est toujours gardée constante et la distance au sol (DS) devient alors 25.

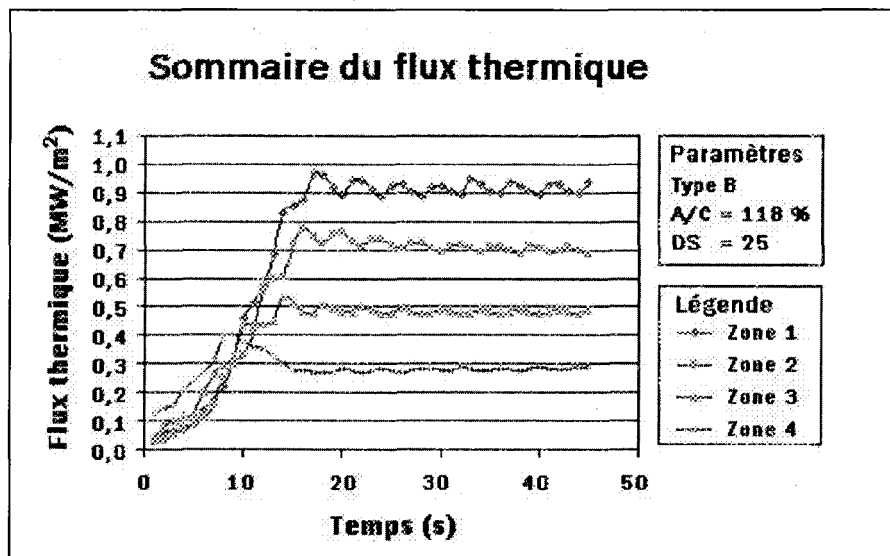


Figure 6.23 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type B pour un régime A/C de 118 % et une distance au sol (DS) de 25.

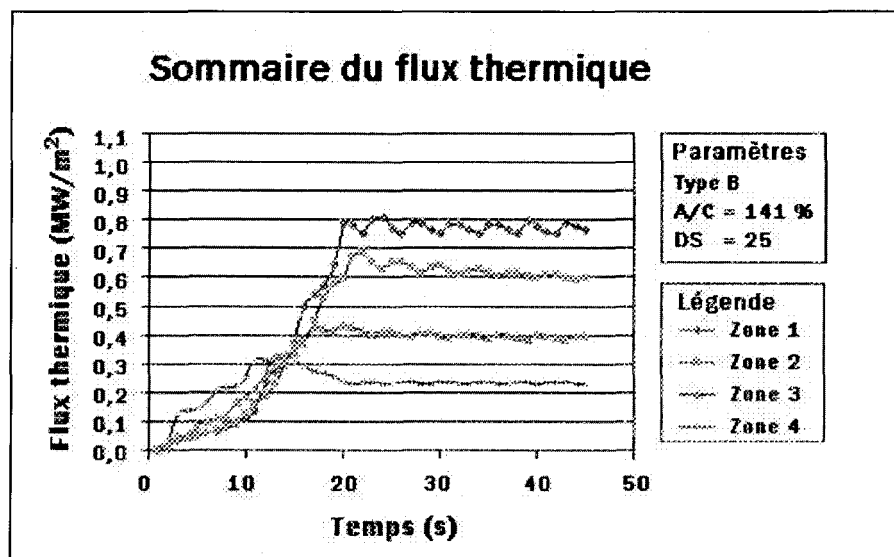


Figure 6.24 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type B pour un régime A/C de 141 % et une distance au sol (DS) de 25.

Pour les deux essais, les flux thermiques pour chaque zone se stabilisent très rapidement et restent constants jusqu'à la fin de la séquence de brûlage. Tout comme pour

le brûleur de type A, les plus grandes variations du flux sont observées près des zones d'impact. En particulier, pour une diminution du rapport A/C de 141 à 118 %, la valeur du flux de la zone 4 reste inchangée pour les deux essais. Cette diminution du régime A/C représente une augmentation du débit de combustible de 0,45 à 0,54 lpm.

Les résultats des flux de chaleur absorbés par le calorimètre pour le brûleur de type B sont présentés au tableau 6.4. À partir du régime A/C le plus faible, une augmentation de débit de combustible de près de 20 % procure un accroissement du flux global d'environ 20,4 %.

Tableau 6.4 : Comparatif des flux thermiques par calorimétrie pour différents régimes de travail pour le brûleur de type B.

Comparatif des flux thermiques (MW/m²)		
Brûleur de type B		
Paramètres	A/C = 118 % DS = 25	A/C = 141 % DS = 25
Zone 1	0,915	0,769
Zone 2	0,697	0,597
Zone 3	0,484	0,395
Zone 4	0,286	0,233
Total	0,490	0,407

La figure 6.25 présente la variation de la distribution du flux en fonction du temps sur la surface du disque du calorimètre. Pour un rapport A/C maximal (118 %), pour le brûleur de type B, le flux axial maximal local en fin d'expérimentation (à 45 secondes) se chiffre à près de 1,35 MW/m². À remarquer que la distribution générale du flux thermique

s'apparente à la courbe de la figure 6.21 (à 35 secondes). De plus, le flux maximal local atteint, pendant toute la durée de l'expérience, se chiffre à $1,37 \text{ MW/m}^2$.

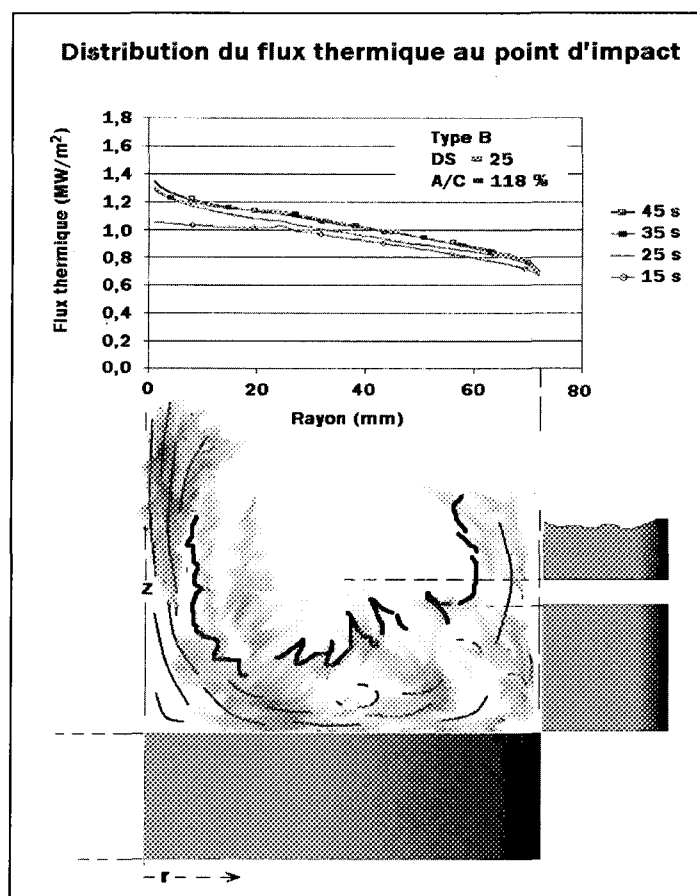


Figure 6.25 : Évolution du flux thermique au point d'impact en fonction du rayon du disque pour le brûleur de type B pour un rapport A/C de 118 %.

La distribution du flux autour de la flamme est présentée à la figure 6.26. L'aspect général de la courbe est encore une fois essentiellement comparable à celle de la figure 6.22. À partir de l'axe central du calorimètre jusqu'à la dernière zone latérale, il faut noter aussi une diminution graduelle du flux.

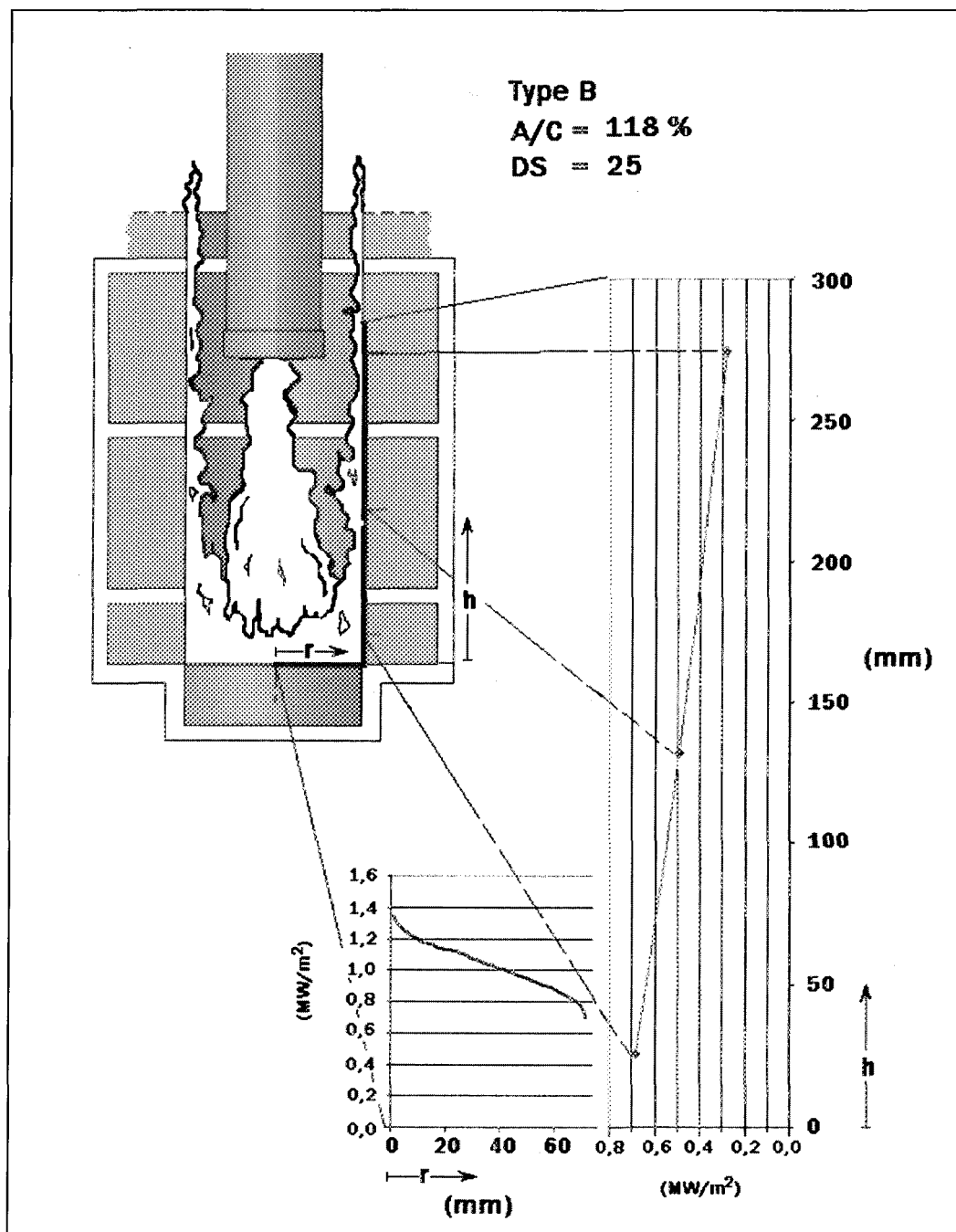


Figure 6.26 : Distribution du flux thermique à l'intérieur de la cavité cylindrique du calorimètre pour le brûleur de type B pour un rapport A/C de 118 % (distribution du flux à 45 secondes).

6.3.2.3 Brûleur de type C

Concernant le brûleur de type C, trois essais ont été effectués. Les deux premiers essais présentés correspondent à une distance au sol de 20 avec une hauteur h_z tenue constante à partir des expériences antérieures, alors que pour le troisième essai, la distance au sol a été plutôt fixée à 26. Les figures 6.27 à 6.29 font état des résultats expérimentaux.

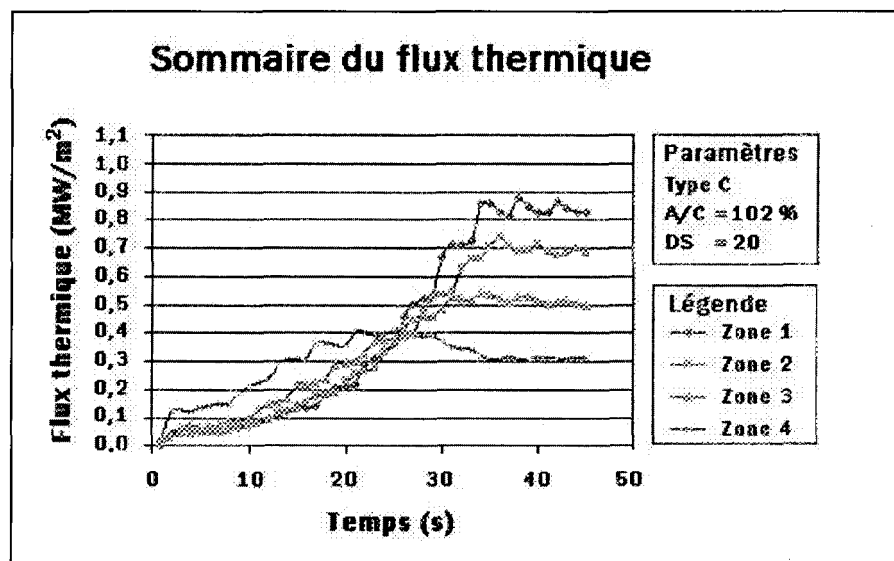


Figure 6.27 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type C pour un régime A/C de 102 % et une distance au sol (DS) de 20.

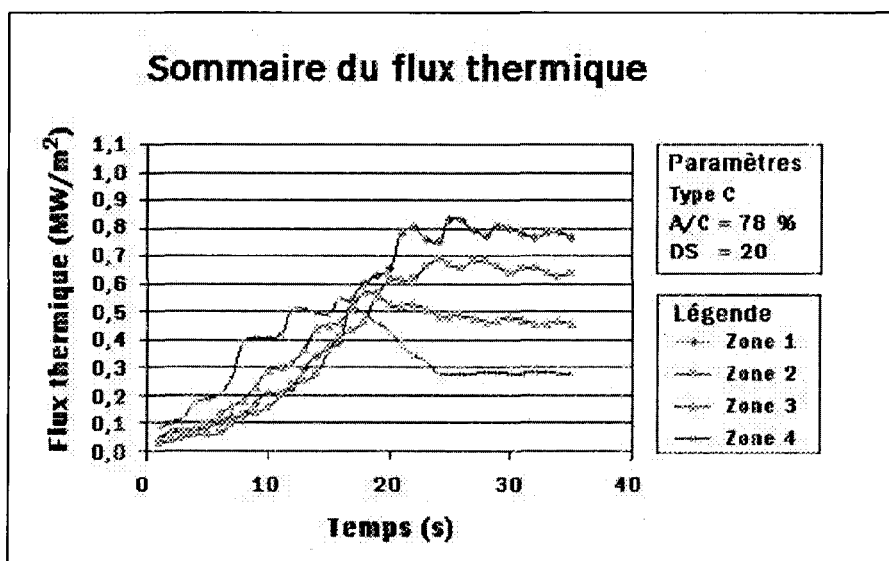


Figure 6.28 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type C pour un régime A/C de 78 % et une distance au sol (DS) de 20.

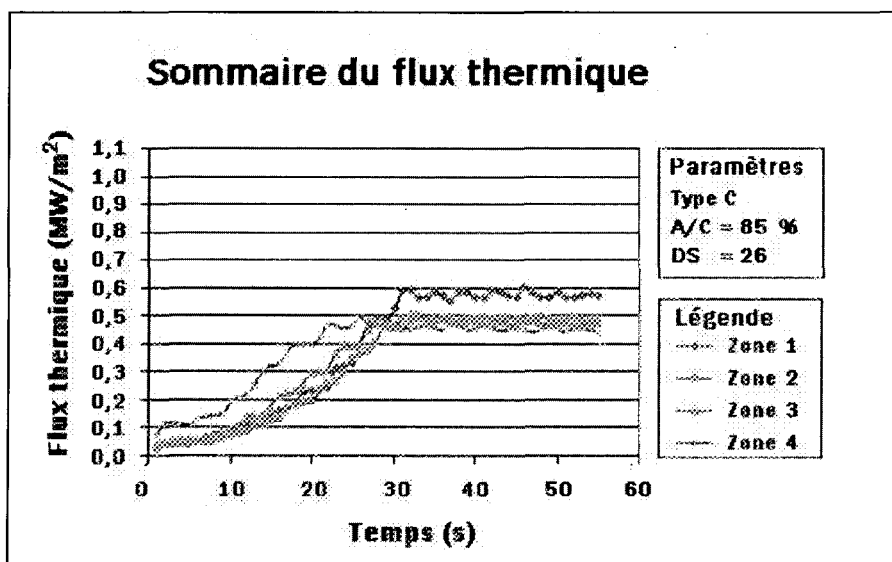


Figure 6.29 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type C pour un régime A/C de 85 % et une distance au sol (DS) de 26.

Comme les autres essais expérimentaux, le flux de chaleur se stabilise rapidement et atteint un plateau constant pour toutes les zones calorimétriques. Pour une distance au sol se chiffrant à 20, il faut noter un flux thermique plus élevé et plus stable au régime spécifié

par le manufacturier, soit un régime A/C de près de 100 % par rapport à un régime de 84,6 % qui tend à diminuer lorsque le brûleur est confiné à l'intérieur du calorimètre. Un autre essai a été réalisé à une distance au sol augmentée afin de donner un comparatif supplémentaire de la méthode. Pour une distance au sol de 26, la distribution du flux thermique est complètement modifiée. Pour les zones pariétales, les flux de chaleur tendent à s'égaliser alors que le flux thermique d'impact tend lui aussi à se rapprocher de ces mêmes valeurs. Il peut être supposé que la zone d'impact est moins confinée, que le profil de vitesse y est modifié et que l'étude calorimétrique permet de déceler ces changements. Cette expérience permet aussi de mettre en relief le fait qu'une hauteur au sol h_z doit être tenue constante pour qu'une base comparative soit respectée.

La figure 6.30 expose la distribution locale du flux au point de contact. Contrairement aux autres résultats obtenus, la distribution près de l'axe central est plus évasée et tarde à diminuer de façon significative avec l'augmentation du rayon du disque. Il faut remarquer la présence d'une plus forte élévation du flux près du deuxième thermocouple. Globalement, le flux local maximal (situé à l'axe central) est évalué à $1,16 \text{ MW/m}^2$, ce qui est significativement plus faible que les deux autres versions précédentes des brûleurs (types A et B).

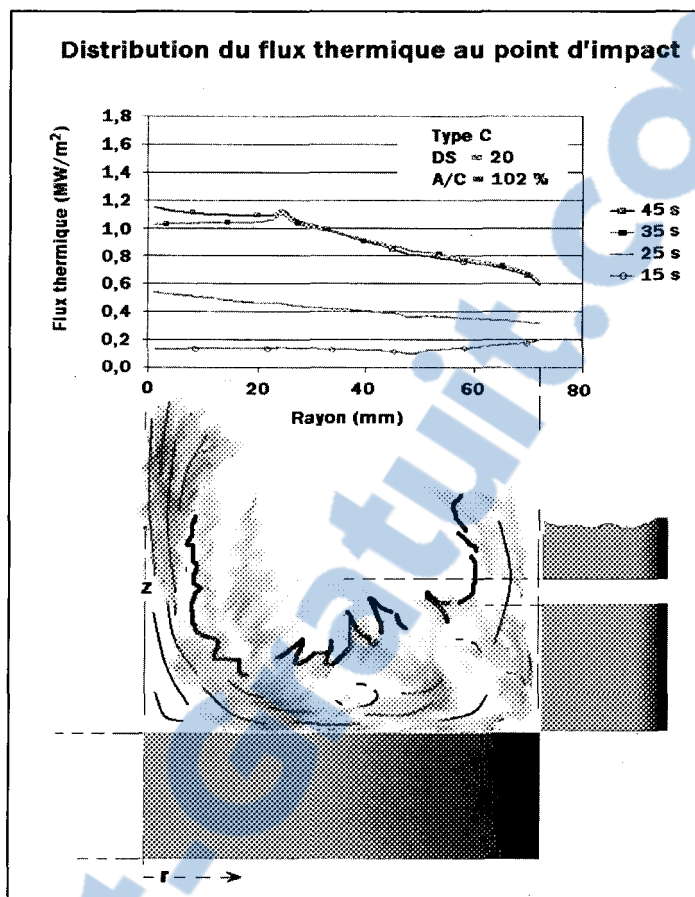


Figure 6.30 : Évolution du flux thermique au point d'impact en fonction du rayon du disque pour le brûleur de type C pour un rapport A/C de 102 %.

La distribution du flux autour de la flamme est présentée en figure 6.31. Le patron de distribution du flux, pour les zones pariétales, est tout de même comparable aux autres essais alors que la distribution au point d'impact s'apparente, contrairement aux autres distributions, à une forme plus gaussienne (cloche). Le tableau 6.5 présente aussi les flux thermiques pondérés sur les différentes surfaces, pour les essais qui ont été effectués.

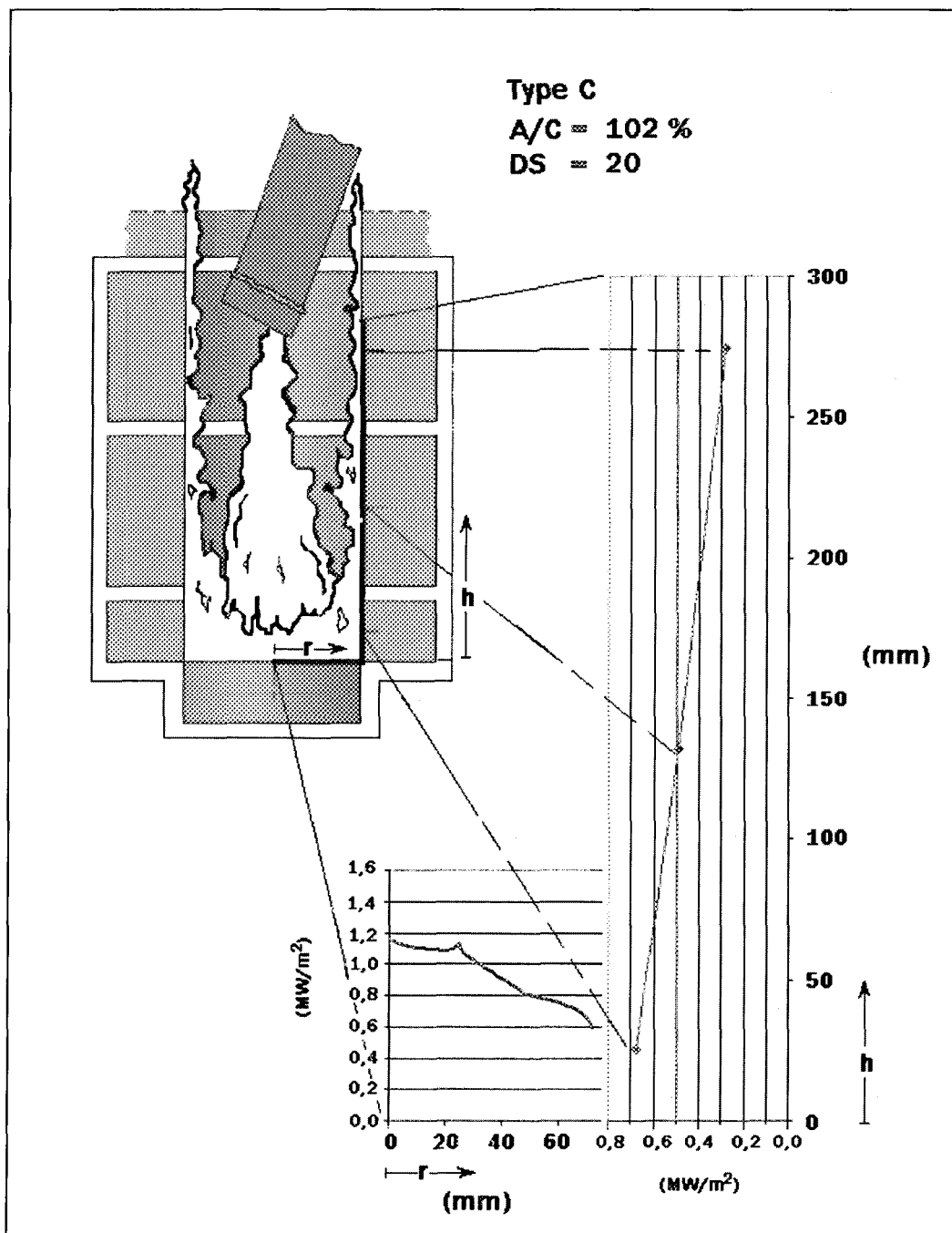


Figure 6.31 : Distribution moyenne du flux thermique à l'intérieur de la cavité cylindrique du calorimètre pour le brûleur de type C pour un rapport A/C de 102 % (distribution du flux à 45 secondes).

Tableau 6.5 : Comparatif des flux thermiques par calorimétrie pour différents régimes de travail pour le brûleur de type C.

Comparatif des flux thermiques (MW/m²)			
Brûleur de type C			
Paramètres	A/C = 78 % DS = 20	A/C = 85 % DS = 26	A/C = 102 % DS = 20
Zone 1	0,779	0,558	0,835
Zone 2	0,643	0,477	0,690
Zone 3	0,465	0,469	0,509
Zone 4	0,280	0,443	0,310
Total	0,458	0,470	0,499

Les observations sur la distribution du flux de chaleur au point de contact permettent de soulever des questions quant à la symétrie de la flamme. La progression en faible décroissance près du centre du disque (point d'impact) donne un indice d'un écoulement qui n'est pas nécessairement divisé d'une façon uniforme (par rapport à l'axe central du calorimètre) au point de stagnation. Puisque la tuyère est elle-même désaxée par rapport à la chambre de combustion, la possibilité d'une flamme qui n'est pas symétrique est fortement envisageable. Les gaz d'échappement étant éjectés à de très grandes vitesses à la sortie de la chambre de combustion, par conservation de la quantité de mouvement, la flamme est nécessairement quelque peu décentrée à la sortie de la tuyère.

Néanmoins, si l'étude de la répartition du flux thermique au point de contact de la flamme cause certaines interrogations au niveau de la symétrie du jet, la distribution du flux thermique dans les zones pariétales (voir figure 6.32), quant à elle, suggère plutôt un

écoulement relativement uniforme une fois le jet divisé. Il appert aussi que le flux maximal n'est pas concentré en une seule portion de la zone pariétale du calorimètre et qu'il se déplace plutôt d'un angle de 120° de la zone 2 aux zones 3 et 4. Les résultats de la figure 6.32 tendent à démontrer, que l'effet de confinement atténue l'effet d'une flamme qui n'est pas complètement symétrique ou encore légèrement désaxée, si tel est le cas. Ainsi, aucune investigation supplémentaire concernant l'effet d'une morphologie d'une flamme modifiée par un angle de sortie d'une tuyère (ou de l'ajout d'un déflecteur) n'est prévue pour la présente recherche. Évidemment, les imprécisions lors de l'alignement de l'axe de la tuyère à l'axe de la cavité cylindrique du calorimètre peuvent également être une source d'erreurs sur les résultats expérimentaux.

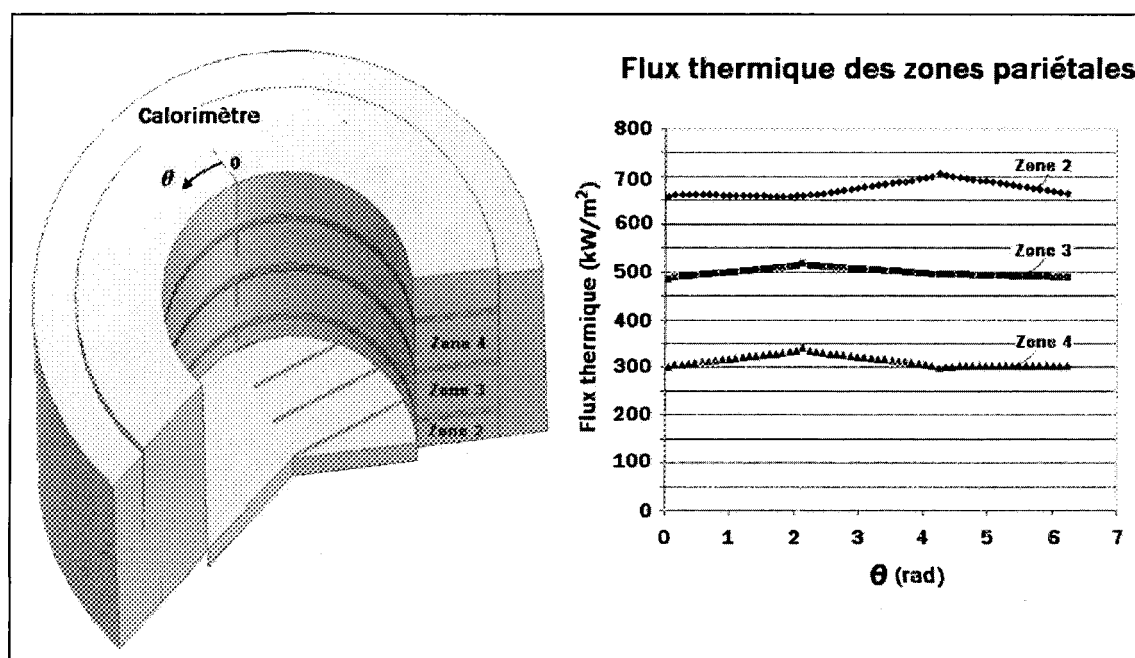


Figure 6.32 : Distribution du flux thermique aux zones pariétales pour le brûleur de type C pour un rapport A/C de 102 % (distribution du flux à 45 secondes).

6.3.2.4 Brûleur de type D

Un essai calorimétrique de la version à flamme rotative du brûleur de type B a été prévu. Pour ce type de brûleur, un seul essai a été effectué, pour un débit de combustible de 0,49 lpm. Il est essentiel de rappeler ici qu'une estimation des performances réelles de ce brûleur peuvent être prédites par les résultats du brûleur de type B¹¹. En conservant les paramètres des expériences antérieures, la distance au sol (*DS*) devient 28,5. La figure 6.33 illustre les résultats.

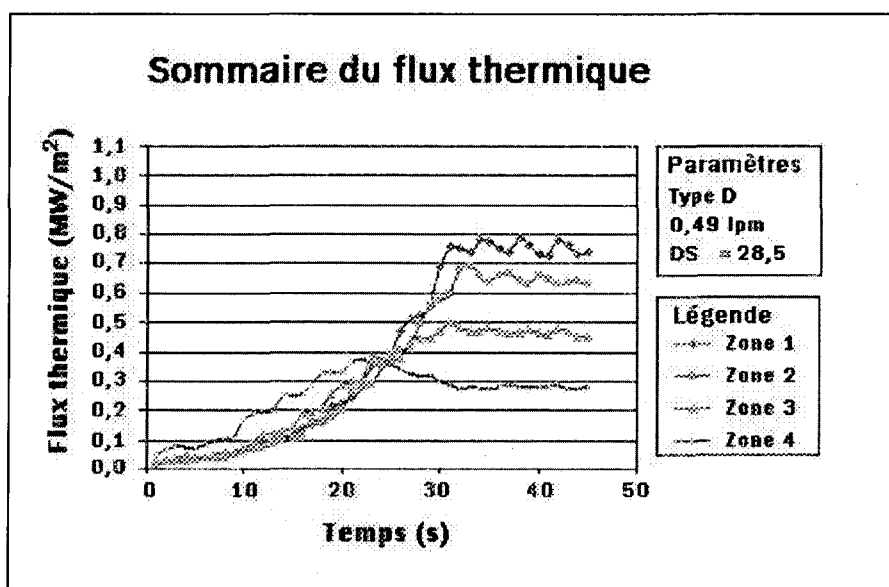


Figure 6.33 : Sommaire du flux thermique pour le brûleur de type D pour un débit de combustible à 0,49 lpm et une distance au sol (*DS*) de 28,5.

¹¹ Le prototype de type D est constitué des éléments internes du brûleur axial de type B. Toutes les spécifications de la chambre de combustion, de l'injecteur à combustible et de la tuyère y sont en tous points équivalentes.

Tableau 6.6 : Comparatif des flux thermiques par calorimétrie pour un régime A/C de référence pour le brûleur de type D.

Comparatif des flux thermiques (MW/m²)	
Brûleur de type D	
Paramètres	0,49 lpm DS = 28,5
Zone 1	0,748
Zone 2	0,640
Zone 3	0,461
Zone 4	0,281
Total	0,453

Une déduction peut être faite à l'effet que l'ajout d'un déflecteur en périphérie de la flamme ne semble pas faire chuter dramatiquement les performances thermiques. Pour ce régime, de plus grandes fluctuations du flux de chaleur au point de contact se présentent, mais une valeur moyenne peut être déterminée, comme pour les autres essais antérieurs. Le tableau 6.6 dresse les valeurs moyennes du flux thermique pour les quatre zones calorimétriques. Les profils du flux de chaleur au point d'impact, à différents stades de l'expérimentation sont donnés à la figure 6.34. Il faut cependant noter que le flux maximal à l'axe central après 45 secondes (1,05 MW/m²) est substantiellement inférieur aux autres valeurs observées pour tous autres types de brûleurs. Le flux central maximal obtenu durant la séquence de brûlage se chiffre à approximativement 1,1 MW/m².

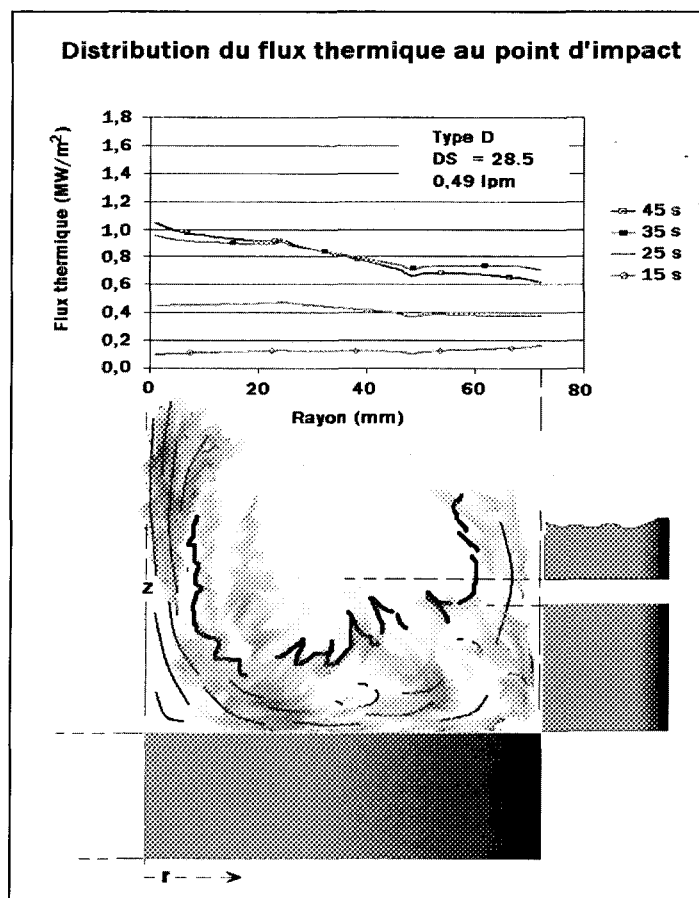


Figure 6.34 : Évolution du flux thermique au point d'impact en fonction du rayon du disque pour le brûleur de type D pour un débit de combustible de 0,49 lpm.

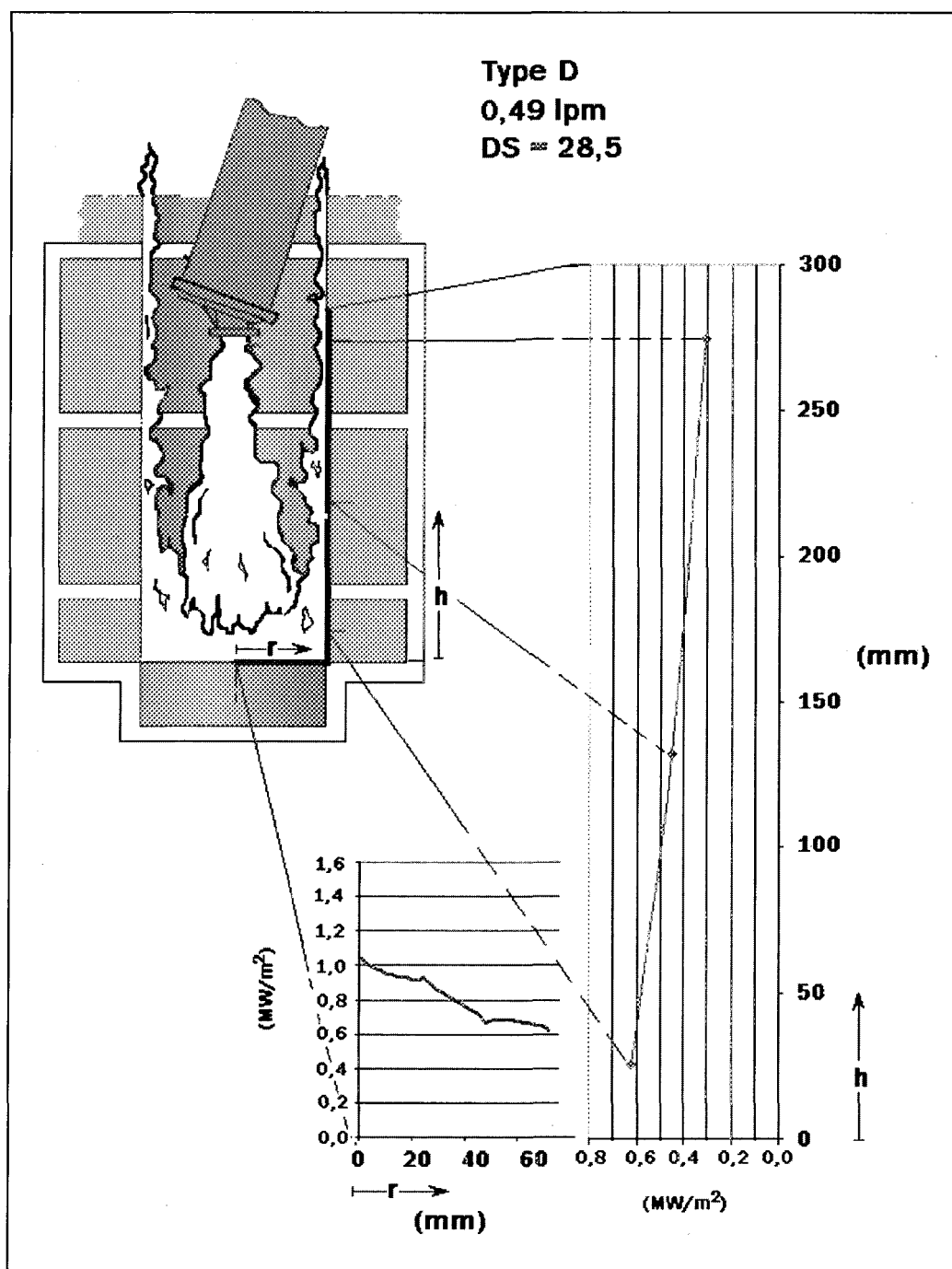


Figure 6.35 : Distribution moyenne du flux thermique à l'intérieur de la cavité cylindrique du calorimètre pour le brûleur de type D pour un débit de combustible de 0,49 lpm (distribution du flux à 45 secondes).

À noter que pour quantifier l'enveloppe thermique, le brûleur de type D a été placé de façon à ce que le jet frappe perpendiculairement en son centre le disque d'acier, comme dans tous les autres essais, afin d'assurer une comparaison adéquate. En mode opératoire, la flamme de ce brûleur doit être nécessairement décentrée et en rotation, afin d'accentuer la fréquence des chocs thermiques sur la surface rocheuse (figure 6.36).

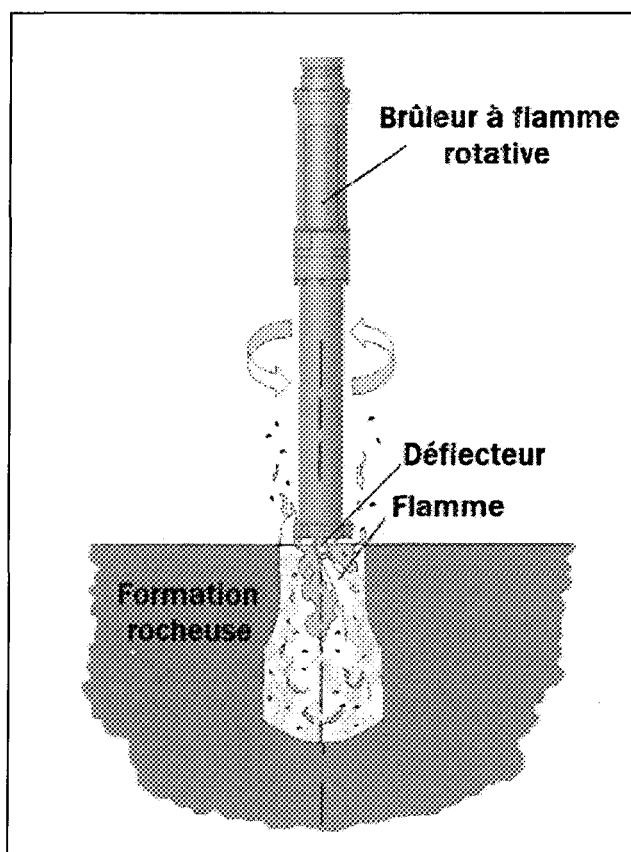


Figure 6.36 : Mode opératoire de fragmentation privilégié pour le brûleur de type D .

D'autre part, l'ajout d'un déflecteur modifie assurément la morphologie de la flamme. Le déviateur de jet (ajouté à la sortie de la tuyère) n'offre pas une continuité axiale et la flamme ne peut être aussi symétrique que les flammes générées par les brûleurs de

types A et B. Ainsi, tout comme dans le cas du brûleur de type C, les résultats expérimentaux sont quelque peu altérés, les hypothèses de base qui concernent le caractère en deux dimensions de l'écoulement à l'intérieur de la cavité du calorimètre étant légèrement modifiées et ce, particulièrement au point de contact. Cependant, l'analyse permet de comparer les distributions thermiques et de procéder à une caractérisation adéquate, pour les mêmes raisons évoquées en section 6.3.2.3.

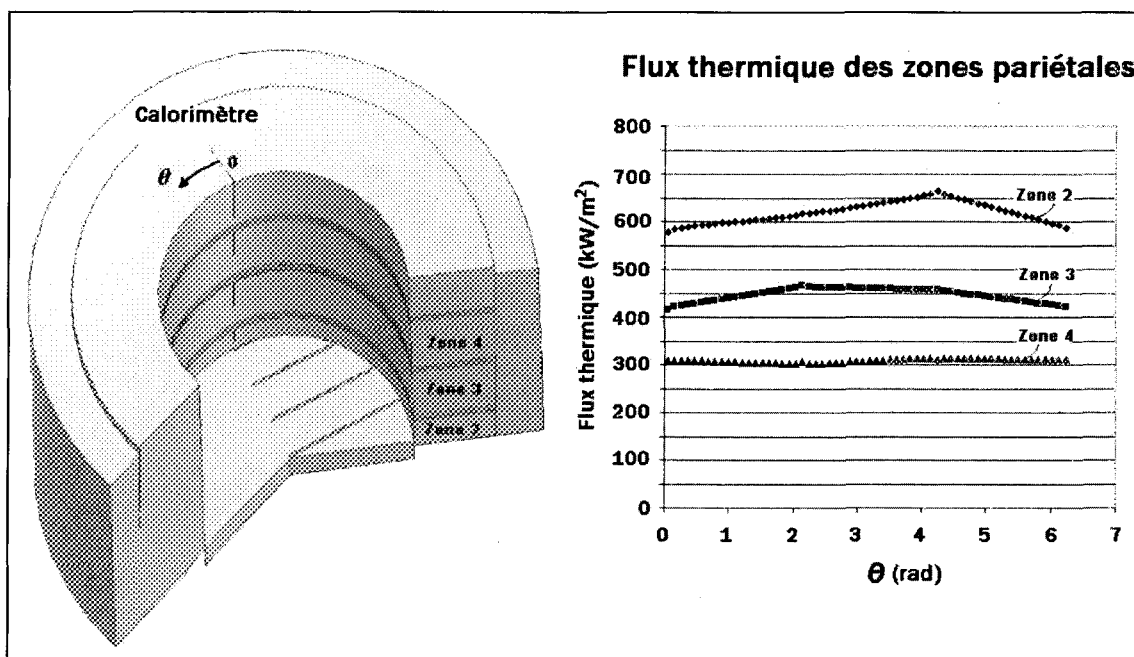


Figure 6.37 : Distribution du flux thermique aux zones pariétales pour le brûleur de type D pour un débit de combustible 0,49 lpm (distribution du flux à 45 secondes).

6.3.2.5 Récapitulation des essais par calorimétrie

Au total, dix essais calorimétriques, utilisant toute la gamme des brûleurs à des régimes A/C spécifiques, ont été faits. Dans l'ensemble, deux essais à régimes A/C semblables, pour une version de brûleur en particulier (type A), ont été prévus afin de vérifier la répétitivité de la méthode. Pour la suite de l'analyse, les essais à puissance maximale sont considérés et une récapitulation de ces essais (qui vont éventuellement servir pour la caractérisation finale) est exposée en tableau 6.7.

À ce stade, il est essentiel de définir un critère d'efficacité de transfert de chaleur pour chaque brûleur. Un des critères tout à fait approprié pour l'analyse se résume à produire un rapport proportionnel de l'énergie absorbée par le calorimètre à l'apport énergétique fourni (débit du combustible) {20} :

$$\Phi = \frac{\text{Taux de transfert moyen (MW/m}^2\text{)}}{\text{Puissance admise (kW)}} \times 100 \quad (6.2)$$

Le critère d'efficacité dicté par l'équation 6.2 permet de mettre en valeur la puissance transmise au calorimètre par unité de surface (MW/m²) par tranche de 100 kW de puissance générée par un brûleur donné. Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau 6.7.

Le tableau 6.7 met en évidence les flux générés par tous les types de brûleurs confondus, pour un rapport A/C optimal¹², durant les séries d'essais effectués à la phase 2.

¹² Un rapport optimal A/C signifie une configuration où le débit de combustible maximal est sélectionné sans évacuation excessive de suie (fumée noire ou grisâtre) à la sortie du brûleur.

À noter qu'uniquement les essais à une puissance maximale admissible pour chaque brûleur sont considérés, étant donné qu'une comparaison à puissance égale ne pourrait pas être représentative. Par exemple, il n'est en aucun temps judicieux d'ajuster le brûleur de type A à une puissance équivalente à celle du brûleur de type B, un tel nivellement de puissance implique nécessairement une utilisation sous un mode opératoire plus optimal et un déclin de l'efficacité du brûleur de type A ne peut qu'en résulter.

Tableau 6.7 : Tableau comparatif des essais par calorimétrie pour les différents types de brûleurs pour des rapports A/C optimaux.

Comparatif des flux thermiques avec rapports A/C optimaux				
Brûleur	Type A	Type B	Type C	Type D
Puissance nominale (kW)	450	350	320	350 ¹³
Puissance utilisée (kW)	478	344	319	312
A/C (%)	134	118	102	---
DS	20	25	20	28,5
Zone 1 (MW/m²)	0,968	0,915	0,835	0,748
Zone 2 (MW/m²)	0,741	0,697	0,690	0,640
Zone 3 (MW/m²)	0,499	0,484	0,509	0,461
Zone 4 (MW/m²)	0,317	0,286	0,310	0,281
Total (MW/m²)	0,520	0,490	0,499	0,453
Φ (MWm⁻²/100 kW)	0,109	0,142	0,156	0,145

6.4 Résultats des essais destructifs par fragmentation thermique

Une fois que les essais par calorimétrie sont effectués, une phase expérimentale vient compléter la stratégie de caractérisation. Les brûleurs sont alors placés en condition de fragmentation.

¹³ Comme référence, la puissance nominale du brûleur de type D est réputée semblable à celle du type B.

6.4.1 Procédure et préparation des essais destructifs

Les essais de fragmentation thermique consistent à introduire le brûleur, d'une façon similaire à la phase 2, à l'intérieur de trous perforés dans des blocs de granite rose¹⁴. Pour mieux comparer les résultats, les trous ont un diamètre de 15,24 cm [6 po] légèrement supérieur à l'orifice du calorimètre et ont une profondeur de 40,64 cm [16 po]. Plusieurs trous à peu près équidistants sont pratiqués sur un même bloc. La perforation des trous se fait à l'aide d'une puissante foreuse mécanique (figure 6.38).

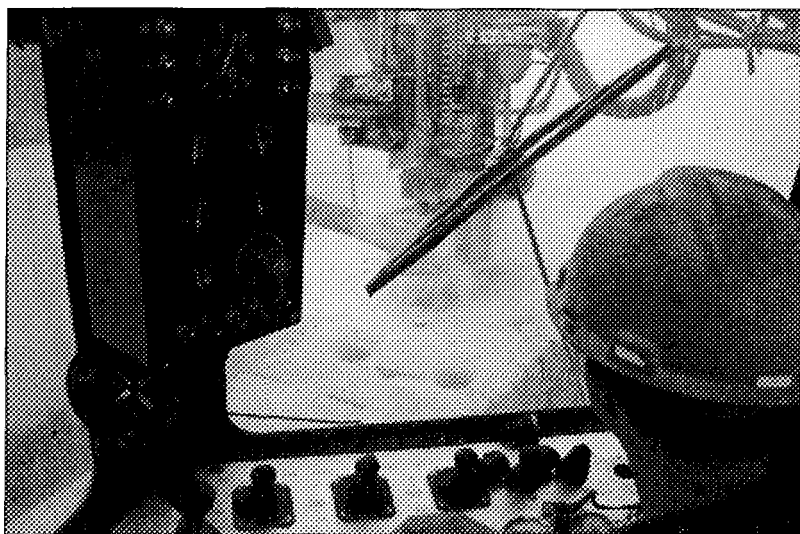


Figure 6.38 : Perforation des trous par forage mécanique dans un bloc de granite.

Au total, trois blocs de granite comptant chacun quinze trous sont prévus pour réaliser différents essais de fragmentation. À cet effet, l'annexe D dresse l'inventaire et les spécifications des différents blocs perforés. De plus, afin de conserver un confinement

¹⁴ Les blocs proviennent d'une carrière située à Labaie (Québec) de la société Granicor.



acceptable, un dégagement externe (mur) d'au moins 0,13 m est respecté pour tous les orifices pratiqués dans les blocs. La procédure expérimentale est simple et similaire à celle prévue à la phase 2. Tout d'abord, le volume initial de chaque trou doit être déterminé. Pour ce faire, un long réservoir tubulaire muni d'une valve de décharge est utilisé. Une fois que le réservoir est rempli, il est pesé et le niveau d'eau y est mesuré (à l'aide d'une tige très mince) puis cette même procédure est répétée une fois le remplissage du trou complété (voir figure 6.39). Ensuite, l'alignement et le centrage du revêtement cylindrique du brûleur à l'axe du trou sont effectués, à la distance au sol (DS) choisie.

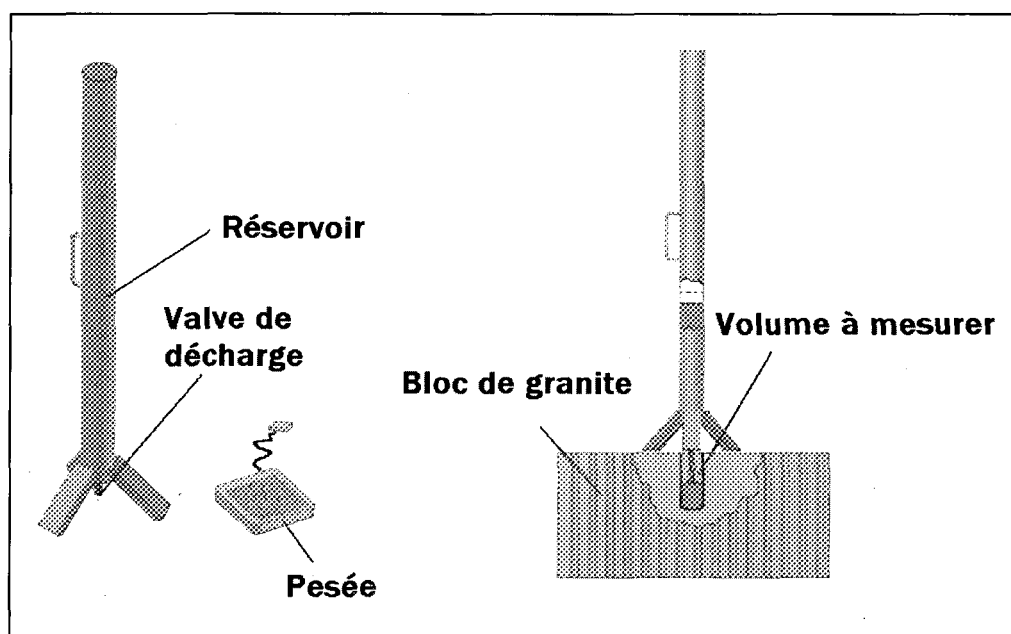


Figure 6.39 : Procédure de la mesure du volume des trous fragmentés.

Par la suite, le démarrage du brûleur et l'ajustement du régime A/C sont effectués sans que la flamme n'entre en contact avec la cavité rocheuse. Une fois que la plaque de protection est repoussée, la glissière est descendue jusqu'à ce que la distance au sol soit

respectée et le processus de fragmentation s'effectue librement à l'intérieur de la cavité pour une durée établie préalablement. Lorsque le temps de l'expérimentation est expiré, l'alimentation en combustible est immédiatement coupée et la nouvelle cavité est purgée de ses résidus. Finalement, le volume final de la cavité est mesuré pour fins de comparaison.

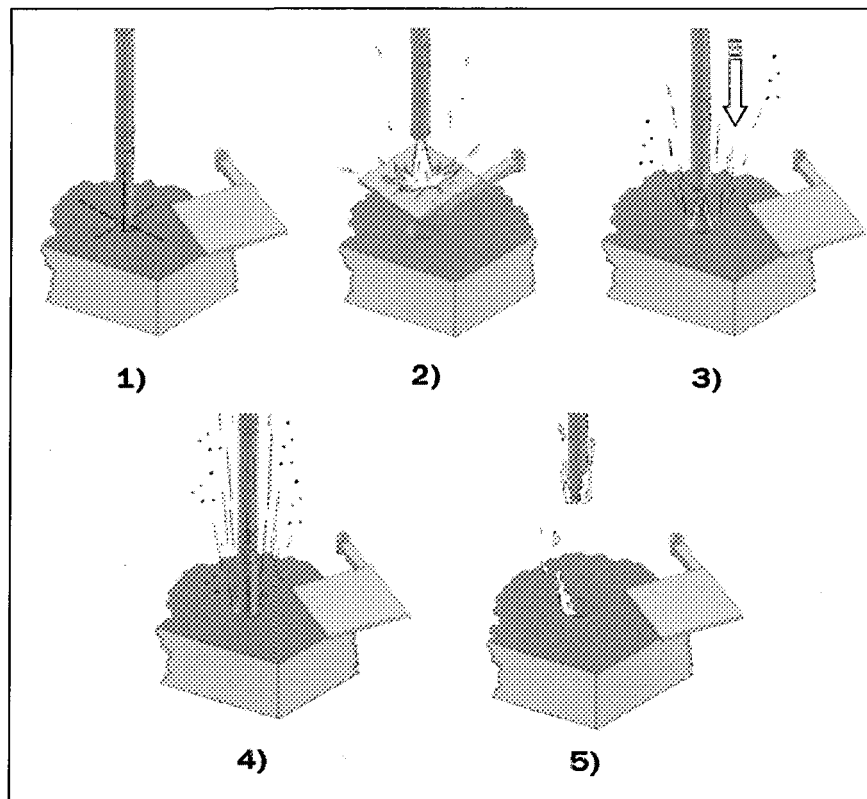


Figure 6.40 : Procédure expérimentale de la phase 3 consistant en 1) l'alignement du brûleur à l'intérieur du trou, 2) l'allumage et le réglage des paramètres d'opération du brûleur, 3) la descente du brûleur, 4) la période de fragmentation avec le brûleur stationnaire à la distance au sol choisie et 5) l'arrêt de l'alimentation en combustible et la remontée du brûleur.

6.4.2 Observations sur les cavités fragmentées

Afin de valider l'étude par calorimétrie, plusieurs expériences de fragmentation avec les différents types de brûleurs ont été réalisées. La première étape des essais implique l'ajustement des régimes A/C optimaux (voir tableau 6.7). Le tableau 6.8 résume l'essentiel des données recueillies.

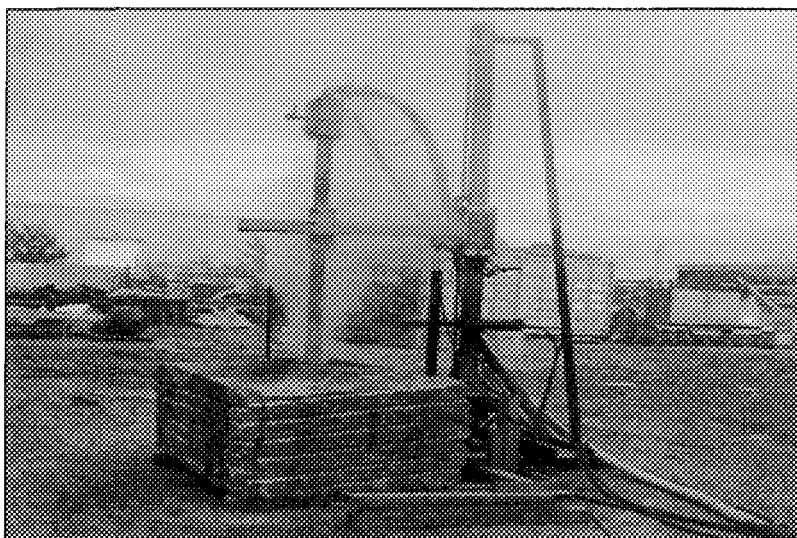


Figure 6.41 : Brûleur en action lors des essais destructifs.

Les essais de fragmentation ont tous été réalisés en appliquant la même procédure décrite en section 6.4.1. À l'origine, un temps de brûlage de 45 secondes était prévu, mais pour augmenter substantiellement le volume de fragmentation un temps de 90 secondes a été prescrit pour tous les essais ultérieurs. Pour bien déterminer la performance en condition d'opération, le critère d'efficacité dicté par l'équation 3.31 est appliqué. Le tableau 6.9 affiche les résultats de l'application de cette formule alors que la figure 6.42 illustre les patrons de forage thermique réalisés.

Tableau 6.8 : Sommaire des résultats des essais de fragmentation.

Essais calorimétriques avec régimes optimaux¹⁵				
Brûleur	Type A	Type B	Type C	Type D¹⁶
Puissance nominale (kW)	450	350	320	350
Débit de combustible (L/min)	0,75	0,54	0,5	0,49
Puissance utilisée (kW)	478	344	319	312
A/C (%)	134	118	102	---
DS	20	25	20	28,5
Enveloppe thermique développée (MW/m²)	0,520	0,490	0,499	0,453

Essais de fragmentation avec régimes optimaux				
Débit de combustible (L/min)	0,73	0,54	0,5	0,5
Puissance utilisée (kW)	465	344	319	319
A/C (%)	136	119	100	---
DS	20	25	20	28,5
Volume fragmenté (L)	7,21	6,01	5,61	4,7
Temps de fragmentation (s)	90	90	90	90

Tableau 6.9 : Comparatif des efficacités pour un temps de fragmentation de 90 secondes.

Brûleur	Rapport	Pression		ϕ (MJ/m ³) ¹⁷
		Compression (kPa)	Ambiante (kPa)	
A	136	763,8	101,8	6753
B	119	764,3	102,3	5759
C	100	764,8	102,8	5628
D	---	639,7	101,7	7041

Ainsi, il est démontré que le brûleur de type A, bien qu'il offre des performances brutes de fragmentation impressionnantes, possède une efficacité inférieure aux deux autres

¹⁵ Tirés du tableau 6.7.

¹⁶ Volume de fragmentation réalisé avec une rotation de 3 tr/min.

¹⁷ L'énergie de fragmentation est dictée par la formule 3.31.

types de brûleurs commerciaux (types B et C). Cette tendance se démarquait déjà lors des essais de mesures des flux thermiques. En définitive, le brûleur de type C offre la meilleure efficacité de fragmentation. Il faut cependant noter que le critère de performance ϕ du tableau 6.11 fait référence à des conditions expérimentales particulières. Ainsi, il est possible qu'une grande partie de la puissance du brûleur de type A est inutilisée pour ce type d'expérience et pour les applications à faibles profondeurs, là où la rapidité d'exécution n'est pas essentielle; l'utilisation des brûleurs de types B et C serait plutôt recommandée.

Le brûleur de type D (prototype à flamme en mouvement), toujours en terme d'efficacité, semble souffrir grandement des modifications qui ont été apportées. La présence d'un déflecteur qui redirige le jet vers la paroi latérale du trou amortit rapidement la quantité de mouvement qui est essentielle à l'évacuation des débris. Par m^3 de roc désintégré thermiquement, une augmentation d'énergie d'environ 22 % doit être investie au brûleur de type D par rapport au brûleur d'origine (type B).

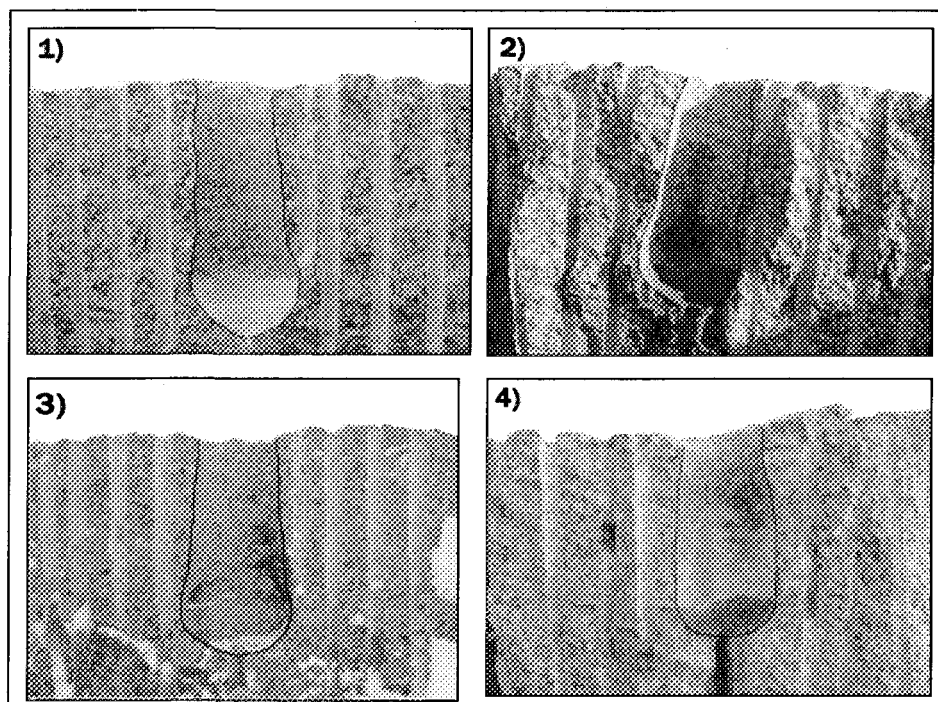


Figure 6.42 : Coupes transversales des élargissements par brûlage pour 1) l'essai du brûleur de type A ($A/C = 136 \%$, $DS = 20$), 2) l'essai effectué par le brûleur de type B ($A/C = 119 \%$, $DS = 25$)¹⁸, 3) l'essai du brûleur de type C ($A/C = 100 \%$, $DS = 20$) et 4) l'essai du brûleur expérimental de type D (0,49 lpm $DS = 28,5$).

¹⁸ La cavité fragmentée par le brûleur de type B est clairement désaxée sur la figure 6.42, ceci est dû au fait que le forage du trou primaire par la foreuse mécanique était lui aussi désaxé, ce qui n'affecte en rien les résultats expérimentaux.

CHAPITRE 7

CONCLUSION

L'objectif du projet de recherche était de procéder à une caractérisation de différents brûleurs à jet supersonique (trois brûleurs commerciaux et un prototype). Une méthode unique comprenant toutes les étapes pour bien positionner et comparer les brûleurs quant à leurs puissances, leurs performances thermiques et leurs capacités à fragmenter a été mise en place indépendamment du type de roc. À chaque fois qu'un nouveau développement apparaîtra sur un de ces types de brûleurs, la reproduction de ces étapes permettra de rapidement évaluer la performance thermique avant même de planifier de longues campagnes de forage. De plus, à l'aide de cette méthode de caractérisation, les futurs efforts scientifiques sur la productivité de l'abattage thermique comme méthode de minage pourront être supportés par des données en laboratoire (capacités thermiques et de fragmentation plus théoriques).

Le chapitre 7 regroupe les principaux éléments qui permettent de compléter cette caractérisation. Des recommandations et des suggestions pour des recherches ultérieures sont aussi formulées.

7.1 Analyse et discussion des résultats

Le tableau 7.1 résume les détails des trois phases expérimentales. Les données techniques ont été obtenues lors de la première phase d'essais, en comparant visuellement et en enregistrant une lecture de température de jet (à 38,1 cm [15 po] de la sortie des gaz). Ces données permettent de statuer dès le départ les puissances nominales des brûleurs à l'essai et leurs régimes A/C d'opération plus adéquats. Il faut se rappeler qu'il est possible, pour un chercheur expérimenté et avisé, d'ajuster grossièrement un régime A/C à l'aide d'indices sensoriels. Néanmoins, cet ajustement quelque peu intuitif ne représente en rien un réglage optimal. Pour la présente recherche, non seulement les indices visuels ont été considérés, mais une lecture de température du jet (zone subsonique) est utilisée comme principal critère du niveau d'intensité de la flamme. La deuxième section du tableau 7.1 fournit les détails des flux thermiques produits par les différents brûleurs. Au total, une dizaine d'essais calorimétriques ont été complétés (voir chapitre 6). En laboratoire, mais aussi en chantier, les brûleurs à jet supersonique sont généralement utilisés à leur pleine capacité. Ainsi, les résultats des quatre essais à puissance maximale (prise à partir de la plage A/C permise et préalablement définie en phase 1) ont été retenus pour compléter la caractérisation et sont affichés en tableau 7.1. Finalement, les résultats des essais de fragmentation sont réunis dans la troisième partie du tableau. Pour valider les résultats, les paramètres sont aussi ajustés à pleine puissance.

Tableau 7.1 : Résumé des données recueillies lors des essais.

Données techniques				
Brûleur	A	B	C	D
Flamme	Axiale	Axiale	Inclinée	Inclinée et en rotation
Puissance nominale (kW)	450	350	320	350
Régime A/C d'opération (%)	135-150	100-125	95-105	100-125
Données calorimétriques				
A/C (%)	134	118	102	---
DS	20	25	20	28,5
Puissance (kW)	478	344	319	312
Débit de combustible (lpm)	0,75	0,54	0,5	0,49
Flux thermique de la zone 1 (MW/m ²)	0,968	0,915	0,835	0,748
Flux thermique de la zone 2 (MW/m ²)	0,741	0,697	0,69	0,64
Flux thermique de la zone 3 (MW/m ²)	0,499	0,484	0,509	0,461
Flux thermique de la zone 4 (MW/m ²)	0,317	0,286	0,31	0,281
Flux thermique total (MW/m ²)	0,52	0,49	0,5	0,453
Φ (MWm ⁻² /100 kW)	0,109	0,142	0,156	0,145
Données de fragmentation thermique				
A/C (%)	136	119	100	---
DS	20	25	20	28,5
Puissance (kW)	465	344	319	319
Débit de combustible (lpm)	0,73	0,54	0,5	0,5
Rotation (tr/min)	---	---	---	3
Volume fragmenté (dm ³)	7,21	6,01	5,61	4,7
Temps de fragmentation (s)	90	90	90	90
ϕ (MJ/m ³)	6753	5759	5628	7041

7.1.1 Puissances nominales et régimes d'opération

Les puissances nominales des brûleurs à l'essai comblent une plage de 320 à 450 kW. Ces puissances sont obtenues en augmentant progressivement le débit de combustible tout en limitant les instabilités de combustion.

Le brûleur de type A de conception russe offre la puissance la plus imposante à 450 kW pour un débit de combustible de 0,7 lpm. Le régime d'opération A/C beaucoup plus élevé signifie qu'une quantité d'air supérieure doit être nécessairement ajoutée pour obtenir une combustion adéquate. En conséquence, une température de flamme nettement moins élevée est attendue et les résultats expérimentaux le démontrent bien.

Le brûleur de type B offre une puissance nominale de 350 kW, celle-ci étant obtenue en ajustant un débit de 0,5 lpm. En comparaison avec son homologue russe à plus haute puissance (type A), le régime A/C d'opération est légèrement supérieur aux valeurs stœchiométriques.

Le brûleur de type C démontre un comportement plus particulier. Pour l'étude, les débits d'air et de combustible ont été fixés en fonction des spécifications du manufacturier (ce qui correspond à un rapport A/C qui approche les conditions stœchiométriques). Pour cette condition, une puissance de 320 kW pour un débit de 0,5 lpm est prescrite. Cependant, il a été démontré (voir annexe A section A.3.2) qu'un surplus significatif de débit de combustible peut être ajouté.

En ce qui a trait au brûleur de type D (brûleur prototype), la puissance nominale est considérée comme semblable à celle fournie par le type B.

7.1.2 Transfert thermique

7.1.2.1 Enveloppes thermiques développées autour de la flamme

Bien que les puissances nominales des brûleurs restent des données techniques essentielles, elles ne peuvent pas, à elles seules, décrire les performances thermiques réelles. Les essais calorimétriques qui ont été faits permettent de mieux établir une productivité escomptée.

À cette étape, les expériences ont démontré qu'en condition de confinement (cylindrique), l'enveloppe thermique totale développée par chaque brûleur est relativement semblable, une valeur qui se chiffre à près de 500 kW/m^2 . Dans cette optique, le brûleur de type A offre un potentiel de transfert de chaleur en confinement nettement moindre, par comparaison aux puissances nominales d'entrée (478 par rapport à 344 et 319 kW). Comme il a été expliqué, une plus faible température de flamme du brûleur de type A (rapport A/C supérieur) réduit son potentiel de transfert thermique au calorimètre. En appliquant un bilan sur toutes les zones de la cavité cylindrique, le brûleur de type C offre une performance thermique supérieure. Cette conclusion provient en partie du fait que la plus grande portion de la surface totale interne est comblée par les zones latérales (zones 2 à 4), où les flux thermiques pour tous types de brûleurs sont assez comparables.

En termes d'efficacité thermique globale, le brûleur de type C offre la meilleure alternative (0.156 MW/m^2 au 100 kW de puissance), suivi du brûleur de type D (0.145 MW/m^2 au 100 kW de puissance). Les brûleurs de types B et A complètent le classement en troisième et quatrième positions (0.142 MW/m^2 et 0.109 au 100 kW de puissance respectivement).



7.1.2.2 Flux thermiques au point de contact de la flamme

Il a déjà été mentionné que le flux thermique au point d'impact du calorimètre est d'un intérêt particulier. En analysant plus en détail la distribution des flux thermiques au point d'impact (disque), plusieurs autres observations peuvent être faites. Les figures 6.22, 6.26, 6.31 et 6.35 tracent les distributions en fin d'expérimentation.

En particulier, les distributions des flux thermiques tout autour de l'enceinte montrent un profil différent des valeurs des enveloppes thermiques. Malgré une température de flamme plus faible, le brûleur de type A éjecte un plus grand débit massique et le flux d'impact qu'il génère reste tout de même supérieur (particulièrement au point de stagnation) à près de 1.52 MW/m^2 . En comparant les flux maximaux, l'augmentation est de près de 12 % par rapport au brûleur de type B et de près de 30 % par rapport au brûleur de type C. Cette augmentation du flux au point d'impact implique nécessairement une plus grande agressivité de pénétration. En fait, le disque calorimétrique (zone d'impact) représente à lui seul environ 11 % de la surface totale du calorimètre et le flux thermique total ne suffit alors pas à tirer les conclusions finales. Ainsi, pour les essais calorimétriques,

il est suggéré que le brûleur de type A offre les meilleures performances alors que le brûleur de type C (par rapport à sa puissance nominale plus faible) offre tout de même la meilleure efficacité en termes de performance thermique.

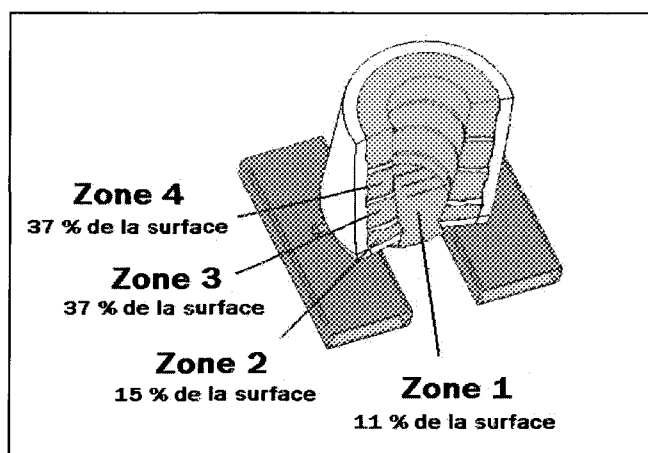


Figure 7.1 : Proportions des aires de surface pour les différentes zones calorimétriques.

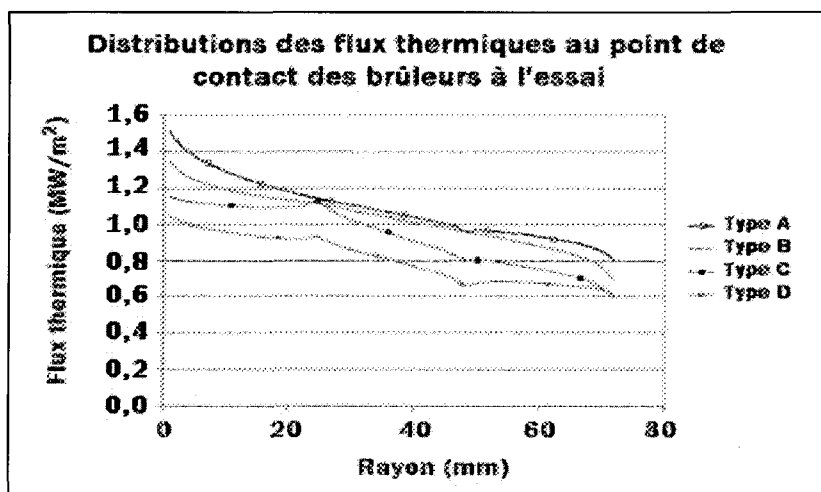


Figure 7.2 : Distributions des flux thermiques maximaux atteints durant les expérimentations au point de contact de la flamme pour les différents types de brûleurs à l'étude.

7.1.3 Essais destructifs

Les résultats des essais de cette phase ont démontré que le brûleur de type A, bien qu'il offre des performances brutes de fragmentation impressionnantes, possède une efficacité de fragmentation inférieure aux deux autres types de brûleurs commerciaux (types B et C). Cette tendance se démarquait déjà lors des essais de mesures des flux thermiques. En définitive, le brûleur de type C offre la meilleure efficacité de fragmentation, corroborant ainsi les essais calorimétriques. Il faut cependant noter que l'indice de performance ϕ du tableau 7.1 fait référence à des conditions expérimentales particulières. Le critère ne considère ni les effets de profondeur du trou, ni les effets d'une trop grande déformation d'une cavité fragmentée (pour un temps de fragmentation beaucoup plus élevé où le volume de la cavité devient plus important). Ainsi, il peut être prétendu qu'une grande partie de la puissance du brûleur de type A est inutilisée (une trop grande quantité d'énergie est disponible pour l'application en présence) pour ce type d'expérience. Pour les travaux à plus grandes profondeurs, où encore si la rapidité d'exécution est essentielle, l'utilisation du brûleur de type A serait plutôt recommandée.

Il n'est pas simple de prédire des performances de forage à l'aide de données expérimentales à l'aide de la mesure du flux. Cependant, pour la présente étude, les conclusions de l'analyse calorimétrique s'harmonisent avec celles tirées des essais en condition de fragmentation. Les résultats des efficacités thermiques des brûleurs s'apparentent bien avec les efficacités de fragmentation obtenues. Une cohérence entre la

grandeur du flux thermique mesuré par calorimétrie au point d'impact et les débits volumiques de fragmentation mesurés est constatée.

Pour faire suite à la discussion, il faut noter que les méthodes de minage affichent une attirance marquée vers les performances brutes obtenues, plutôt qu'à l'efficacité d'une méthode. Dans cette perspective, le brûleur de type A reste certainement un outil privilégié, étant donnée sa capacité de fragmentation supérieure (7,21 dm³ en 90 s).

7.2 Résumé

Voici la liste des principales conclusions¹⁹ portant sur la présente caractérisation des différents brûleurs :

1. L'enveloppe thermique (flux de chaleur total pondéré sur toute la surface) tout autour de la flamme est relativement constante en condition de confinement pour tous les types de brûleurs indépendamment de leurs puissances nominales. En termes d'efficacité thermique, le brûleur de type C représente la meilleure alternative.
2. Les différences des flux thermiques les plus marquées se trouvent au point d'impact de la flamme. Pour la zone d'impact (zone 1), le brûleur de type A à plus forte puissance démontre les meilleures performances.

¹⁹ Les conclusions sont basées sur des conditions expérimentales données avec une distance au sol recommandée se chiffrant entre 20 et 28,5 pour les différentes versions de brûleurs.

3. Le brûleur de type A assure la meilleure productivité en considérant le débit volumique de roc fragmenté.
4. Le brûleur de type C, pour les travaux à de faibles profondeurs où la rapidité d'exécution n'est pas nécessairement requise, s'avère le premier choix en raison de son efficacité. Pour les travaux à de plus grandes profondeurs, ou encore si la productivité est prioritaire, le brûleur de type A s'avère une alternative à privilégier puisque l'augmentation de puissance pourrait y être justifiée.
5. Des développements techniques futurs devront être prévus pour le prototype de brûleur à flamme en mouvement (type D) pour augmenter les performances. Cependant, la géométrie de la cavité fragmentée (en forme plus cylindrique) porte à croire que cet outil pourrait avoir des répercussions intéressantes sur certaines applications où des alésages avec des sections constantes sont requis.

Les conclusions de la méthode calorimétrique se résument ainsi :

1. Elle permet de fournir un outil d'optimisation des performances d'un brûleur donné en fonction des paramètres choisis (distance au sol, rapport A/C, type de combustible, etc.).
2. Elle permet de mesurer et de comparer les performances thermiques autour de la flamme indépendamment du type de roc.

7.3 Recommandations et suggestions pour les travaux futurs

Pour les recherches futures, une des recommandations proposée serait d'intensifier les efforts concernant l'évaluation des propriétés du fluide qui frappe les parois du calorimètre. Une des avenues suggérée serait l'utilisation d'un vélocimètre Doppler à laser pour déterminer la vitesse de sortie des produits de combustion. Ceci permettrait une analyse calorimétrique mieux détaillée, qui allie à la fois la mesure du transfert de chaleur aux propriétés de sortie du jet.

La principale recommandation cible la méthode de détermination du flux par calorimétrie. La proposition est la suivante :

1. Augmenter la capacité de transfert de chaleur en surface pour permettre d'obtenir des distances au sol plus faibles puisqu'une température (en surface) limite de liquéfaction du brasage ne doit pas être atteinte (~ 720 à 750 °C). Un système de refroidissement (à la surface externe) pourrait être éventuellement couplé pour permettre une plus grande capacité d'absorption d'énergie. De cette façon, des distances au sol plus variées pourraient être appliquées, ce qui augmenterait la flexibilité et le nombre de données pouvant être recueillies.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. Aleck, B. J., *Thermal Stresses in a Rectangular Plate Clamped Along an Edge*, Jr. Appl. Mech., 16, pp. 118-122, 1949.
2. Anderson, D. A., Stresino, E. F., *Heat Transfer from Flames Impinging on Flat and Cylindrical Surfaces*, J. Heat Trans., Trans. ASME Series C, 85, pp. 49-54, 1963.
3. Anter Corporation, *Unitherm Model 1091 High Temperature Dilatometer System, Operating and Service Manual*, Version 2.0, Anter Corporation, 1999.
4. Armstead, H. C. H., Tester, J. W., *Heat Mining*, E. & F. N. Spon, 1987.
5. Boley, B. A., Weiner, J. H., *Theory of Thermal Stresses*, Dover Publications, 1960.
6. Borman, G. L., Ragland, K. W., *Combustion Engineering*, WCB/Mc-Graw-Hill, 1998.
7. Browning, J. A., Horton, W. B., Hartman, H. L., *Recent Advances in Flame Jet Working of Minerals*, 7th Symp. Rock Mech., Pennsylvania State Univ., 1965.
8. Browning, J. A., Ordway, J. F., *The Use of Internal Burners for the Working of Permafrost and Ice*, Int. Conf. On Permafrost, 1963.
9. Calaman, J.J., Rolseth, H. C., *Technical Advacnes Expand Use of Jet-Piercing Process in Taconite Industry*, Int. Symp. Mining Res., Univ. of Missouri, 1961.
10. Carslaw, H. S., Jaeger, J. C., *Conduction of Heat in Solids*, Oxford Univ. Press, 1959.
11. de Boor, C. L., *A Practical Guide to Splines*, Revised edition, Springer, 2001.
12. Dwyer Instruments, Series DS-300 Flow Sensors, *Installation and Operating Instructions Flow Calculations*, Bulletin F-50, Dwyer Instruments Inc., 2004.
13. Fairhurst, C., Cook, N. G. W., *The Phenomenon of Rock Splitting Parallel to a Free Surface Under Compressive Stress*, First Congr. Int. Soc. Rock Mech., Lisbon, 1966.
14. Fogelson, D. E., *Advanced Fragmentation Techniques*, 3rd Congr. Int. Soc. Rock Mech., 1974.

15. Fortin, A., *Analyse numérique pour ingénieurs*, Éditions de l'École Polytechnique de Montréal, 1995.
16. Geller, L. B., *A New Look at Thermal Fracturing*, Trans. Inst. Min. Metall., 79, A133-A170, 1970.
17. Goncharov, S. A., commentaires personnels, 1996.
18. Goncharov, S. A., Karkashadze, G. G., Gorbonos, G. G., *Blasthole Charges of Optimum Configuration in Quarries*, Internal report, Moscow State university for Mining, Russia, 1998.
19. Gray, W. M., *Surface Spalling by Thermal Stresses in Rocks*, Rock Mech. Symp. Toronto Univ., 1965.
20. Goutière, V., commentaires personnels, 2008.
21. Horii, H., Nemat-Nasser, S., *Compression Induced Microcrack Growth in Brittle Solids : Axial Splitting and Shear Failure*, J. Geophys. Res., 90, pp. 3105-3125, 1985.
22. Incropera, F. P., DeWitt, D. P., *Introduction to Heat Transfer*, Fourth edition, John Wiley & Sons, 2002.
23. Kiss, L. I., *Thermophysical Properties in Heat Conduction*, Université du Québec à Chicoutimi, 1996.
24. Kiss, L. I., commentaires personnels, 2006.
25. Lauriello, P. J., *Thermal Fracturing of Hard, Crystalline Rock*, Ph. D. Thesis, Rutgers University, 1971.
26. Law, C. K., *Combustion Physics*, Cambridge University Press, 2006.
27. Manson, S. S., Smith, R. W., *Theory of Thermal Shock Resistance on Brittle Materials Base on Weibull's Statistical Theory of Strength*, J. Am. Ceram. Soc., 38, pp. 18-27, 1955.
28. Marovelli, R. L., Chen, T. S., Veith, K. F., *Thermal Fragmentation of Rock*, 7th Symp. Rock Mech., Pennsylvania State Univ., 1965.

29. Meenken, T., *Analysis of the Cooling Capacity of Water as a Function its Quality During DC Casting*, Master of Science Thesis, Université du Québec à Chicoutimi, 2003.
30. Myers, G. E., *Analytical Methods in Conduction Heat Transfer*, Second edition, AMCHT Publications, 1998.
31. Norton , F. H., *A General Theory of Spalling*, J. Am. Ceram. Soc., 8, 29-39, 1925.
32. Omega Engineering, *OMEGA Complete Temperature Handbook and Encyclopedia*, 5th Edition, Vol. MMV, Omega Engineering Inc.
33. Özişik, M. N. *Heat Conduction*, Second Edition, John Wiley & Sons, 1993.
34. Pierce, K.G., Livesay, B.J., *Advanced Drilling Systems Study*, Conference : Natural gas research, development and demonstration contractors review meeting, Baton Rouge, LA (United States). 4-6 Apr. 1995.
35. Poirier, S., Fecteau, J., Laflamme, M., Brisebois, D., *Thermal Rock Fragmentation - Applications in Narrow-Vein Extraction*, CIM Bulletin, Vol. 96, N° 1071, pp. 66-71, 2003.
36. Potter, R. M., Tester, J. W., *Continuous drilling of vertical boreholes by thermal processes : including rock spallation and fusion*, Massachusetts Institute of Technology, US. Patent no. 5771984, 1998.
37. Preston, F. W., *Observations on Spalling*, J. Am. Ceram. Soc., 17, pp. 137-144, 1934.
38. Ramanujachari, V., Vijaykant, S., Roy R. D., Ghanegaonkar, P. M. *Heat Transfer Due to Supersonic Flow Impingement on a Vertical plate*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 48, pp. 3707-3712, 2005.
39. Rauenzahn, R. M., *Analysis of the Rock Mechanics and Gas Dynamics of Flame-Jet Thermal Spallation Drilling*, Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1986.
40. Rauenzahn, R. M., Tester, J. W., *Rock Failure Mechanisms of Flame-Jet Thermal Spallation – Theory and Experimental Testing*, Int. J. Rock Mech. Sci. & Geomech. Abstr., Vol. 26, No. 5, pp. 381-399, 1989.
41. Shapiro, A. H., *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, Vol. 1, John Wiley & Sons, 1953.

42. Touloukian, Y. S., Powell R. W., Ho C. Y., Klemens P. G., *Thermophysical Properties of Matter, Thermal Conductivity*, Volume 1, Purdue Research Foundation, IFI/Plenum , 1970.
43. Touloukian, Y. S., Powell R. W., Ho C. Y., Nicolaou M.C., *Thermophysical Properties of Matter, Thermal Diffusivity*, Volume 10, Purdue Research Foundation, IFI/Plenum , 1973.
44. Van Wylen, G. J., Sonntag, R. E., Desrochers, P., *Thermodynamique appliquée*, Éditions du Renouveau Pédagogique, 1992.
45. Veilleux R., Zanchetti, R., *Développement d'une foreuse thermique*, Colloque sur la recherche et l'innovation dans l'exploitation des mines, Rouyn-Noranda, Université du Québec, 29-30 Oct. 1997.
46. Walter, G., *Comparison of Different Flame Types*, Ph.D. Thesis, Université du Québec à Chicoutimi, 2006.
47. White, F. M., *Fluid Mechanics*, Fourth edition, WCB/McGraw-Hill, 1999.
48. Wilkinson, M. A., *Computational Modeling of the Gas-Phase Transport Phenomena and Experimental Investigation of Surface Temperatures During Flame-Jet Thermal Spallation Drilling*, Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1989.
49. Williams, R. E., *Thermal Spallation Drilling*, 9th Conf. Geotherm. Res. Coun., 1985.
50. Zanchetti, S., Kiss, L. I., *Calorimetric Study of Burners Used in Flame-Jet Drilling*, 12th IFAC Symposium on Automation in Mining, Mineral and Metal Processing, Québec City, 2007.
51. Zanchetti, S., Kiss, L. I., *Development of a Calorimeter for the Comparative Study of Burners Used in Flame-Jet Drilling*, Gépészet 2006 : Proceedings of Fifth Conference on Mechanical Engineering, Budapest University of Technology and Economics Faculty of Mechanical Engineering, 2006.

ANNEXE A

CARACTÉRISTIQUES DES BRÛLEURS

A.1 Caractéristiques du brûleur de type A

Le brûleur de type A est une adaptation d'une conception russe. Quelques modifications ont été faites, notamment au niveau des entrées d'air à l'intérieur de la chambre de combustion. L'ajout d'une bougie d'allumage plus performante, par rapport au concept initial russe, a aussi été prévu. Pour ce type de brûleur, le jet est évacué suivant l'axe central.

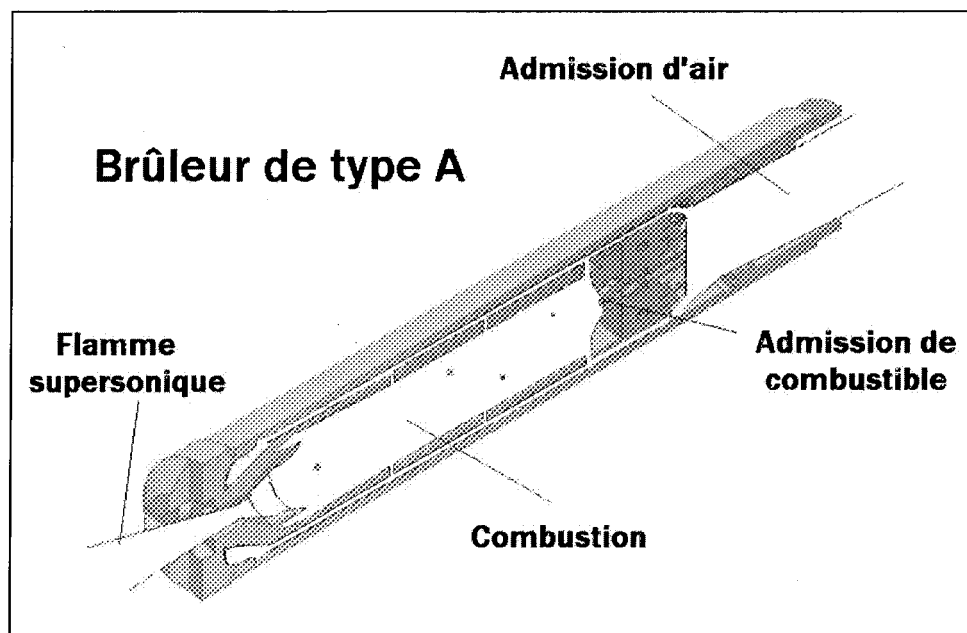


Figure A.1 : Brûleur à jet axial de type A.



A.2 Caractéristiques du brûleur de type B

La configuration interne du brûleur de type B est essentiellement la même que celle du type A. Tout comme son homologue, le concept initial a été importé de Russie. La chambre de combustion cylindrique ainsi que la tuyère sont cependant moins volumineuses. Le diamètre du revêtement du brûleur est également inférieur. D'une façon similaire, les produits de combustion sont expulsés selon l'axe central (voir figure A.1).

A.3 Brûleur de type C

A.3.1 Caractéristiques

Le brûleur de type C possède une anatomie interne très différente en comparaison aux types A et B. La chambre de combustion est uniforme et élancée. Les produits de combustion sont évacués selon un angle par rapport à l'axe central du brûleur. Le diamètre hors-tout est nettement inférieur à tous autres modèles de brûleurs utilisés dans la présente étude et la géométrie y est beaucoup plus compacte. De plus, aucun démarrage électrique n'est possible. La mise à feu de ce type de brûleur se fait à l'aide d'oxygène pur (que l'on introduit par l'admission d'air) et d'une torche en feu que l'on approche à l'embouchure de la tuyère. Une fois qu'une flamme éblouissante (blanchâtre et jaunâtre) jaillit à la sortie, l'oxygène pur est graduellement remplacé par de l'air pressurisé, tout en augmentant le débit de combustible pendant l'opération.

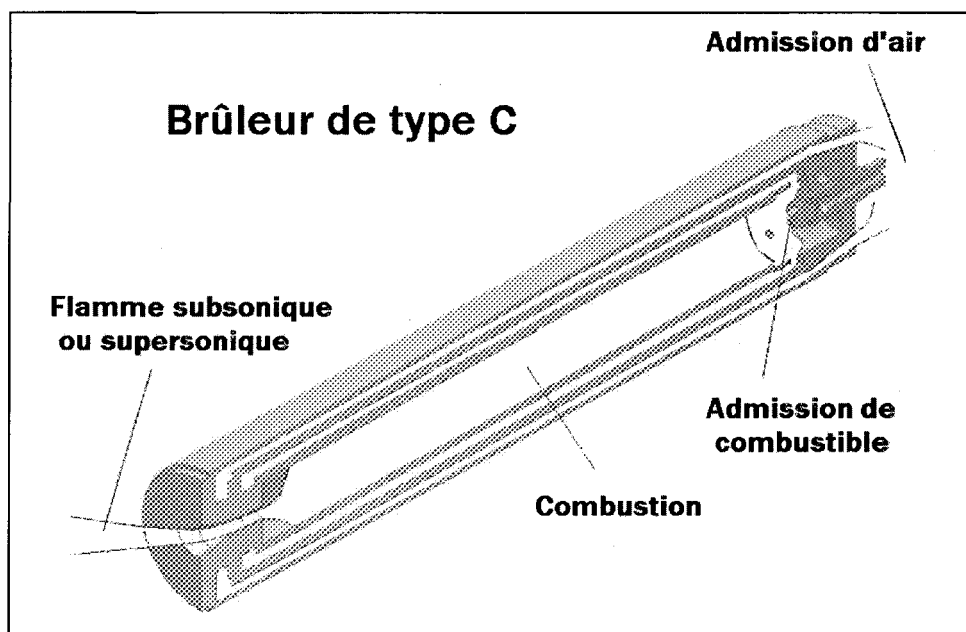


Figure A.2 : Brûleur à jet incliné de type C.

A.3.2 Validation du rapport A/C

Le brûleur de type C possède un régime de travail plutôt inusité par rapport aux autres versions de brûleurs. En section 6.2.1.3, il a été observé que la consommation de combustible peut être sous la barre du rapport stœchiométrique à l'intérieur de la chambre de combustion. Pour certifier un tel comportement, une expérimentation supplémentaire était exigée.

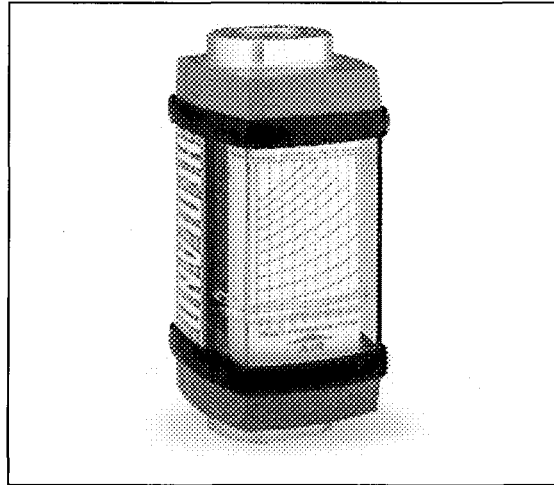


Figure A.3 : Illustration grossière du débitmètre à flotteur de marque Hedland de modèle H871A-600-EG (image : gracieuseté de la société Hedland).

Pour vérifier une fois de plus le débit d'air pendant l'expérimentation, un appareil à flotteur de marque Hedland (modèle H871A-600-EG) avec une précision de $\pm 2 \%$ de la plage de lecture a été fixé à la conduite en aval du tube de Pitot à insertion. À noter qu'un tel essai de validation a été effectué avec un autre modèle de débitmètre à flotteur pour air comprimé qui possède une précision inférieure soit $\pm 5 \%$ de la plage de lecture (voir annexe C, section C.1.3).

La certification de la mesure du débit de combustible liquide en condition d'opération était, à cette étape, capitale. Pour y parvenir, un réservoir auxiliaire (permettant la mesure du niveau interne) a été joint au système déjà existant. À l'aide de deux valves à trois voies, il est alors possible de puiser directement le combustible à partir du réservoir auxiliaire et de rediriger la conduite de retour du réservoir principal vers le réservoir auxiliaire (voir figures A.4 et A.5). Le différentiel de la hauteur du niveau de combustible

selon un laps de temps précis peut alors être comparé à l'affichage du débitmètre et ce, pendant une séquence de brûlage.

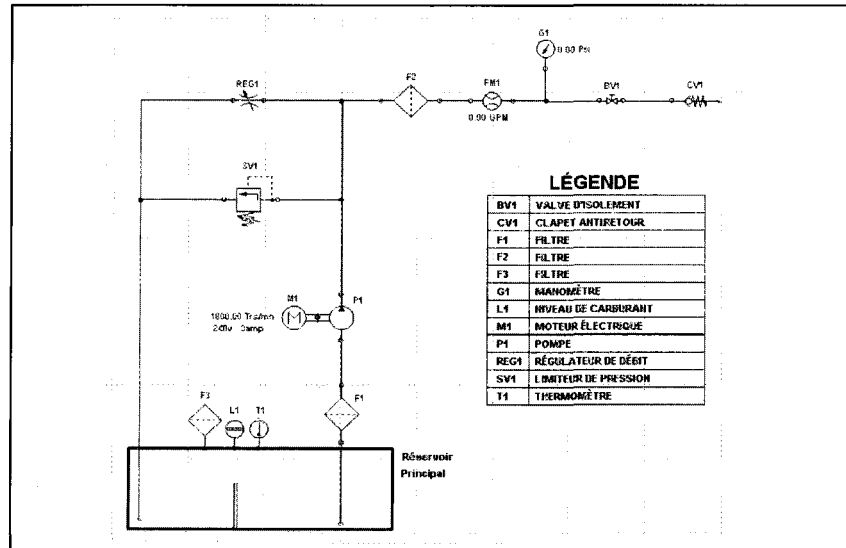


Figure A.4. : Schéma de la disposition initiale de l'alimentation en combustible liquide.

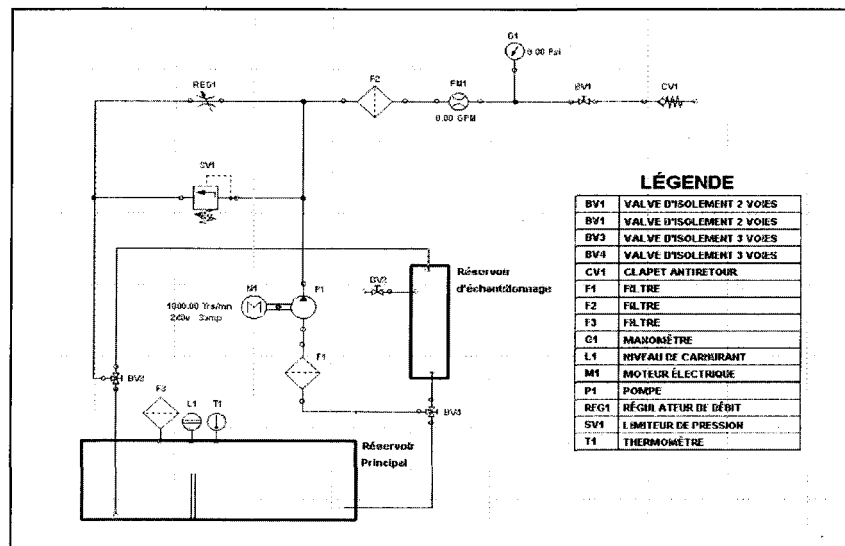


Figure A.5. : Schéma de la modification de l'alimentation en combustible liquide.

Le résultat d'une expérience en condition d'opération pour le brûleur de type C est donné en tableau A.1. En essence, les deux instruments de mesure des débits d'alimentation restent parfaitement effectifs. L'expérience prouve donc qu'un régime sous la barre des 100 % d'air théorique est possible. Cependant, ce critère est associé, dans la présente étude, au mélange de la chambre de combustion et ne considère pas une prise d'air extérieure (atmosphérique) pour alimenter la flamme.

Tableau A.1 : Sommaire des lectures lors de l'essai de validation des débits d'alimentation pour le brûleur de type C en condition de brûlage.

Combustible liquide						
Réservoir						Débitmètre
Niveau initial (cm)	Niveau final (cm)	Diamètre (cm)	Volume (L)	Temps (min)	Débit (lpm)	Affichage (lpm)
61,3	28,9	15,4	6,034	10	0,6034	0,6

Air pressurisé						
Tube de Pitot				Débitmètre à flotteur ²⁰		
Hauteur d'eau (mm)	Pression conduite ²¹ (kPa(g))	Température du gaz (°C)	Lecture (kg/s)	Affichage (kg/s)	Facteur de correction global ²²	Lecture (kg/s)
30	650,2	28,9	0,099	~0,1076	1,039	0,1036

²⁰ L'affichage du débitmètre à flotteur se fait en SCFM où une température de 21.1 °C est spécifiée par le manufacturier pour les conditions « standards » contrairement à 15.6 °C pour le tube de Pitot à insertion.

²¹ Une pression atmosphérique de 1022 hPa a été mesurée lors de l'essai.

²² Le facteur de correction global est le produit de tous les facteurs d'ajustement pour la pression, la température ainsi que la nature du fluide (voir équation C.2). La valeur affichée est divisée par le facteur de correction pour donner la mesure réelle du débit de fluide dans la conduite.

Une des hypothèses probables est le développement d'un apport auxiliaire de l'air ambiant vers la flamme qui serait fourni par la succion du jet à l'extérieur du brûleur. En ce sens, le rapport air-combustible ne doit pas être associé aux conditions de combustion réelles de la flamme qui jaillit de l'orifice du brûleur. L'essai de validation permet aussi de constater qu'un très faible écart est présent pour la lecture du débit de combustible, soit moins de 1 %. Pour l'alimentation en air, un écart de moins de 5 % est observé. Il faut noter que la prise de lecture sur le boîtier du débitmètre à flotteur reste imparfaite et que ce type d'instrument offre une précision comparable au tube de Pitot à insertion.

Pour terminer, il faut ajouter que les essais de fragmentation dans le pergélisol conduits par Browning *et al.* (1963) démontrent qu'il est possible d'obtenir des régimes A/C sous la barre des 100 % théorique avec un type de brûleur semblable au type C {8}.

A.4 Caractéristiques du brûleur de type D

Le dernier type de brûleur (type D) a été attribué au prototype à flamme rotative. Les détails du développement et des caractéristiques techniques ont été approfondis au chapitre 5.

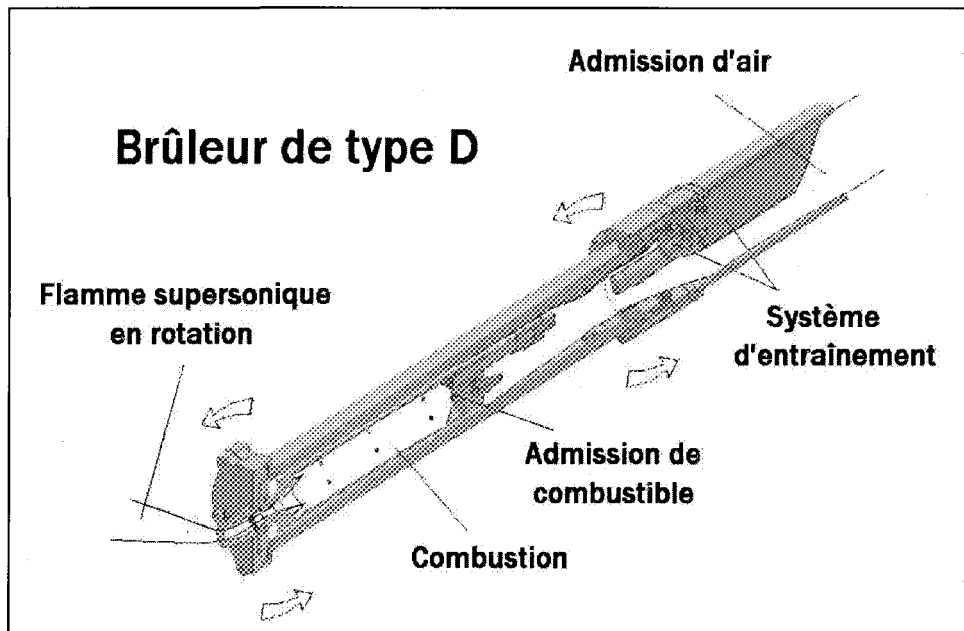


Figure A.6 : Brûleur à flamme rotative de type D.

ANNEXE B

DESCRIPTION DU CALORIMÈTRE CYLINDRIQUE

B.1 Spécifications du calorimètre cylindrique

B.1.1 Description sommaire

La figure B.1 donne une vue détaillée du concept général du calorimètre utilisé pour compléter les essais expérimentaux.

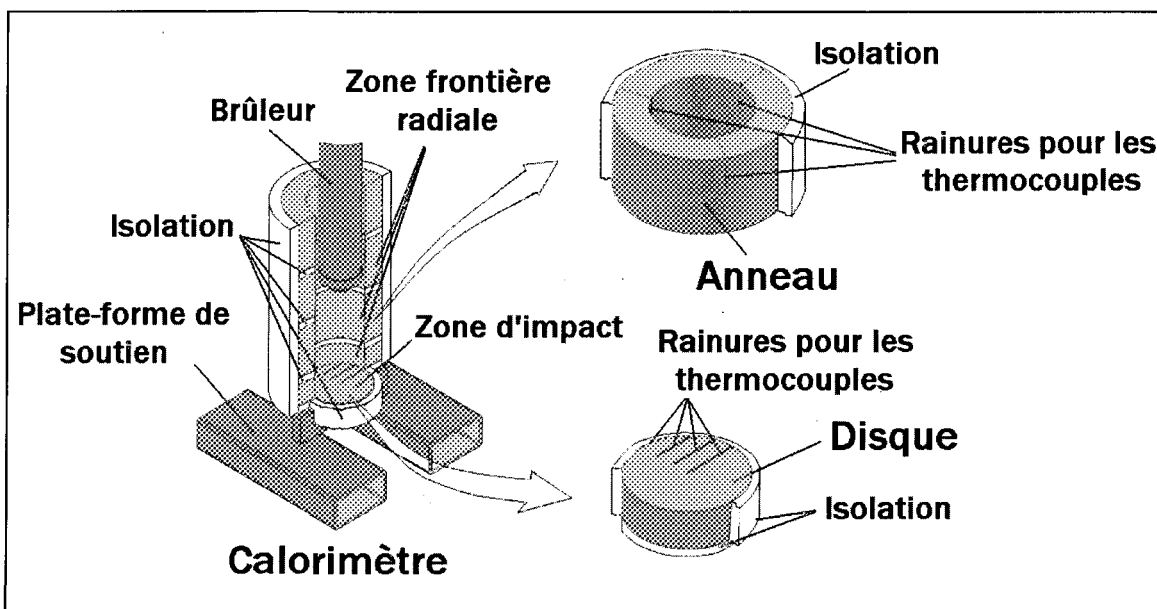


Figure B.1 : Vue du calorimètre pour les essais expérimentaux.

Pour déterminer le flux généré par une flamme confinée, quatre zones calorimétriques ont été prévues à cet effet. Pour des raisons économiques, de facilité d'approvisionnement et en considérant également que le calorimètre développé pour la présente recherche est un prototype expérimental, l'acier (comme matériau qui constitue les zones calorimétriques) a été choisi. De plus, ce matériau représente une alternative de choix pour l'usinage et pour le brasage des thermocouples sur les parois. Plus spécifiquement, un acier 1020 laminé à froid a été sélectionné.

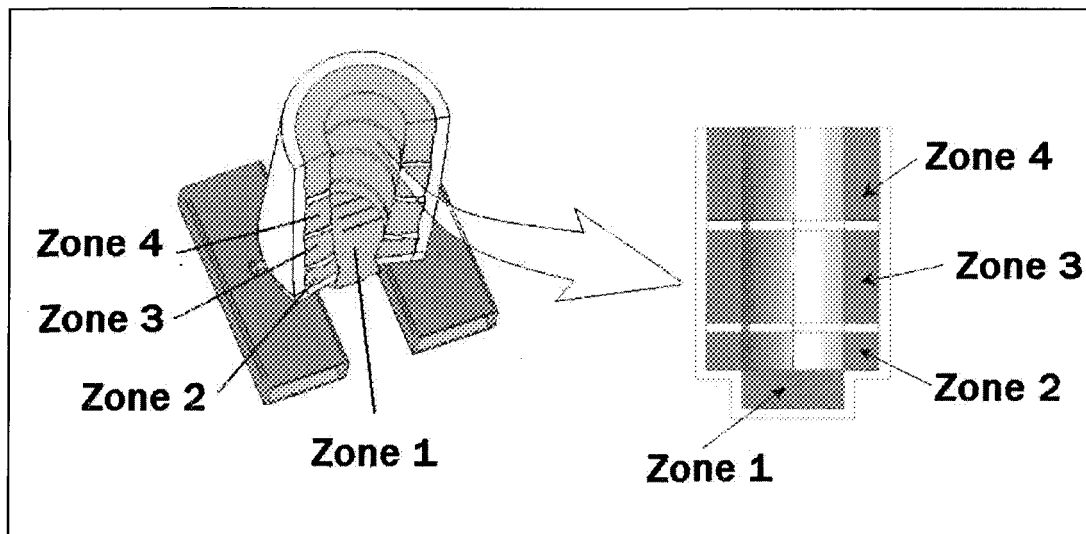


Figure B.2 : Définition des zones pour la mesure du flux thermique autour de la flamme.

La figure B.2 démontre plus clairement l'assignation des différentes régions ou zones du calorimètre. Ce sont ces différentes masses calorimétriques qui définissent les régions où les flux sont mesurés. Ces dernières sont isolées thermiquement les unes des autres, les rendant ainsi totalement indépendantes, la figure B.3 l'illustre bien. Une couche isolante revêt aussi toute la surface extérieure des masses solides. La première région (zone

1) permet de déterminer le flux au point d'impact de la flamme. Cette zone est constituée d'un disque d'acier et elle est confinée par trois anneaux superposés qui délimitent une région cylindrique. Pour favoriser une prise de mesure autour de la région d'impact, l'anneau de la zone 2 possède une surface plus faible que les autres anneaux (zones 3 et 4). Les zones 3 et 4 ont une géométrie parfaitement identique.

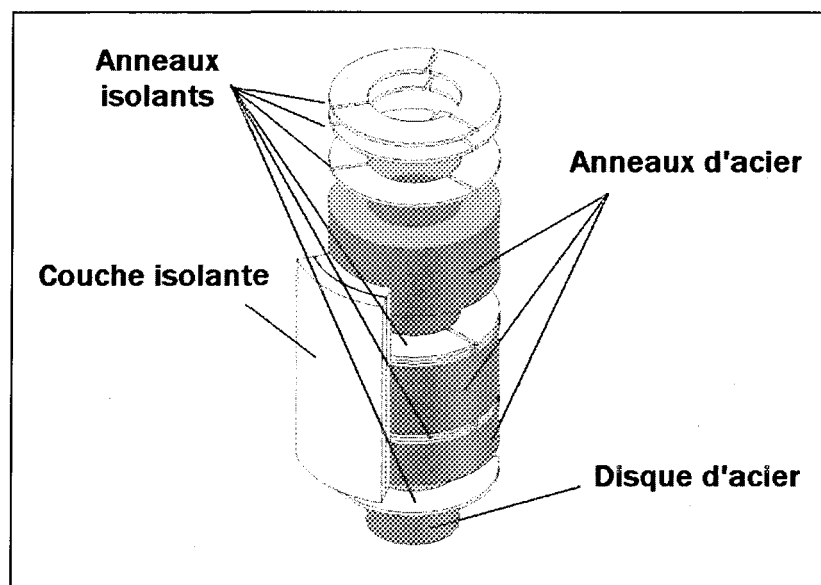


Figure B.3 : Vue éclatée des masses solides du calorimètre.

B.1.2 Zone d'impact

Les spécifications géométriques de la zone d'impact sont affichées en figure B.4. Cette pièce est usinée et surfacée précisément à partir d'un cylindre d'acier brut. Une fois que le disque est usiné, plusieurs rainures, d'un diamètre de 1,59 mm [1/16 po] sont

creusées selon une longueur spécifique pour chaque segment. Le diamètre des rainures est établi en fonction du diamètre des thermocouples choisis.

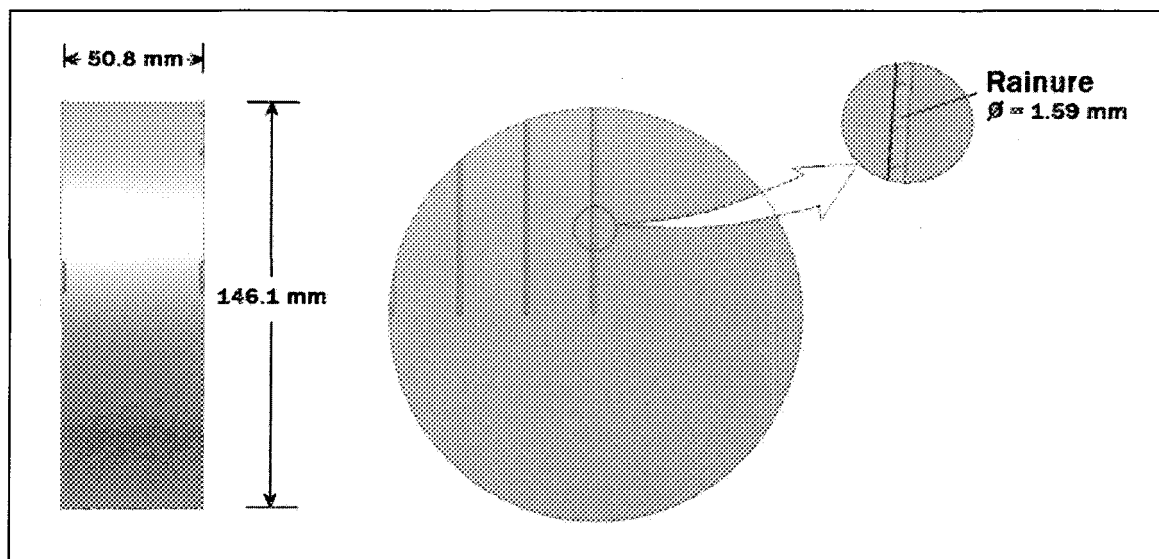


Figure B.4 : Dimensions du disque du calorimètre.

Les rainures sont usinées à l'aide d'une fraise à bout sphérique. La fraise utilisée est assemblée sur une rectifieuse pneumatique qui permet de très grandes vitesses de rotation, limitant les risques de rupture du taillant durant l'usinage. Cette façon de procéder permet aussi un profil de rainure plus constant tout le long du segment. La rectifieuse est montée sur une table coulissante avec lecteur numérique, permettant de déterminer avec précision les distances sur tous les axes. Pour le disque, quatre rainures sont pratiquées sur une première face et deux autres sur la surface opposée. Les quatre rainures, destinées à la mesure du flux de surface au point de contact de la flamme, sont disposées stratégiquement en fonction du maillage défini par le programme de calcul. Les distances centre à centre, à partir de l'axe central du disque jusqu'à l'axe central des rainures, sont données en figure

B.5. Pour la condition frontière inférieure (sous le disque), deux rainures sont présentes. Ces deux rainures sont identiques aux rainures d'extrémité de la surface de mesure (rainures 1 et 4 en figure B.5), avec les mêmes dispositions géométriques.

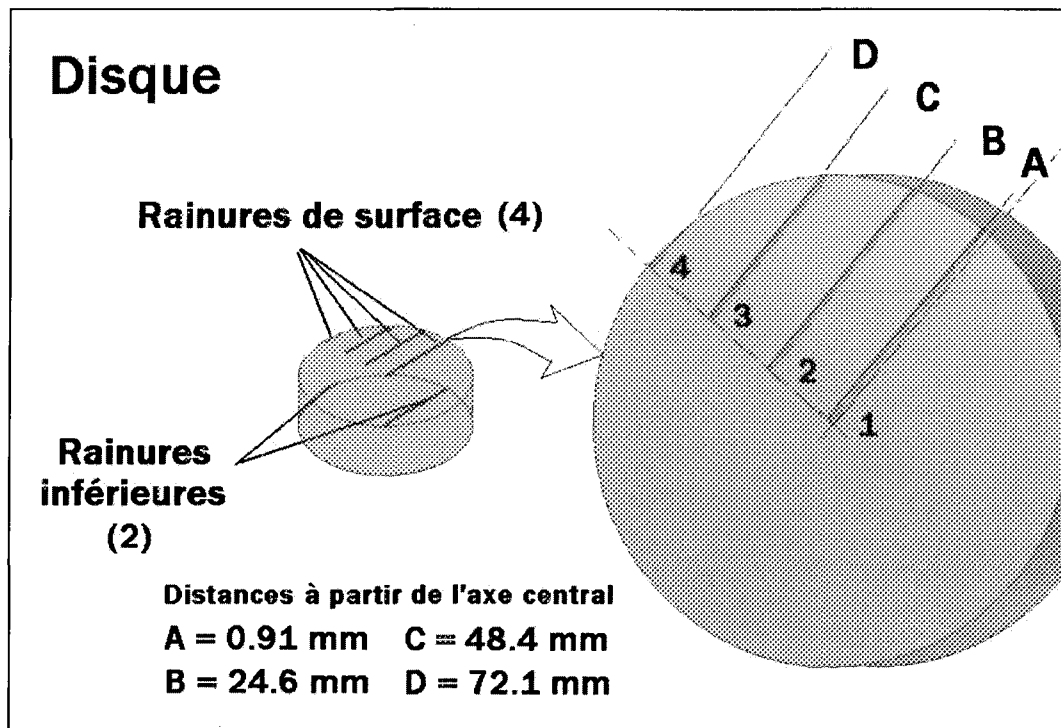


Figure B.5 : Disposition des rainures sur le disque.

B.1.3 Autres zones frontières

Les autres zones frontières sont celles qui définissent le contour du calorimètre et qui permettent le confinement de la zone d'impact. Pour obtenir le profil souhaité, le processus d'usinage est relativement semblable à celui décrit en section B.1.2. Un tube cylindrique d'acier est d'abord rectifié pour obtenir le diamètre extérieur désiré, puis tranché pour obtenir deux faces parfaitement parallèles. Le diamètre intérieur est par la suite précisément ajusté.

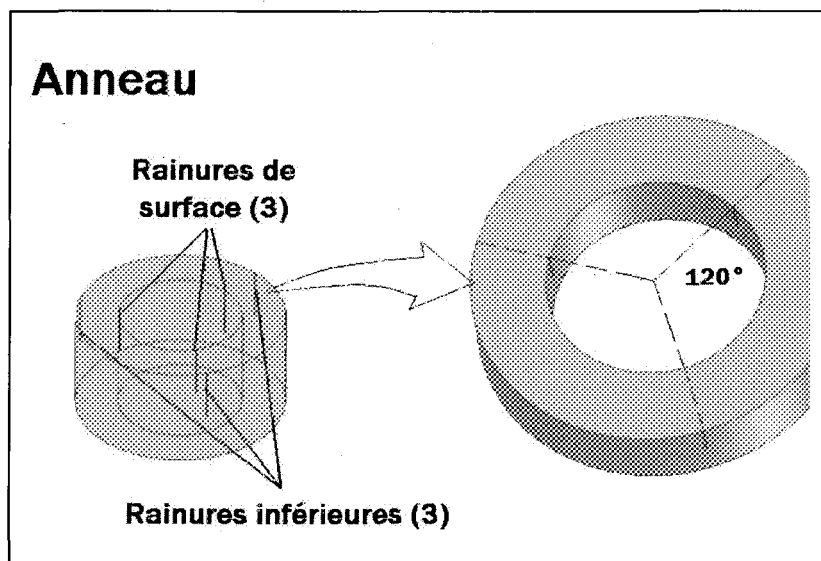


Figure B.6 : Disposition des rainures de la zone 2.

Pour chaque anneau, trois rainures sont prévues pour mesurer les températures de surface alors que trois autres rainures, suivant la même orientation, sont présentes sur la surface extérieure (voir figure B.6). Chaque série de rainures est positionnée à un angle de 120° , donnant une configuration pleinement symétrique. Les figures B.7 et B.8 montrent également les dimensions des deux types d'anneaux qui sont utilisés à l'intérieur du calorimètre, ainsi que la longueur des rainures imposée pour les différentes zones. Pour le taillage des rainures, la même stratégie dévoilée en section B.1.2 est répétée pour différentes profondeurs en fonction de l'épaisseur des anneaux.

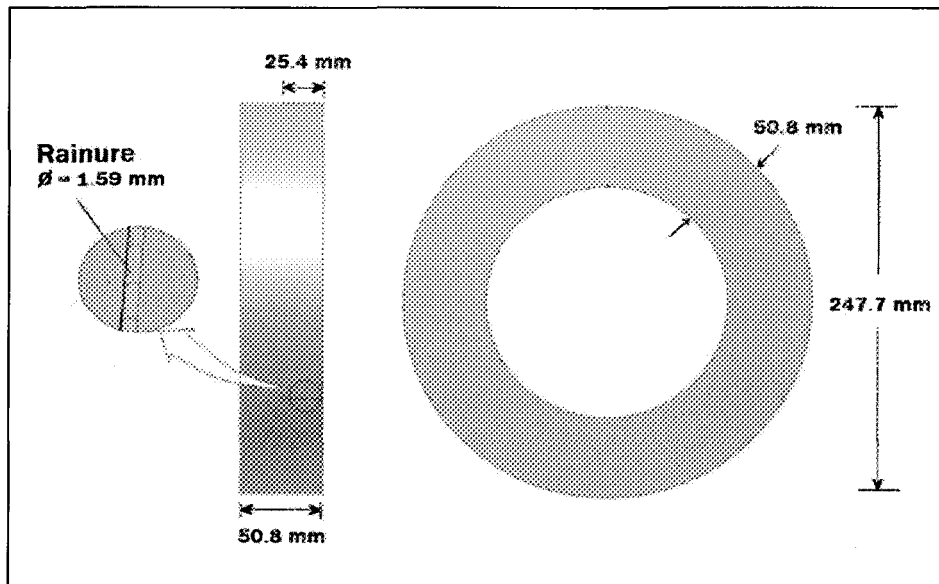


Figure B.7 : Dimensions de l'anneau de la zone 2.

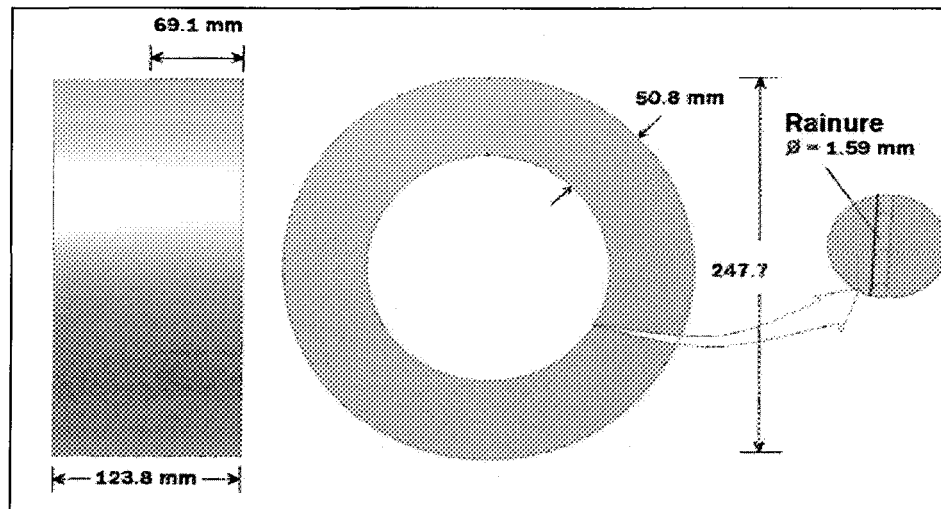


Figure B.8 : Dimensions des anneaux identiques des zones 3 et 4.

B.2 Procédure de brasage des thermocouples

La mesure des températures se fait par l'intermédiaire de thermocouples qui sont encastrés et brasés dans les cannelures. Évidemment, un brasage exécuté adéquatement permet d'augmenter la précision des mesures.

Le brasage des thermocouples s'effectue en plusieurs étapes. D'abord, un trempage de chaque thermocouple est fait. Pour ce faire, on utilise un alliage à brasage qui contient environ 10 % d'argent. Après avoir chauffé l'extrémité du thermocouple, une mince couche de cet alliage est fusionnée sur la paroi. L'extrémité des thermocouples est ensuite meulée afin de s'assurer d'une forme cylindrique. Un total de vingt-quatre thermocouples doivent être brasés dans les différentes enceintes du calorimètre.

Dans un deuxième temps, après avoir nettoyé à sec la rainure, un essai d'encastrement du thermocouple à l'intérieur de celle-ci est effectué. Le diamètre de la rainure est ensuite rectifié, si nécessaire, pour s'assurer d'un glissement parfait du thermocouple.

Ensuite, un chauffage localisé est fourni à l'aide d'un chalumeau (figure B.9). Il est ici impératif de s'assurer qu'une grande portion de la masse solide soit chaude pour éviter un refroidissement local lors de l'exécution du brasage. Si la pièce n'est pas suffisamment chaude, une solidification prématurée s'installe lors du brasage. Une fois que l'acier revêt une couleur rouge flamboyante, de l'alliage d'argent doit être encore une fois fondu tout le

long de la cannelure, tout en poursuivant le chauffage avec le chalumeau. À ce stade, de l'alliage d'argent doit être appliqué avec soin à l'extrémité de la rainure en quantité suffisante.

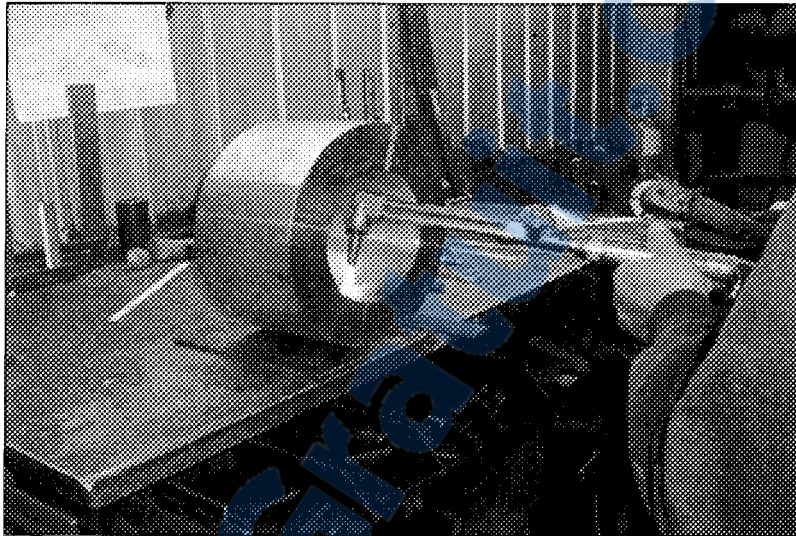


Figure B.9 : Chauffage local des masses calorimétriques à l'aide d'un chalumeau.

Tout en poursuivant le chauffage, le thermocouple est approché de la flamme et imbibé d'alliage d'argent afin de liquéfier légèrement la paroi du thermocouple, avant l'insertion. Une fois qu'une légère fusion en surface est observée sur tous les éléments, le thermocouple est rapidement enfoncé dans le bain d'alliage contenu dans la rainure. À noter que la pointe du thermocouple doit être bien appuyée à l'extrémité de la rainure. Par la suite, une couche du même alliage est appliquée sur toute la surface du thermocouple. L'ensemble de cette procédure est illustré en figure B.10.

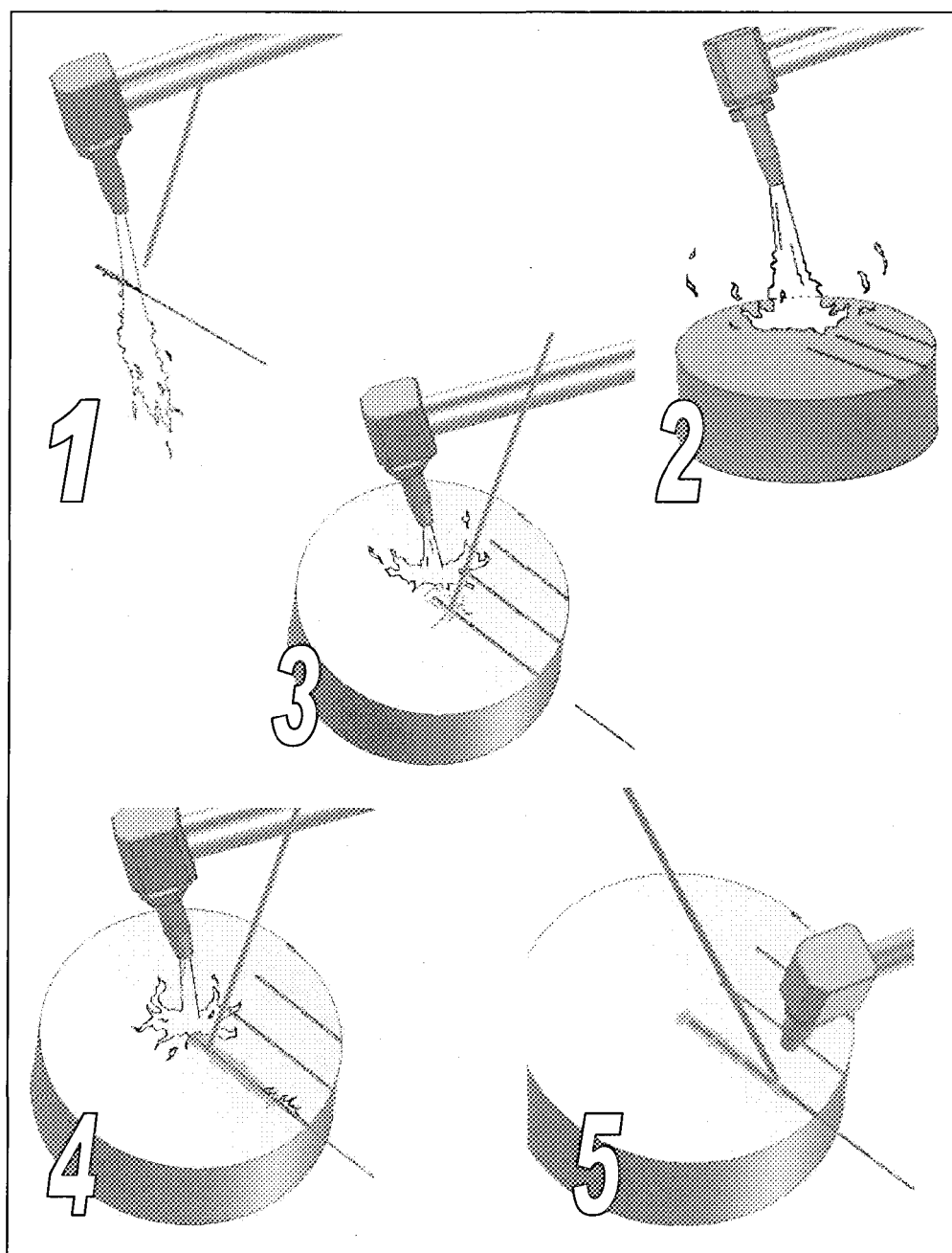


Figure B.10 : Étapes de brasage des thermocouples dans les cannelures des masses solides.

Il est important de spécifier que la procédure de brasage a dû être modifiée puisqu'un problème est survenu lors du brasage des thermocouples sur les surfaces des anneaux d'acier par la technique mentionnée. En fait, les anneaux sont plus volumineux que le disque et au moment où la flamme est retirée et qu'au même instant le thermocouple induit d'alliage est inséré dans la rainure, la chaleur se diffuse parfois trop rapidement à l'intérieur du solide. L'alliage d'argent se solidifie alors subitement et le brasage se solde trop souvent par un échec. Pour pallier à ce problème, plutôt que d'induire complètement la rainure d'alliage d'argent, il faut s'assurer plutôt de bien étendre l'alliage à la pointe de la rainure. Après avoir bien chauffé l'extrémité de la cannelure (remplie préalablement d'alliage), le thermocouple est ensuite enfoncé afin de bien l'encaster (figure B.11). Une fois que l'alliage reliant la pointe du thermocouple à l'acier est solidifié, différents endroits sur le thermocouple sont recouverts d'alliage afin de le retenir bien en place dans la cannelure. À cette étape, il est important d'ajouter de l'alliage d'argent sur la pointe du thermocouple pour assurer un contact adéquat.

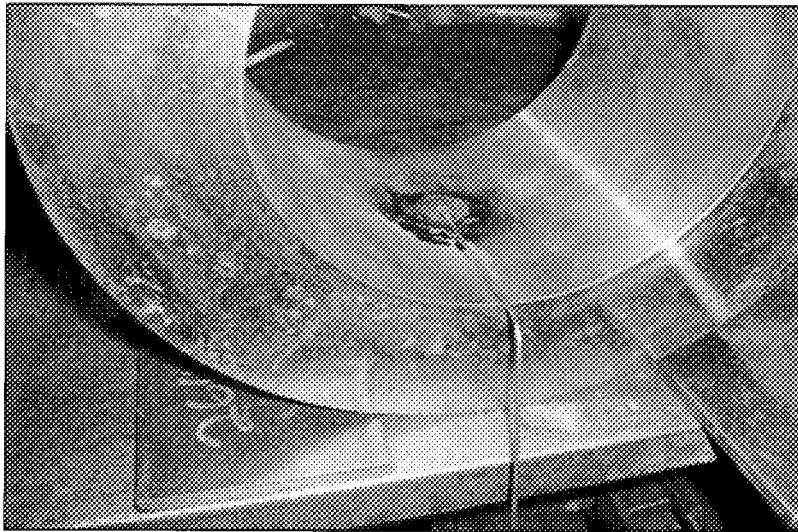


Figure B.11 : Pointe du thermocouple encastrée et brasée sur la surface d'un anneau d'acier.

B.3 Montage du calorimètre

Une fois que tous les thermocouples sont brasés dans toutes les enceintes calorimétriques, l'assemblage du calorimètre peut être maintenant effectué.

Lors des essais expérimentaux, de très grandes quantités de mouvement sont dégagées par les brûleurs. Il est donc primordial de s'assurer que toutes les masses solides du calorimètre restent en place durant la séquence de brûlage. Pour ce faire, il est essentiel de prévoir une structure de soutien rigide qui permet un serrage des masses calorimétriques. La figure B.12 montre que les masses solides reposent sur une plate-forme de soutien où quatre tubes d'acier escamotables sont placés aux extrémités. Ces poutrelles tubulaires permettent de faire glisser des supports latéraux qui servent à appuyer les masses calorimétriques.

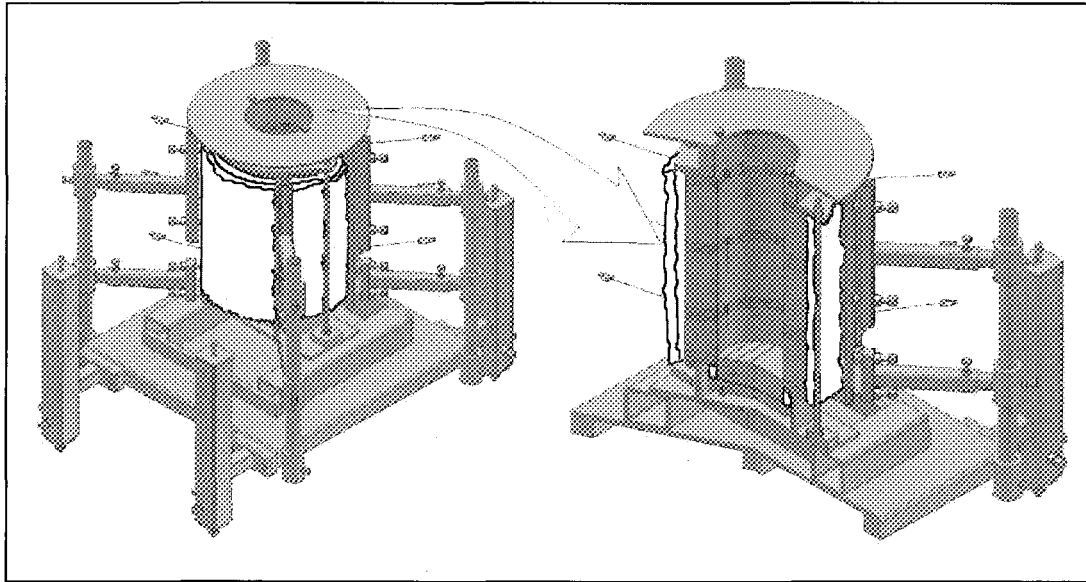


Figure B.12 : Vue interne du calorimètre cylindrique.

Les supports sont dotés de boulons de serrage qui sont utilisés pour éviter tout déplacement du disque et des trois anneaux (voir figure B.13). Pour éviter que la pointe des boulons soit directement en contact avec le métal et pour assurer une pression uniforme tout le long des anneaux superposés, des languettes isolantes sont ajoutées et ces dernières sont à leur tour protégées par des lamelles d'acier (pour éviter toute déchirure). Ainsi, après avoir placé toutes les masses calorimétriques et les avoir isolées entre elles, les supports latéraux sont déplacés verticalement puis les boulons sont ajustés afin d'appliquer une légère pression sur les languettes isolantes. Une fois que toutes ces zones sont installées et bien ancrées, un anneau de serrage (illustré en figure B.13) est placé directement sur le dernier anneau (zone 4). Cet anneau de serrage est une pièce tampon qui permet de retenir tout le corps du calorimètre où une légère pression verticale y est appliquée par l'entremise de deux tiges filetées introduites à chacune des extrémités. Ensuite, toutes les faces

extérieures et exposées à l'air ambiant sont recouvertes d'une mousse fibreuse et ignifuge afin de les isoler thermiquement. Il faut bien sûr s'assurer de bien cacher le contour du disque inférieur du calorimètre. Finalement, une plaque de protection, qui sert en quelque sorte de bouclier afin de préserver tout le revêtement extérieur, est assemblée sur la partie supérieure (voir figure B.13).

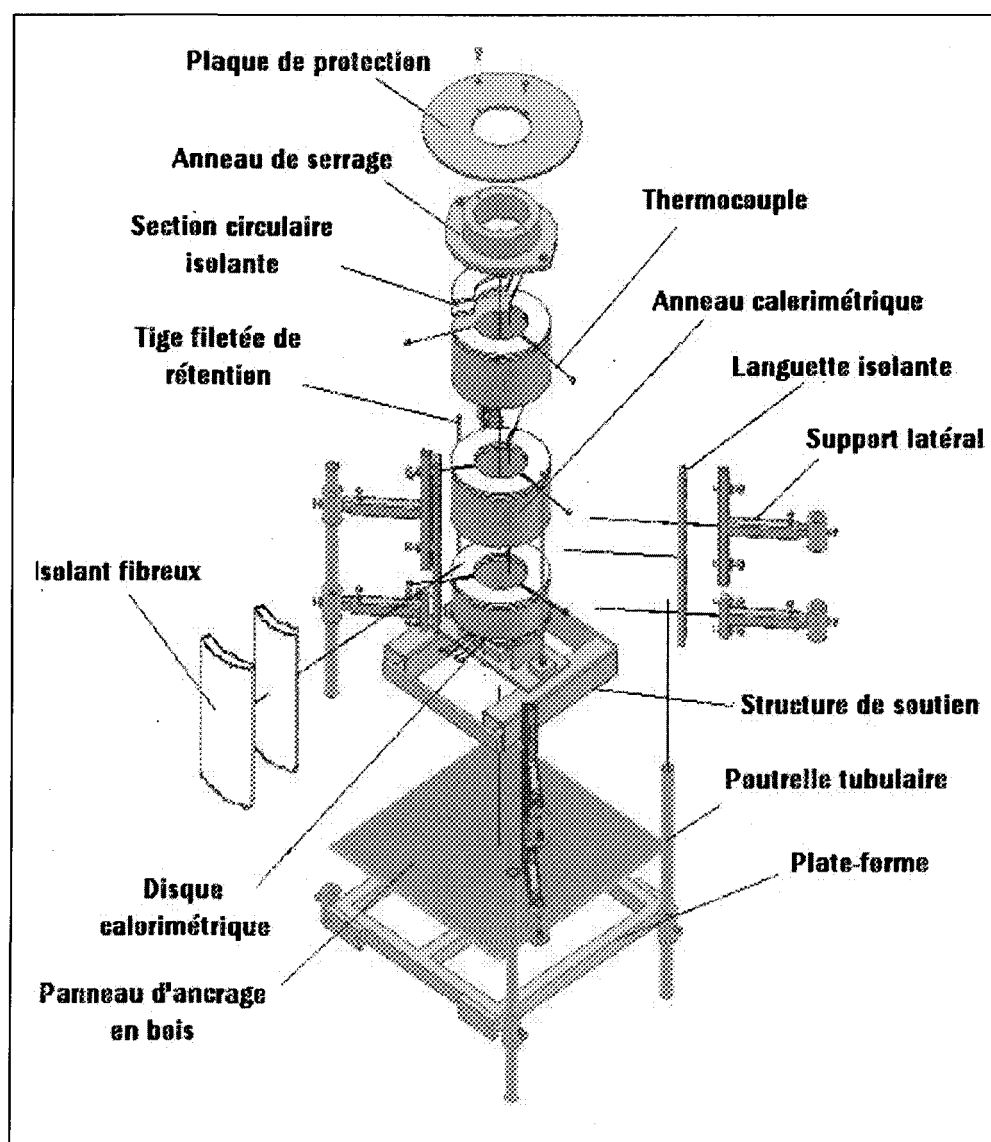


Figure B.13 : Vue éclatée de l'assemblage du calorimètre.

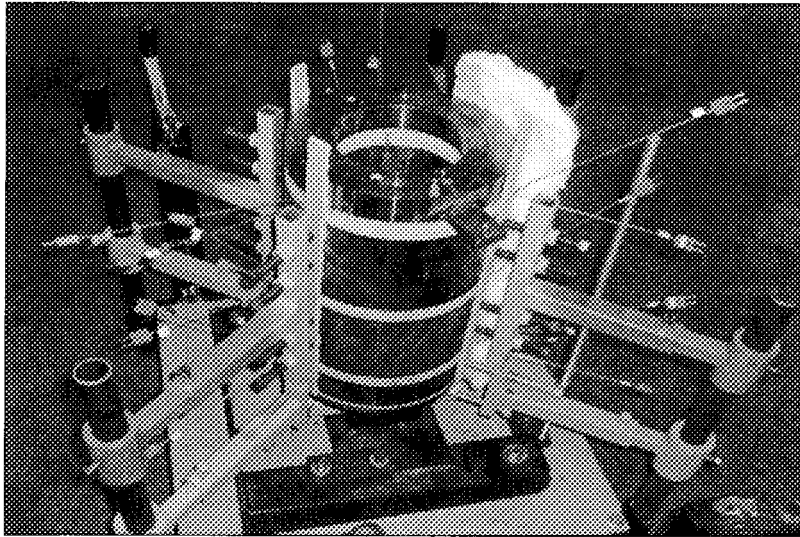


Figure B.14 : Calorimètre en processus de montage.

B.4 Détermination des propriétés thermiques des zones calorimétriques

L'évaluation du flux de surface requiert la connaissance des propriétés thermiques des zones calorimétriques en fonction de la température. Cette section décrit les instruments et les techniques de mesure utilisés pour parvenir à l'estimation des propriétés de l'acier des plaques calorimétriques.

B.4.1 Mesures de dilatation

Une mesure précise des propriétés thermiques exige la connaissance de l'expansion thermique du matériau considéré. Pour ce faire, un dilatomètre à « tige-poussoir » qui permet de mesurer le déplacement d'un échantillon en fonction de la

température est fréquemment utilisé. L'équipement est muni de compartiments dotés de transducteurs où les échantillons sont placés à proximité d'un four.

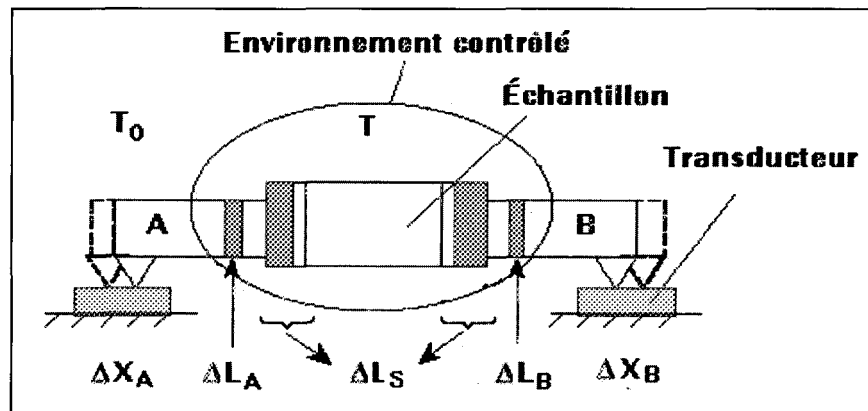


Figure B.15 : Dispositif simple permettant la lecture de l'expansion thermique d'un échantillon soumis à un chauffage (adaptation de la référence {3}).

Un dispositif simple permettant de mesurer un déplacement à température ambiante d'un échantillon appuyé par deux tiges dans un environnement chauffé est illustré en figure B.15 {3}. Par expansion, l'échantillon s'allonge d'un déplacement ΔL_s et pousse les deux tiges (A et B). Cependant, une expansion des deux tiges de rétention va également prendre place et il devient évident que la valeur mesurée ($\Delta X_A + \Delta X_B$) contient un déplacement parasite. Dans ce cas, le déplacement recherché ΔL_s s'exprime comme suit {3} :

$$\Delta L_s = (\Delta X_A - \Delta L_A) + (\Delta X_B - \Delta L_B) \quad (B.1)$$

À moins qu'un étalonnage précis des tiges de rétention soit effectué, les valeurs de X_A et X_B sont à priori inconnues. Or, il est difficile de recréer un calibrage pour une condition expérimentale donnée. Il est cependant possible, lorsque l'échantillon possède un haut coefficient d'expansion, de négliger l'expansion des tiges (faites d'un matériau où les

déplacements sont négligeables au contact de la chaleur) et d'obtenir des lectures avec une précision acceptable.

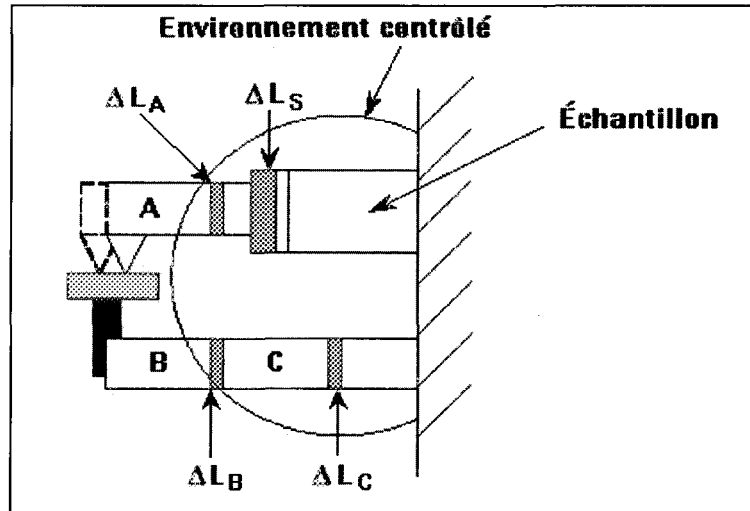


Figure B.16 : Dispositif permettant la lecture de l'expansion thermique plus précise d'un échantillon soumis à un chauffage (adaptation de la référence {3}).

Une autre façon de procéder est de coupler l'échantillon à caractériser à une référence. Tel que montré en figure B.16, en appliquant un tel mode de lecture, le transducteur détermine alors un différentiel de mouvement ΔX entre les deux séries d'assemblage de matériaux :

$$\Delta X = (\Delta L_S + \Delta L_A) - (\Delta L_B - \Delta L_C) \quad (\text{B.2})$$

Les tiges A et B sont constituées de la même matière ce qui implique (l'environnement y étant contrôlé au même niveau) que $\Delta L_A = \Delta L_B$ {3} :

$$\Delta X = \Delta L_S - \Delta L_C \quad (\text{B.3})$$

Dans l'équation B.3, ΔL_C se reporte au déplacement de l'échantillon étalon soumis au même rythme de chauffage. De cette façon, le coefficient d'expansion thermique aussi

bien que la densité, en fonction de la température, peuvent être quantifiés précisément. Les tableaux B.1 et B.2 affichent les résultats obtenus des deux aciers²³ qui ont été caractérisés.

Tableau B.1 : Résultats des expansions thermiques et des densités en fonction de la température pour l'acier no. 1.

Acier no. 1		
Température	Expansion	Densité
(°C)	(%)	(kg/m ³)
50	0,04418	7725
150	0,17528	7694
250	0,32043	7660
350	0,4853	7623
450	0,65091	7585
550	0,82312	7586
650	1,00754	7506

Tableau B.2 : Résultats des expansions thermiques et des densités en fonction de la température pour l'acier no. 2.

Acier no. 2		
Température	Expansion	Densité
(°C)	(%)	(kg/m ³)
50	0,0494	7834
150	0,18261	7803
250	0,33061	7769
350	0,48919	7732
450	0,64767	7696
550	0,81069	7658
650	0,99618	7616

²³ Le disque est constitué de l'acier no. 1 alors que les anneaux sont constitués de l'acier no. 2.

B.4.2 Mesures des propriétés thermiques par la méthode « Flash »

Il existe une multitude de techniques pour la mesure des propriétés thermiques en régimes transitoires ou stationnaires. Une des plus communes est sans doute la méthode dite « Flash ». Cette technique repose sur le chauffage instantané d'une surface d'un petit disque (échantillon) par luminance alors que l'évolution de la température y est enregistrée à la surface opposée. L'analyse de l'historique des températures permet de dévoiler les propriétés recherchées.

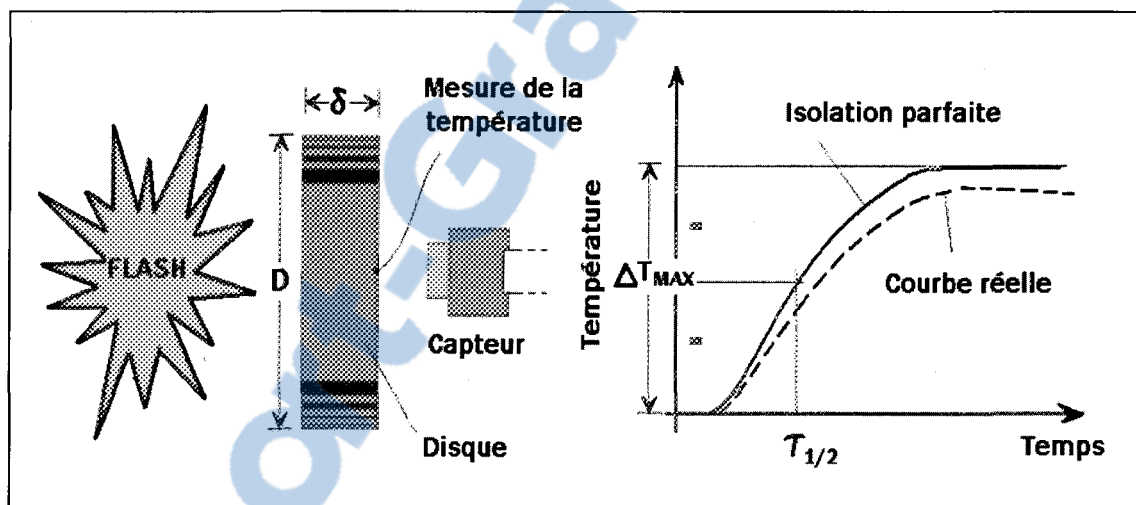


Figure B.17 : Illustration des mesures de propriétés par la méthode « Flash » (adaptation de la référence {23}).

L'augmentation de la température de la surface (qui n'est pas exposée au chauffage) n'est établie qu'après un certain temps après l'application de la source d'énergie. L'évolution de la température dépend des propriétés des matériaux et celle-ci est en fonction de la racine carrée de l'épaisseur de l'échantillon {23}. La courbe de l'historique des températures enregistrée présente un niveau de température maximal qui décroît peu à

peu à mesure qu'un gradient de dissipation d'énergie s'impose et occasionne des pertes d'énergie de l'échantillon. Il est à noter qu'une fois la température maximale atteinte (au point de mesure), les gradients de températures sont réputés négligeables à l'intérieur de l'échantillon, puisque les pertes sont de plusieurs ordres de grandeur plus faibles que le flux radiatif de luminance.

Pour l'évaluation de la diffusivité thermique α , Parker *et al.* ont déterminé une formule telle que {23} :

$$\alpha = 1.37 \frac{\delta^2}{\pi^2 \tau_{1/2}} = 0.1388 \frac{\delta^2}{\tau_{1/2}} \quad (\text{B.3})$$

où δ est l'épaisseur de l'échantillon (m) et le symbole $\tau_{1/2}$ est défini comme étant une constante de temps prise à mi-chemin entre la température maximale et initiale (voir figure B.17). La diffusivité thermique est alors uniquement déterminée par la mesure de temps et l'épaisseur de l'échantillon.

Pour obtenir la chaleur spécifique, on assume une isolation parfaite de l'échantillon et alors {23} :

$$\rho c_p = \frac{Q_{flash}}{\delta \cdot A \cdot \Delta T_{max}} \quad (\text{B.4})$$

où ρ est la densité (kg/m^3), c_p la chaleur spécifique ($\text{J/kg} \cdot ^\circ\text{C}$), Q_{flash} l'énergie développée par luminance (J) et absorbée par la surface A de l'échantillon (m^2) alors que ΔT_{max} ($^\circ\text{C}$) est la température maximale enregistrée au point d'observation.

Afin de déterminer les deux caractéristiques recherchées (la diffusivité et la conductivité thermiques) des échantillons cylindriques (aciers A et B) ont été soumis à la méthode « Flash ». À noter qu'une des conditions essentielles pour une réussite des expérimentations est le parallélisme des surfaces des disques d'acier. Pour procéder aux essais, on vaporise les échantillons d'une graisse à base de graphite. Ceci permet de corriger l'émissivité des surfaces des échantillons puisque, lors des expériences, un échantillon de graphite (référence) est simultanément analysé à titre comparatif.

Les résultats des différents essais effectués sont affichés dans les tableaux B.3 et B.4. Sommairement, pour l'acier no. 1 (disque), deux séries d'essais ont été réalisées, sur une plage de température de 50 à 650 °C. La première série de résultats comporte, pour chaque température de chauffage, quatre essais distincts où une moyenne est effectuée. Cependant, certaines anomalies ont été décelées au segment no. 4 (à 350 °C) et une deuxième vague d'essais à cette température (à 3 essais distincts) a dû être faite. Pour l'acier no. 2 (anneaux), une reprise des lectures à 50 et 350°C s'est avérée nécessaire.

Tableau B.3 : Diffusivités et conductivités thermiques de l'acier no. 1.

Acier no. 1			
Essai	Température (°C)	α (cm²/s)	k (W/m·°C)
1	50	0,131	44,2
1	150	0,1195	41,5
1	250	0,1073	38,7
2	350	0,0915	32,3
1	450	0,08	35,8
1	550	0,0675	33,2
1	650	0,0534	29,9

Tableau B.4 : Diffusivités et conductivités thermiques de l'acier no. 2.

Acier no. 2			
Essai	Température (°C)	α (cm²/s)	k (W/m·°C)
1	50	0,1218	38
1	150	0,1128	36,7
1	250	0,1033	34,6
2	350	0,088	32,9
1	450	0,0772	29,5
1	550	0,0654	27,8
1	650	0,0522	20,4

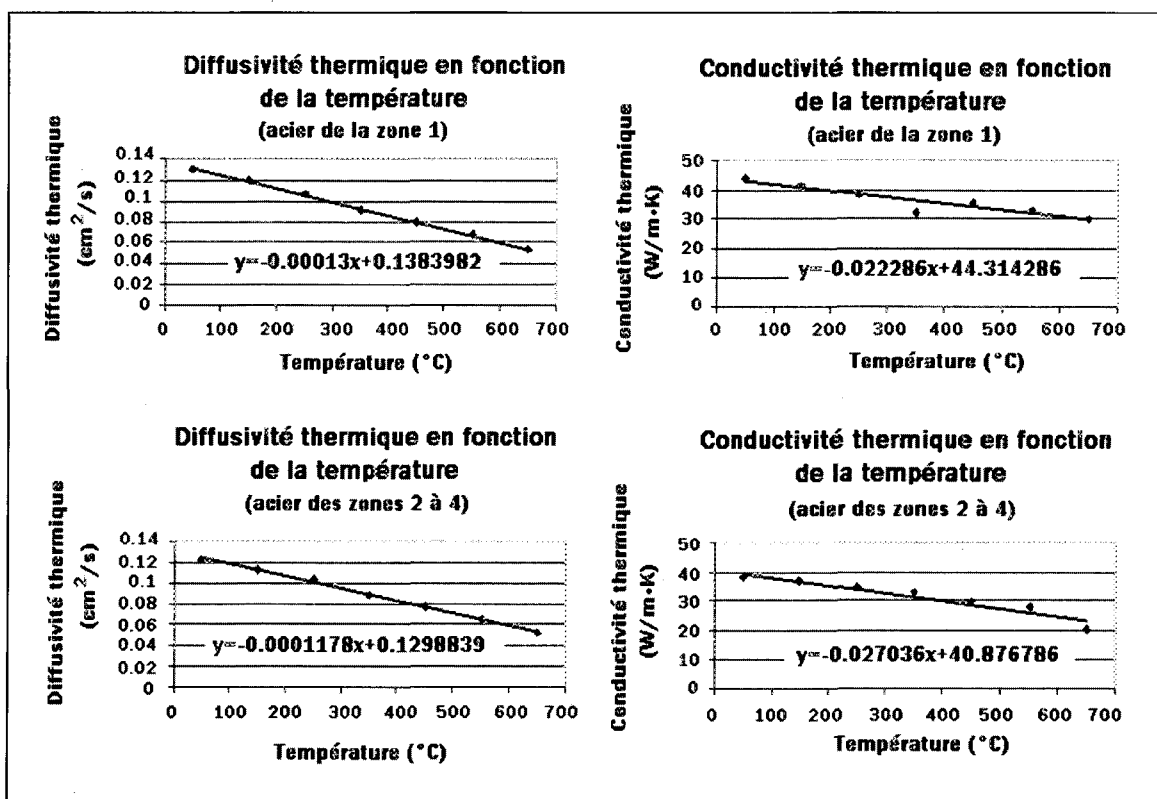


Figure B.18: Diagrammes (avec équations linéaires) des diffusivités et conductivités thermiques en fonction de la température.

ANNEXE C

INSTRUMENTS DE MESURE

C.1 Mesures et validations des débits d'oxydant et de combustible

C.1.1 Lecture du débit d'air pressurisé par un tube de Pitot à insertion

La lecture du débit d'air se fait par l'entremise d'un tube de Pitot à insertion. Cet instrument de mesure est relativement simple et robuste. En essence, une pression statique (lue par des orifices en aval de l'écoulement) est soustraite à la pression de stagnation (lue par des orifices en amont de l'écoulement) afin d'obtenir une pression résiduelle (pression dynamique) qui peut être alors reconvertie en vitesse du fluide (voir figure C.1). Des coefficients appropriés prennent en compte la compressibilité du fluide. Pour déterminer le différentiel de pression, un manomètre à colonne d'eau a été fabriqué, où les deux embouts sont connectés directement aux entrées du tube de Pitot. La hauteur de la colonne d'eau est mesurée à l'aide d'une règle millimétrique. Un manomètre à affichage numérique, de marque Dwyer (modèle DPG-105), est relié à la conduite de pression statique. La température du fluide est déterminée par un thermocouple non gainé, inséré jusqu'au centre de la conduite, situé à quelque centimètres du tube de Pitot à insertion. Le manufacturier fournit une formule pour calculer directement le débit volumique aux conditions standards {12} :

$$Q(SCFM)=128.8 \times K \times D^2 \times \sqrt{\frac{P \times \Delta P}{(T+460) \times S_s}} \quad (C.1)$$

où Q représente le débit volumique (SCFM), D le diamètre interne de la conduite (po), K le facteur de correction fourni par le manufacturier, P la pression statique (psia), ΔP la colonne d'eau (po), T la température du fluide gazeux (°F) et enfin S_s la densité spécifique du gaz à 15.6 °C (=1 pour l'air). À noter que le débit Q (SCFM) peut être aisément reporté en valeur massique puisque le résultat est donné pour des conditions de température et de pression standards. Les propriétés atmosphériques sont lues à partir d'un baromètre-hygromètre électronique (marque Oregon Scientific® et modèle FAW101A).

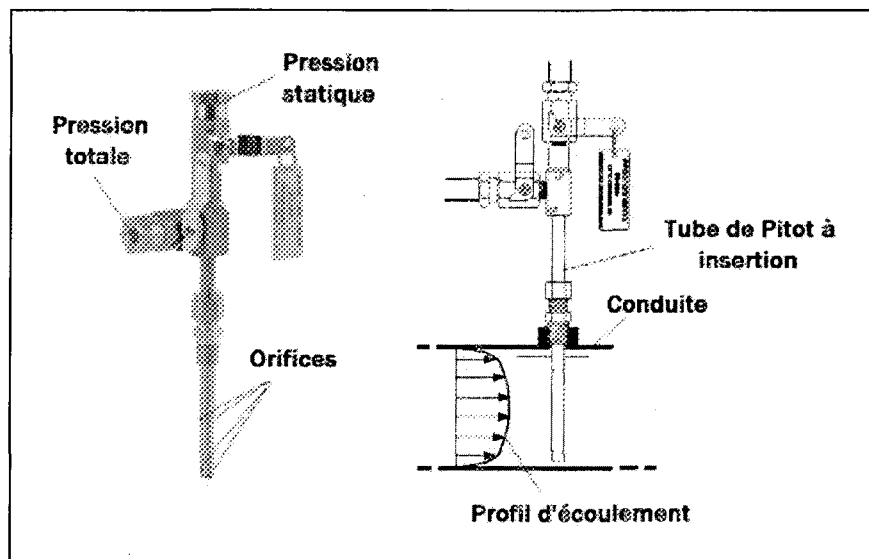


Figure C. 1 : Tube de Pitot à insertion (adaptation de la référence {12}).

C.1.2 Lecture du combustible liquide par un débitmètre à engrenages ovalisés

Concernant la lecture d'alimentation du combustible, un débitmètre de marque Bürkert® de modèle 8025 a été sélectionné. Ce débitmètre permet de mesurer de faibles débits à une précision de $\pm 1\%$ de la lecture. Le débit (transitant par un boîtier d'acier rigide) actionne et fait pivoter plus ou moins rapidement deux engrenages ovalisés et scellés. Un signal électrique est ainsi généré et la lecture peut être directement observée sur un afficheur numérique.

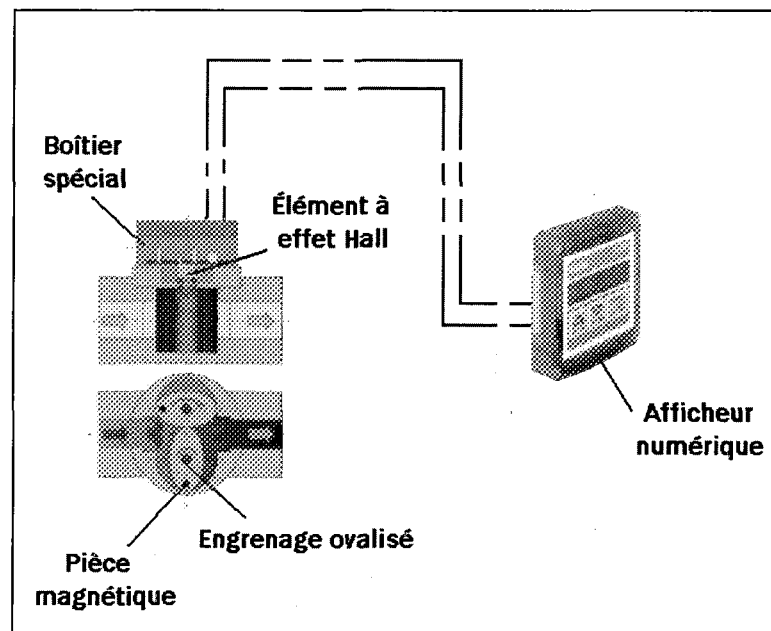


Figure C.2 : Débitmètre pour la mesure du combustible liquide (image : gracieuseté de la société Bürkert Fluid Control Systems).

C.1.3 Validation des mesures

Pour valider les résultats du débit d'oxydant, un autre instrument de mesure de débit d'air spécialement adapté pour les conduites d'air pressurisé est utilisé. Pour procéder aux essais, un débitmètre à flotteur de marque Hedland[®] (type Ez-View de modèle H615-260) permettant de mesurer des débits d'air de 60 – 600 SCFM est branché en série (en aval) avec le tube de Pitot. Il faut s'assurer de laisser une longueur de conduite minimale recommandée par le manufacturier à l'entrée du débitmètre. La pression statique est observée par le manomètre électronique (directement lue à partir du tube de Pitot) alors que la température est mesurée par le thermocouple. Le débit volumique peut alors être traité par la formule (donnée par le manufacturier Hedland[®]) suivante :

$$SCFM(acting) = \frac{SCFM(indicated)}{f_1 \times f_2 \times f_3} \quad (C.2)$$

où f_1 , f_2 et f_3 sont des facteurs de correction pour la pression d'entrée, la température et la densité spécifique du fluide. Le tableau C.1 résume la comparaison des lectures pour une certaine gamme de débits d'air imposés.

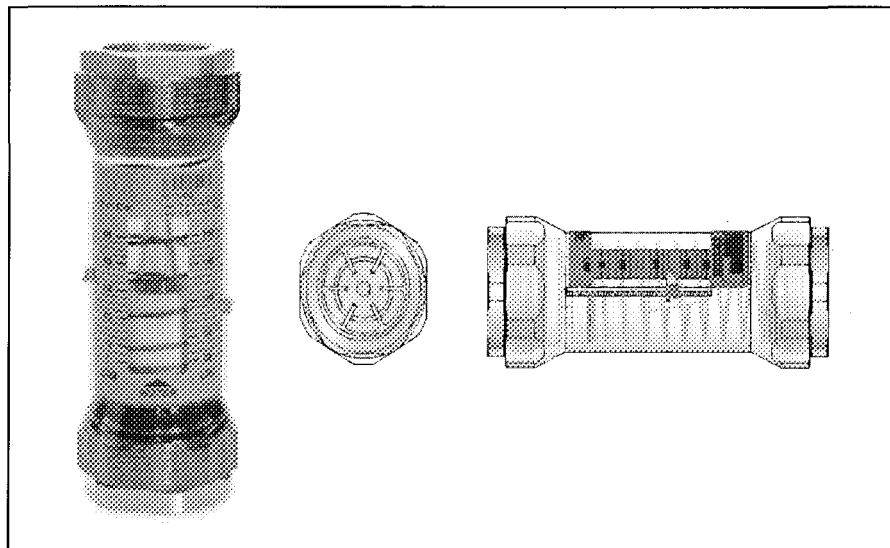


Figure C.3 : Débitmètre à flotteur pour la validation du débit d'air de la conduite (image : gracieuseté de la société Hedland®).

Tableau C.1 : Résumé des comparaisons des débits d'air par tube de Pitot à insertion et à débitmètre à flotteur.

Test	Lecture tube de Pitot (kg/s) [SCFM]	débitmètre à flotteur (kg/s) [SCFM]	% Écart ²⁴
1	0.0257 [44,7]	0.0259 [45,7]	-0.7
2	0.139 [241,3]	0.137 [241,0]	1.73
3	0.210 [364,3]	0.215 [379,2]	-2.43
4	0.259 [450,3]	0.257 [453,9]	0,81
5	0.132 [228,9]	0.125 [221,2]	4.93
6	0.064 [111,2]	0.061 [107,6]	4.84

Le pourcentage d'écart est calculé en utilisant la valeur donnée par le débitmètre à flotteur comme référence, mais il faut mentionner que ces essais viennent uniquement confirmer que le tube de Pitot donne des lectures probantes. En théorie, le débitmètre à

²⁴ Le pourcentage d'écart est calculé à partir des débits massiques métriques en prenant la lecture du tube de Pitot en référence. Les températures des conditions « standards » ne sont pas uniformes pour le débitmètre à flotteur et le tube de Pitot (des températures de 21.1 °C et 15.6 °C sont spécifiées respectivement par les deux manufacturiers).

flotteur est beaucoup moins précis puisqu'une précision de $\pm 5\%$ de l'échelle totale est à prévoir.

La validation du débitmètre à combustible liquide s'effectue en comparant les résultats d'affichage aux temps de remplissage d'un volume connu. Le tableau 6.1 fait état du sommaire des essais de comparaison qui ont été réalisés à l'aide d'un cylindre gradué de 100 ml et d'un chronomètre.

Tableau C.2 : Exemples d'essais comparatifs de débits de combustible entre l'affichage du débitmètre et du débit calculé à partir de temps de remplissage d'un volume de 100 ml.

Essai	Temps mesuré (s)	Débit calculé (lpm)	Affichage moyen du lecteur (lpm)	Écart (%)
1	5,91	1,015	0,995	1,99
2	5,86	1,024	0,995	2,82
3	5,96	1,007	0,995	1,16
4	7,85	0,764	0,745	2,53
5	9,74	0,616	0,600	2,60
6	11,77	0,510	0,505	0,94
7	11,75	0,511	0,505	1,10
8	16,63	0,361	0,345	4,38
9	23,76	0,253	0,250	1,00
10	39,45	0,152	0,150	1,38

Pour les résultats affichés au tableau C.2, le pourcentage d'écart est évalué par rapport à la valeur du débit calculé. En fait, ces essais ne font que certifier que le débitmètre à l'étude donne des résultats valables. L'erreur associée au débit calculé par la vitesse de remplissage est nécessairement plus grande que celle affichée par le débitmètre puisque l'arrêt du chronomètre à la bande de 100 ml du cylindre gradué reste aléatoire.

C.2 Système d'acquisition des lectures des températures en surface

C.2.1 Mesures des températures en surface

Les lectures des températures en surface sont effectuées par le biais de thermocouples de type N (de marque Omega[®]) recouverts d'une gaine en acier inoxydable. Ce type de thermocouple permet une lecture d'une plage de températures de -270°C à 1300°C, tout en étant plus stable que le thermocouple de type K à hautes températures. Les thermocouples sélectionnés pour le brasage ont un diamètre de 1.59 mm [1/16 po] et une longueur de 304.8 mm [12 po] respectivement. Au total, vingt-quatre thermocouples sont requis pour fins expérimentales (six thermocouples par zones calorimétriques).

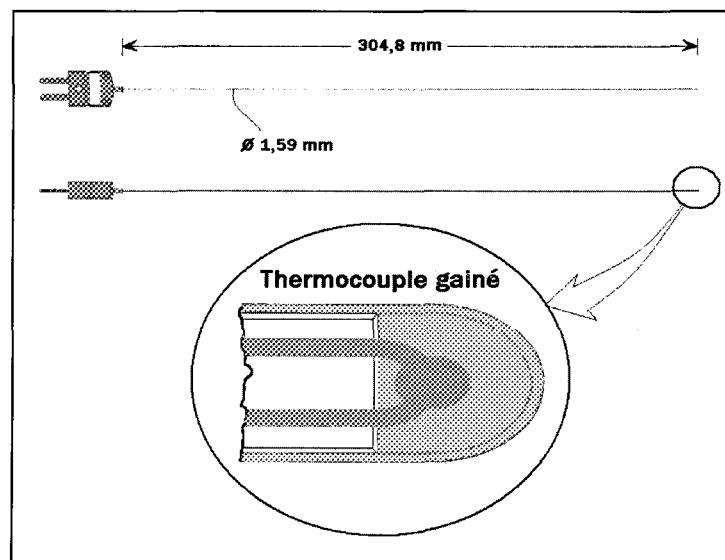


Figure C.4 : Choix du type de thermocouple utilisé pour les zones calorimétriques.

Les détails de plusieurs techniques de mesure des températures à l'intérieur d'un solide, à l'aide de thermocouples, sont disponibles dans la littérature. Par exemple, pour

déterminer le flux de refroidissement de lingots d'aluminium, Meenken (2003) a utilisé des thermocouples sans gaine où la surface (température à mesurer) agit directement comme jonction du thermocouple (voir figure C.5), les deux fils étant sectionnés près de la jonction initiale. Un mécanisme de balancier permet de bien appuyer les deux extrémités des tiges à pôles négatif et positif sur la surface à mesurer {29}. Toutefois, cette stratégie n'est pas applicable pour le calorimètre en présence puisqu'elle aurait comme conséquence de modifier la distribution du flux de chaleur, spécialement au point d'impact (la surface de contact étant relativement restreinte). De plus, l'usinage des trous d'insertion doit être très précis. Cette technique offre cependant de nombreux autres avantages, notamment la possibilité d'être applicable dans plusieurs types de matériaux. D'autres techniques moins élaborées prévoient plutôt l'ajout d'une graisse à base de graphite (à haute conductivité thermique) entre la pointe du thermocouple et le point de mesure. Cette façon de procéder offre aussi une certaine flexibilité pour bien des types de matériaux où une lecture de température doit être effectuée. L'induction de graisse en graphite a été notamment employée par Rauenzahn (1986) pour la détermination du flux de chaleur d'impact d'une flamme {39}. Évidemment, cette stratégie n'est pas envisageable pour une exposition à la flamme plus directe.

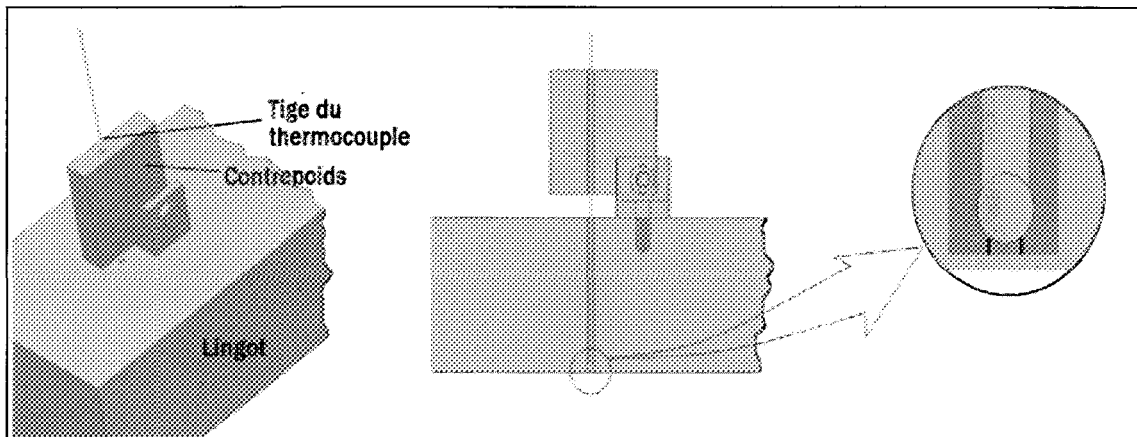


Figure C.5 : Installation du thermocouple avec contrepoids pour la lecture d'une température de surface décrite par Meenken (2003) {29}.

Pour le montage expérimental, les thermocouples sont directement encastrés et brasés dans les masses solides. Cette avenue permet, à de moindres coûts, de déterminer les tendances de l'évolution des températures à des endroits désirés. Puisque les cannelures sont pratiquées directement à la surface, cette technique permet de mieux apprécier l'état du contact entre le thermocouple et la masse solide, contrairement aux autres techniques intrusives.

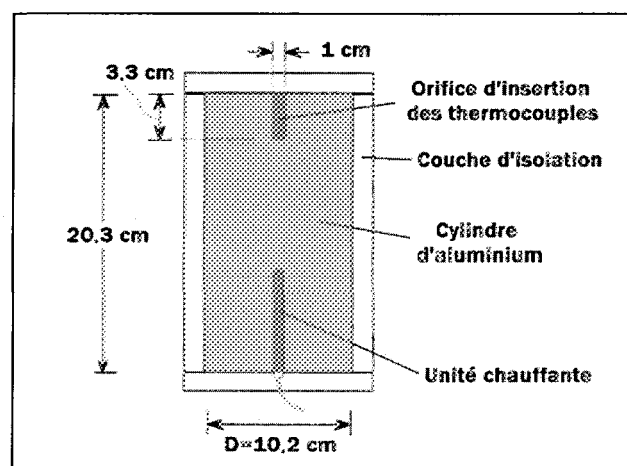


Figure C.6 : Bloc d'aluminium avec élément chauffant intégré pour l'examen de précision des thermocouples avant le brasage.

Avant de faire le brasage des thermocouples, un examen de la précision des lectures est effectué. Pour ce faire, on confine toutes les tiges des thermocouples dans un cylindre d'aluminium chauffé où une cavité est spécialement prévue à cet effet. Un élément chauffant est encastré à l'intérieur du bloc cylindrique alors que le pourtour est isolé par un revêtement fibreux et ignifuge (figure C.6). Une référence est aussi introduite (thermocouple d'un multimètre électronique) à l'intérieur de l'orifice pour fins de validation. Tous les thermocouples sont ensuite reliés au système d'acquisition. Afin de procéder aux lectures, un programme spécialement adapté a été créé. Le programme permet d'afficher le voltage (en mV) de vingt-quatre entrées. La figure C.7 illustre l'interface graphique du programme en question.

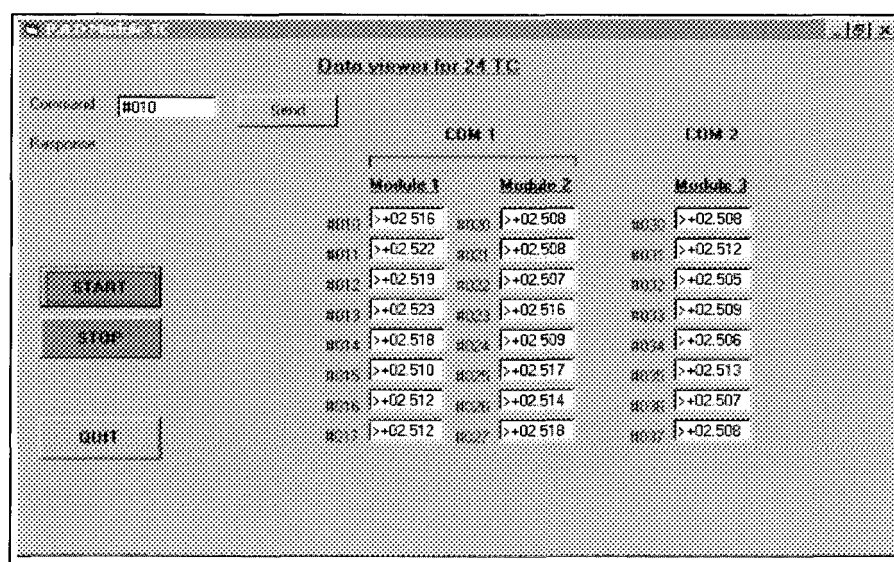


Figure C.7 : Interface graphique du programme codé à partir de VisualBasic[®] affichant les lectures (en mV) instantanées des thermocouples.

Une fois qu'un temps de chauffage de plusieurs heures est complété et qu'un régime quasi-stationnaire est atteint à l'intérieur du bloc d'aluminium, les températures sont

enregistrées. Puis, les thermocouples qui affichent une plage de températures semblables sont groupés (par groupements de six thermocouples qui vont être associés aux zones calorimétriques) pour favoriser la précision du calcul du flux thermique (voir figure C.8). En d'autres termes, un écart de température moins élevé est prévu entre les thermocouples brasés dans une même zone calorimétrique. Pendant cette opération, les thermocouples affichant un trop grand écart par rapport à la température moyenne statistique sont exclus.

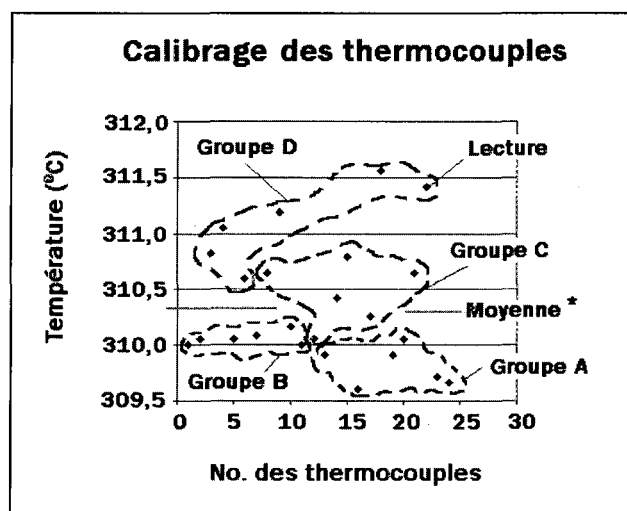


Figure C.8 : Exemple de calibrage des thermocouples par groupes.

Toutefois, pendant le brasage, plusieurs thermocouples ont dû être remplacés. Dans ce cas, le départage des thermocouples de remplacement a été réalisé avec des échantillons moins représentatifs (six à huit thermocouples).

C.2.2 Bloc de référence pour la jonction froide

Chaque fois qu'une jonction entre deux métaux se présente, une génération d'une force électromotrice en fonction de la température se manifeste. Lors d'une prise de lecture, il faut chercher à épurer cette force électromotrice localisée à la reliure (jonction) entre les deux fils du thermocouple. Or, les ports d'entrée et de sortie des systèmes d'acquisition de données sont généralement constitués de cuivre. En branchant un des deux fils d'un thermocouple (d'alliage quelconque) directement à un terminal (en cuivre), un signal parasite qui brouille la vraie lecture est ainsi créé. Pour épurer le signal et pour déterminer la température recherchée, on doit créer une jonction dite froide pour chaque thermocouple à partir d'un environnement isotherme.

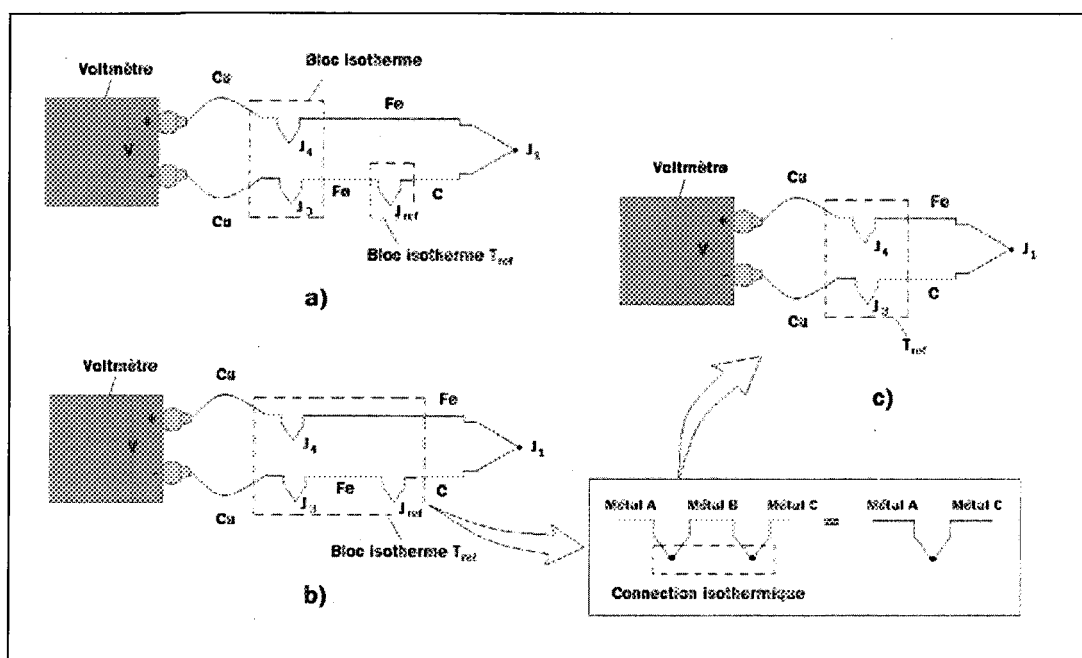


Figure C.9 : Schéma du circuit d'un thermocouple avec la température de référence.

En utilisant le cuivre pour relier les jonctions des thermocouples (jonction froide) aux instruments, on annule tous voltages additionnels. Il s'avère que la séparation par un alliage intermédiaire à deux connections à même température n'a aucun effet (voir figure C.9) sur le signal. Ainsi, en considérant que les pôles du voltmètre sont constitués de cuivre, la température à la jonction J_1 peut alors être facilement déterminée en isolant T_{j1} de l'équation C.3 {32} :

$$V = \alpha_s (T_{j1} - T_{ref}) \quad (C.3)$$

où α_s est le coefficient de Seebeck pour un thermocouple spécifique.

Pour créer l'environnement isotherme recherché (bloc de référence), on usine un boîtier et un couvercle cylindrique en aluminium. Plusieurs orifices d'insertion sont pratiqués sur le couvercle en question et ceux-ci permettent d'introduire les jonctions froides de tous les thermocouples (sans omettre de percer un trou central pour l'insertion d'un thermomètre). Ensuite, le brasage des extensions en cuivre pour chaque paire de fils d'alliage est effectué. Ces nouvelles extensions pourront être alors branchées aux terminaux des instruments, éliminant toutes les sources de voltage à cet endroit. Pour sceller les orifices, des gaines de caoutchouc sont insérées. Ces gaines permettent aussi de garder bien en place les jonctions brasées (voir figure C.10).

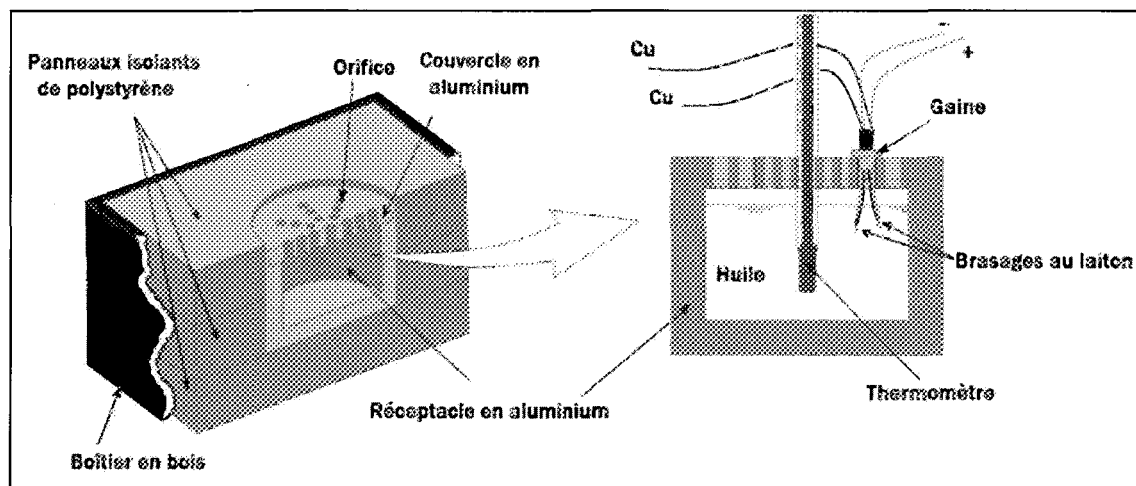


Figure C.10 : Bloc de référence pour la lecture des températures.

De l'huile à transformateur est ensuite versée à l'intérieur du réceptacle d'aluminium de sorte que toutes les jonctions brasées au laiton soient submergées. Il faut ici s'assurer qu'une distance de plusieurs millimètres sépare chacune des vingt-quatre jonctions.

Le réceptacle d'aluminium est isolé par des panneaux de polystyrène taillés sur mesure (voir figure C.10). Le tout est encastré dans une boîte de bois rigide.

Bien que les systèmes modernes d'acquisition axés sur les mesures de températures possèdent une jonction froide électronique, il est fréquemment noté qu'un tel dispositif ne parvienne pas à conserver une température uniforme et l'ajout d'un bloc de référence reste de ce fait une solution efficace pour réduire les erreurs de lecture.

C.2.3 Système d'acquisition de données

Pour recueillir les données expérimentales, trois modules d'acquisition de données de marque ICP-DAS[®] (modèle I-7018P) sont branchés en parallèle. Chacun de ces modules permet de lire huit canaux indépendants. Ces modules sont relativement robustes et permettent des mesures de températures fiables et répétitives. Une source électrique constante de 12 V en continu (modèle CP-12/2.0 de marque ABB[®]) est prévue pour alimenter les modules d'acquisition.

Pour assurer une acquisition constante et sans aucune erreur, il faut impérativement employer deux câbles reliés aux ports de communication de l'ordinateur plutôt qu'un seul. Un premier câble permet la transmission des informations du premier module (huit premiers canaux) alors que le deuxième relie les deux autres modules (permettant le flux d'informations des seize autres canaux).

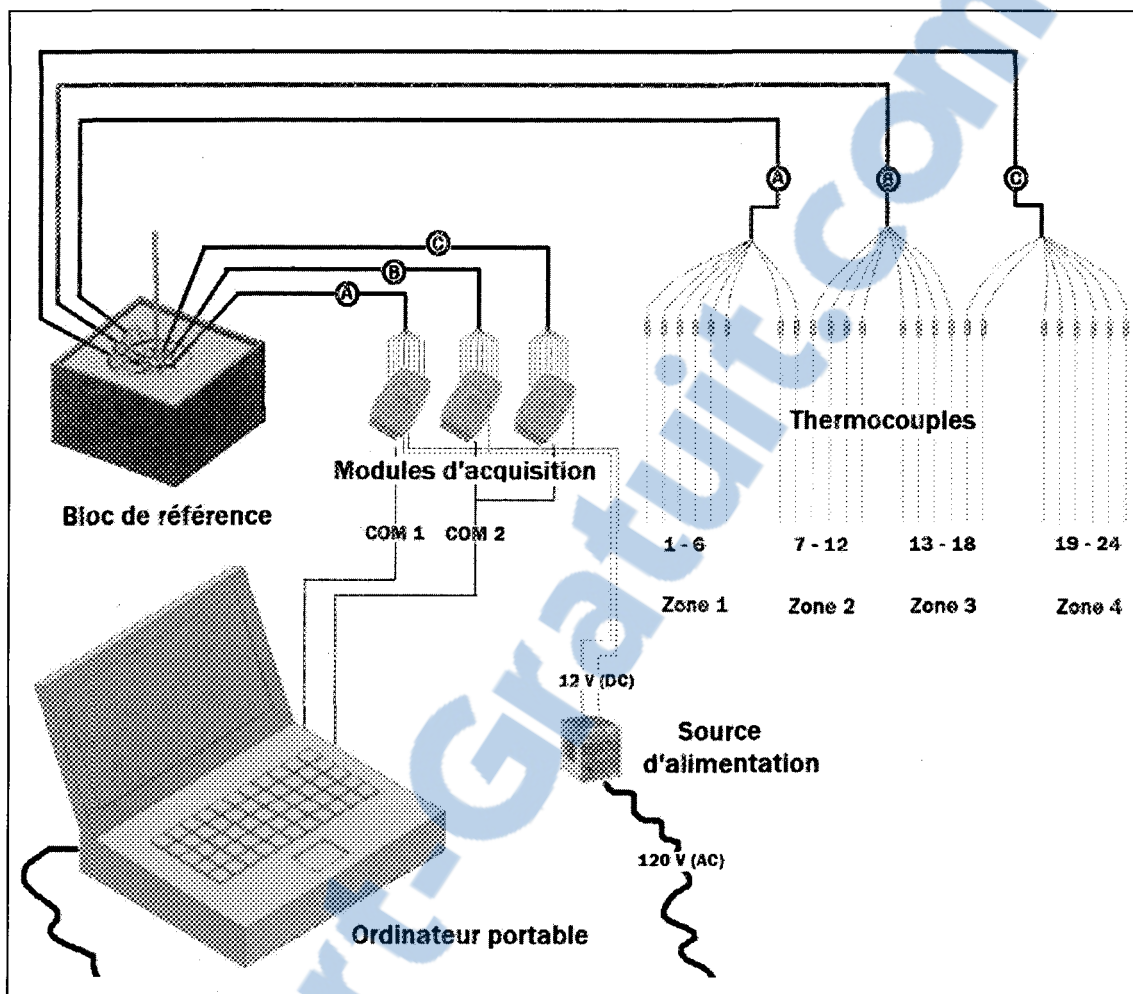


Figure C.11 : Schéma complet du système d'acquisition pour la lecture des températures de surface.

Durant l'expérimentation, l'acquisition des données se fait simultanément à toutes les secondes. Un programme codé en Visual Basic[®], avec l'intégration de certaines librairies (qui permettent l'envoi de commandes définies aux modules d'acquisition), enregistre les voltages des thermocouples des vingt-quatre canaux. Ces lectures sont indépendamment inscrites, pendant l'expérimentation, dans vingt-quatre fichiers. Une illustration de l'interface visuelle du programme d'acquisition est donnée en figure C.12.

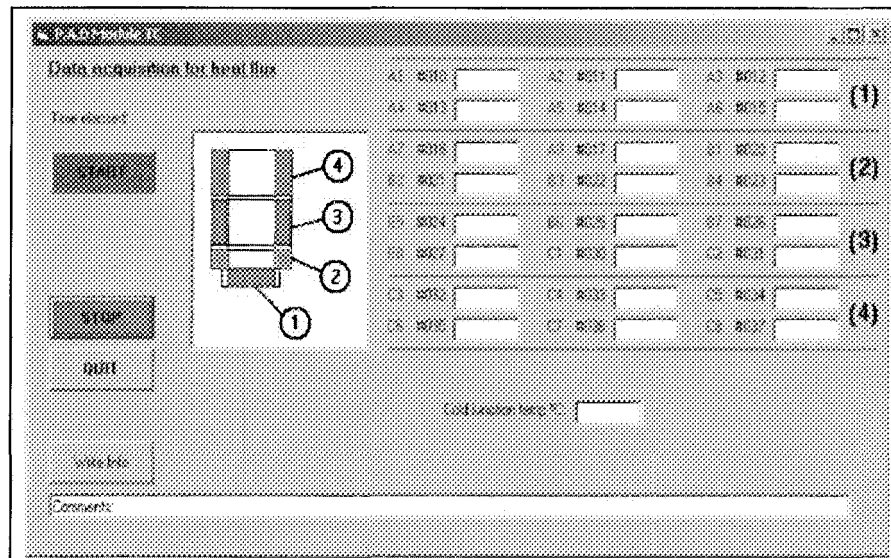


Figure C.12 : Interface graphique du programme codé à partir de VisualBasic[®] pour l'acquisition des températures lors des expérimentations par calorimétrie.

Une fois que les voltages sont enregistrés, le programme principal (qui exécute le calcul du flux) convertit toutes ces valeurs en températures réelles qui seront utilisées pour recréer les conditions frontières du modèle numérique, le tout explicité en section 4.3.2. Cette conversion se fait à l'aide de polynômes spécifiques à chaque type de thermocouples, qui sont répertoriés dans la littérature [32]. Pour le thermocouple de type N, la relation de conversion afin de déterminer la température T est donnée par l'expression suivante :

$$T = \left[c_0 + c_1 E_{ther} + c_2 E_{ther}^2 + \dots + c_n E_{ther}^n \right] + T_{ref} \quad (C.4)$$

où E_{ther} est le voltage thermoélectrique (μV), T_{ref} la température du bloc de référence ($^{\circ}C$) et c_i étant les coefficients intrinsèques au type de thermocouple correspondant. Les coefficients sont donnés ici à titre de référence au tableau C.3.

Tableau C.3 : Coefficients de la fonction approximative inverse pour la détermination de la température pour le thermocouple de type N {32}.

Plage de température	0 à 600 °C	600 à 1300 °C	0 à 1300 °C
Plage de voltage	0 à 20 613 µV	20 613 à 47 513 µV	0 à 47 513 µV
c_0	0,000	$1,972485 \times 10^1$	0,000
c_1	$3,86896 \times 10^{-2}$	$3,300943 \times 10^{-2}$	$3,8783277 \times 10^{-2}$
c_2	$-1,08267 \times 10^{-6}$	$-3,3915159 \times 10^{-7}$	$-1,1612344 \times 10^{-6}$
c_3	$4,70205 \times 10^{-11}$	$9,855391 \times 10^{-12}$	$6,952565 \times 10^{-11}$
c_4	$-2,12169 \times 10^{-18}$	$-1,274371 \times 10^{-16}$	$-3,0090077 \times 10^{-15}$
c_5	$-1,17272 \times 10^{-19}$	$7,767022 \times 10^{-22}$	$8,8311584 \times 10^{-20}$
c_6	$5,39280 \times 10^{-24}$		$-1,6213839 \times 10^{-24}$
c_7	$-7,98156 \times 10^{-29}$		$1,6693362 \times 10^{-29}$
c_8			$-7,3117540 \times 10^{-35}$
c_9			

Pour la conversion, les coefficients de la plage de 0 à 1300 °C ont été employés puisque la température peut largement surpasser 600 °C durant un essai. À noter que l'erreur associée uniquement à l'utilisation de la formule C.4 est de ± 0.06 °C pour cette plage de température {32}.

ANNEXE D

DONNÉES EXPÉRIMENTALES

D.1 Données expérimentales des lectures de la température de jet

Tableau D.1 : Données expérimentales pour le brûleur de type A

Essai du 2 juillet 2006 avec brûleur de type A (Pression atm. = 1002 hPa)						
Exp. #	Pression du compresseur (kPag)	ΔH (mm)	Pression statique (kPag)	Temp. air (°C)	Débit de combustible (lpm)	Temp. jet (°C)
1	634,41	175	581,3114721	37,04	0,4	493,28
2	634,41	147	595,7925408	42,66	0,6	685,2
3	634,41	154	595,1029661	45,22	0,7	702,91
4	634,41	150	594,4133914	46,93	0,8	660,75
5	634,41	159	589,5863685	48,59	0,9	611,36
6	634,41	170	586,8280697	50,48	1,00	574,1805
7	630,96	175	584,7593456	52,38	1,05	558,473
8	634,41	160	590,2759432	54,07	0,6	699,15
9	634,41	162	589,5863685	55,27	0,75	694,24
10	627,51	200	574,4157251	56,9	0,405	518,21

Tableau D.2 : Données expérimentales pour le brûleur de type B

Essai du 17 juillet 2006 avec brûleur de type B (Pression atm. = 1006 hPa)						
Exp. #	Pression du compresseur (kPag)	ΔH (mm)	Pression statique (kPag)	Temp. air (°C)	Débit de combustible (lpm)	Temp. jet (°C)
1	634,41	105	602,6882878	38,58	0,2	302,04
2	634,41	80	615,7902071	44,51	0,3	443,454
3	634,41	69	618,5485059	47,44	0,35	509,88
4	634,41	63	620,61723	49,95	0,4	564,212
5	634,41	59	621,3068047	51,77	0,45	623,35
6	634,41	59	620,61723	53,56	0,5	664,92
7	634,41	59	619,2380806	54,842	0,55	675,28
8	634,41	58	618,5485059	55,61	0,6	676,49
9	634,41	57	617,8589312	56,31	0,625	673,45
10	634,41	60	616,4797818	56,73	0,5	670,54
11	634,41	82	604,7570119	57,131	0,3	453,552

Tableau D.3 : Données expérimentales pour le brûleur de type C

Essai du 3 juillet 2006 avec brûleur de type C (Pression atm. = 1011 hPa)						
Exp. #	Pression du compresseur (kPag)	ΔH (mm)	Pression statique (kPag)	Temp. air (°C)	Débit de combustible (lpm)	Temp. jet (°C)
1	641,30	31	635,0982987	32,418	0,56	703,82
2	641,30	32	634,408724	36,65	0,505	645,236
3	641,30	33	633,7191493	42,21	0,595	753,86
4	641,30	34	632,3399999	44,31	0,65	831,17
5	641,30	35	630,9608505	46,11	0,7	921,55
6	634,41	35	630,2712758	47,8	0,75	970,79
7	634,41	32	629,5817011	49,24	0,45	591,18
8	634,41	34	628,8921264	49,56	0,65	858

D.2 Données et paramètres des flux thermiques par calorimétrie

D.2.1 Paramètres d'ajustement des brûleurs pour les essais

Tableau D.4 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 1 pour le brûleur de type A

Essai no. 1 avec brûleur de type A (06/10/2006)		
Brûleur de type A		
Combustible	0,64	lpm
Pression du compresseur	668,89	kPag
Pression statique de la conduite	624,07	kPag
Hauteur d'eau	139	mm
Température du gaz dans la conduite	28,42	°C
Pression atmosphérique	1031	hPa
A/C	158	%
DS	20	

Tableau D.5 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 2 pour le brûleur de type A

Essai no. 2 avec brûleur de type A (06/10/2006)		
<i>Brûleur de type A</i>		
Combustible	0,52	lpm
Pression du compresseur	668,89	kPag
Pression statique de la conduite	609,58	kPag
Hauteur d'eau	163	mm
Température du gaz dans la conduite	29,83	°C
Pression atmosphérique	1029	hPa
A/C	207	%
DS	20	

Tableau D.6 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 3 pour le brûleur de type A

Essai no. 3 avec brûleur de type A (08/10/2006)		
<i>Brûleur de type A</i>		
Combustible	0,75	lpm
Pression du compresseur	661,99	kPag
Pression statique de la conduite	610,27	kPag
Hauteur d'eau	144	mm
Température du gaz dans la conduite	23,48	°C
Pression atmosphérique	1018	hPa
A/C	134	%
DS	20	

Tableau D.7 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 4 pour le brûleur de type A

Essai no. 4 avec brûleur de type A (27/09/2006)		
<i>Brûleur de type A</i>		
Combustible	0,65	lpm
Pression du compresseur	648,1	kPag
Pression statique de la conduite	593,64	kPag
Hauteur d'eau	128	mm
Température du gaz dans la conduite	29	°C
Pression atmosphérique	1009	hPa
A/C	145	%
DS	20	

Tableau D.8 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 1 pour le brûleur de type B

Essai no. 1 avec brûleur de type B (07/10/2006)		
<i>Brûleur de type B</i>		
Combustible	0,54	lpm
Pression du compresseur	661,99	kPag
Pression statique de la conduite	649,58	kPag
Hauteur d'eau	53	mm
Température du gaz dans la conduite	26,44	°C
Pression atmosphérique	1026	hPa
A/C	117,7	%
DS	25	

Tableau D.9 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 2 pour le brûleur de type B

Essai no. 2 avec brûleur de type B (07/10/2006)		
<i>Brûleur de type B</i>		
Combustible	0,45	lpm
Pression du compresseur	661,99	kPag
Pression statique de la conduite	651,65	kPag
Hauteur d'eau	52	mm
Température du gaz dans la conduite	23,48	°C
Pression atmosphérique	1023	hPa
A/C	140,7	%
DS	25	

Tableau D.10 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 1 pour le brûleur de type C

Essai no.1 avec brûleur de type C (04/11/2006)		
<i>Brûleur de type C</i>		
Combustible	0,5	lpm
Pression du compresseur	668,89	kPag
Pression statique de la conduite	660,61	kPag
Hauteur d'eau	33	mm
Température du gaz dans la conduite	23,07	°C
Pression atmosphérique	1024	hPa
A/C	101,6	%
DS	20	

Tableau D.11 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 2 pour le brûleur de type C

Essai no.2 avec brûleur de type C (24/11/2006)		
<i>Brûleur de type C</i>		
Combustible	0,6	lpm
Pression du compresseur	661,99	kPag
Pression statique de la conduite	656,48	kPag
Hauteur d'eau	34	mm
Température du gaz dans la conduite	30,62	°C
Pression atmosphérique	1028	hPa
A/C	84,7	%
DS	20	

Tableau D.12 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 3 pour le brûleur de type C

Essai no. 3 avec brûleur de type C (25/11/2006)		
<i>Brûleur de type C</i>		
Combustible	0,65	lpm
Pression du compresseur	675,78	kPag
Pression statique de la conduite	660,61	kPag
Hauteur d'eau	33	mm
Température du gaz dans la conduite	26,42	°C
Pression atmosphérique	1021	hPa
A/C	77,7	%
DS	20	

Tableau D.13 : Paramètres d'ajustement de l'essai no. 1 pour le brûleur de type D

Essai no. 1 avec brûleur de type D (27/10/2006)		
<i>Brûleur de type D</i>		
Combustible	0,49	lpm
Pression du compresseur	661,99	kPag
Pression statique de la conduite	621,31	kPag
Hauteur d'eau	130	mm
Température du gaz dans la conduite	28	°C
Pression atmosphérique	1017	hPa
A/C	---	%
DS	28.5	

D.2.2 Données expérimentales des essais calorimétriques

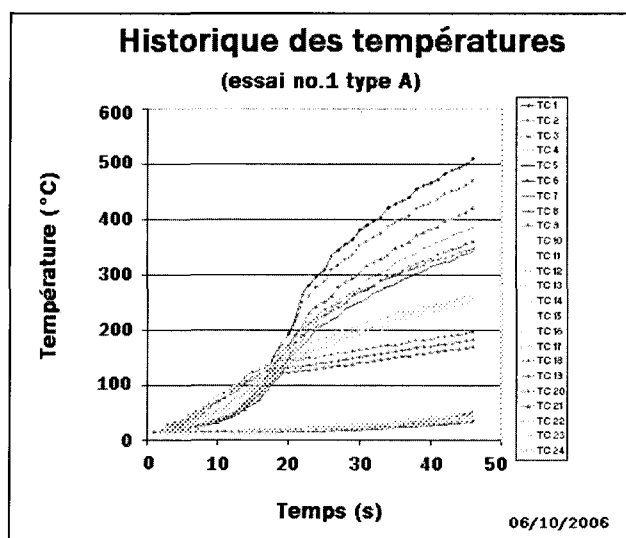


Figure D.1 : Historique des températures du brûleur de type A de l'essai no.1.

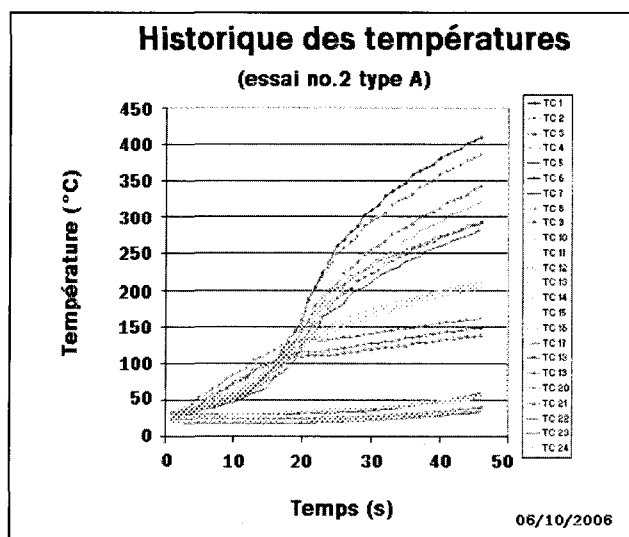


Figure D.2 : Historique des températures du brûleur de type A de l'essai no.2.

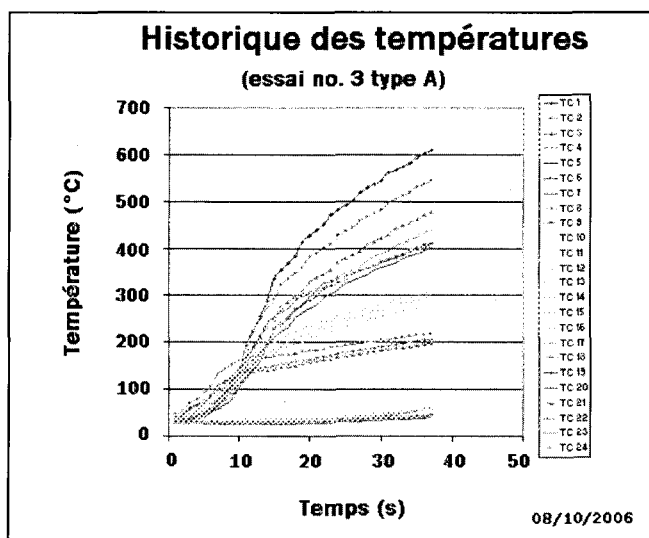


Figure D.3 : Historique des températures du brûleur de type A de l'essai no.3.

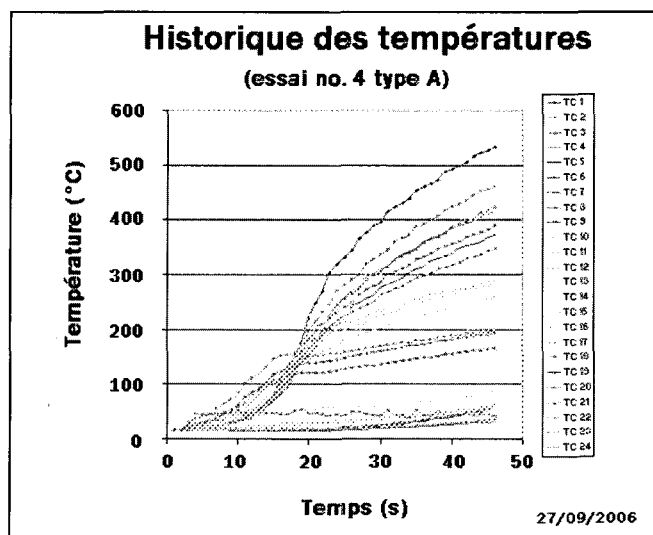


Figure D.4 : Historique des températures du brûleur de type A de l'essai no.4.

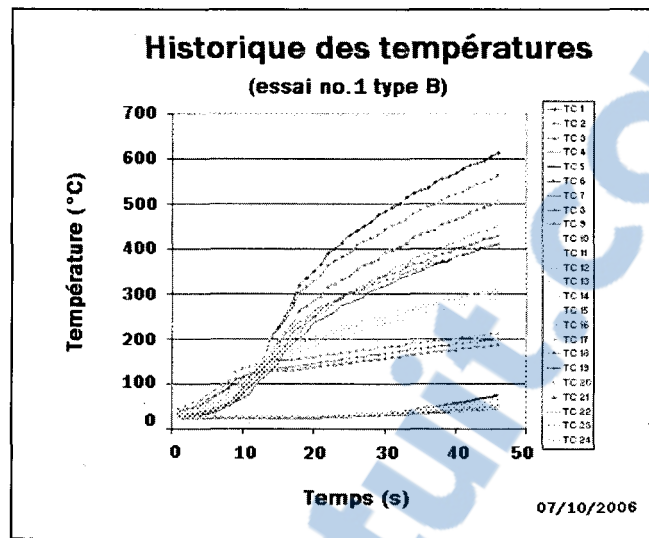


Figure D.5 : Historique des températures du brûleur de type B de l'essai no.1.

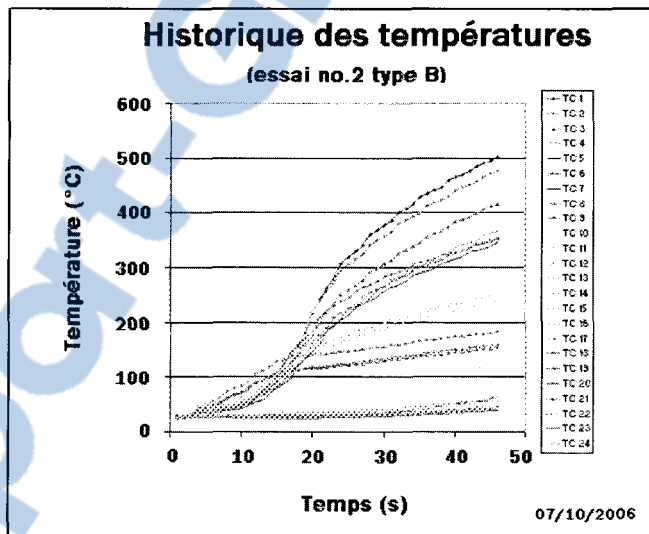


Figure D.6 : Historique des températures du brûleur de type B de l'essai no.2.

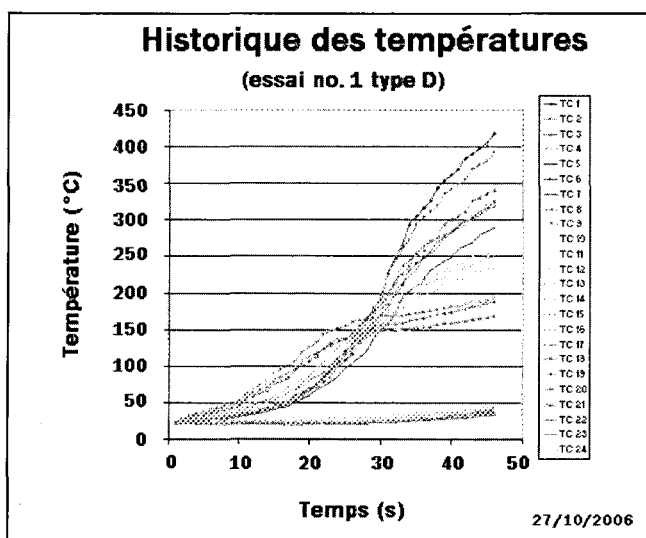


Figure D.7 : Historique des températures du brûleur de type D de l'essai no.1.

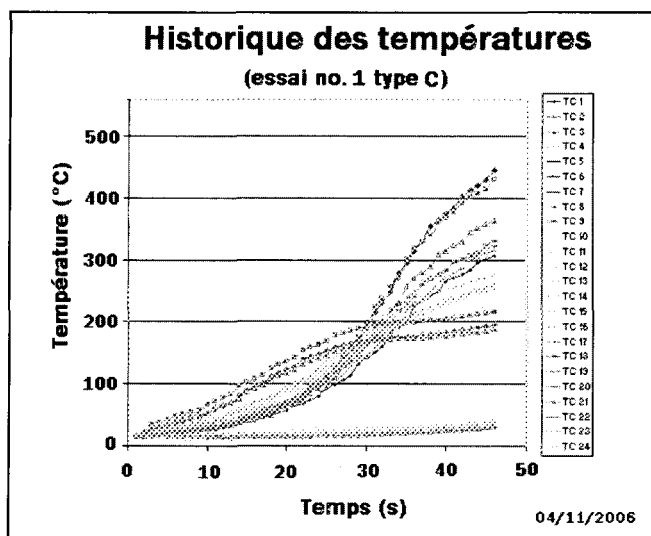


Figure D.8 : Historique des températures du brûleur de type C de l'essai no.1.

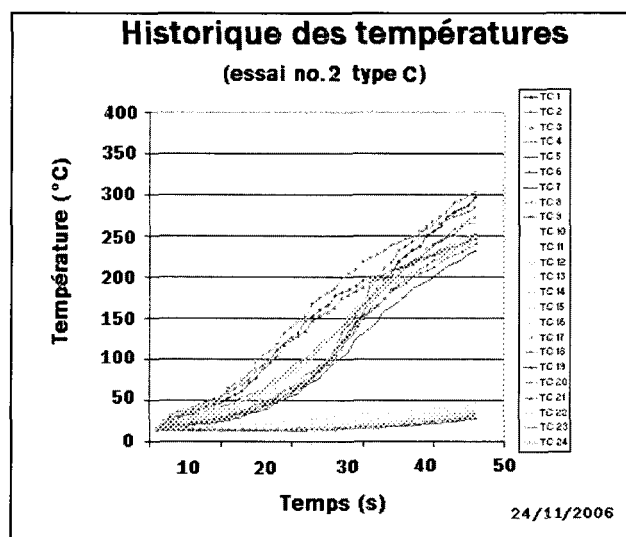


Figure D.9 : Historique des températures du brûleur de type C de l'essai no.2.

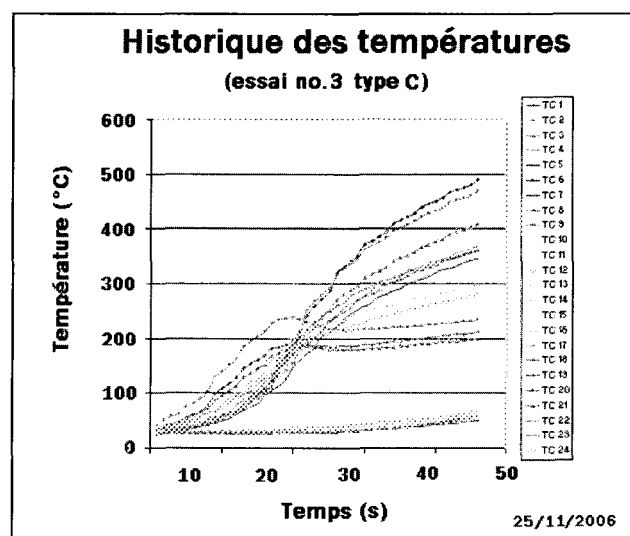


Figure D.10 : Historique des températures du brûleur de type C de l'essai no.3.

D.3 Données expérimentales des essais de fragmentation

D.3.1 Inventaire des trous perforés par la foreuse mécanique

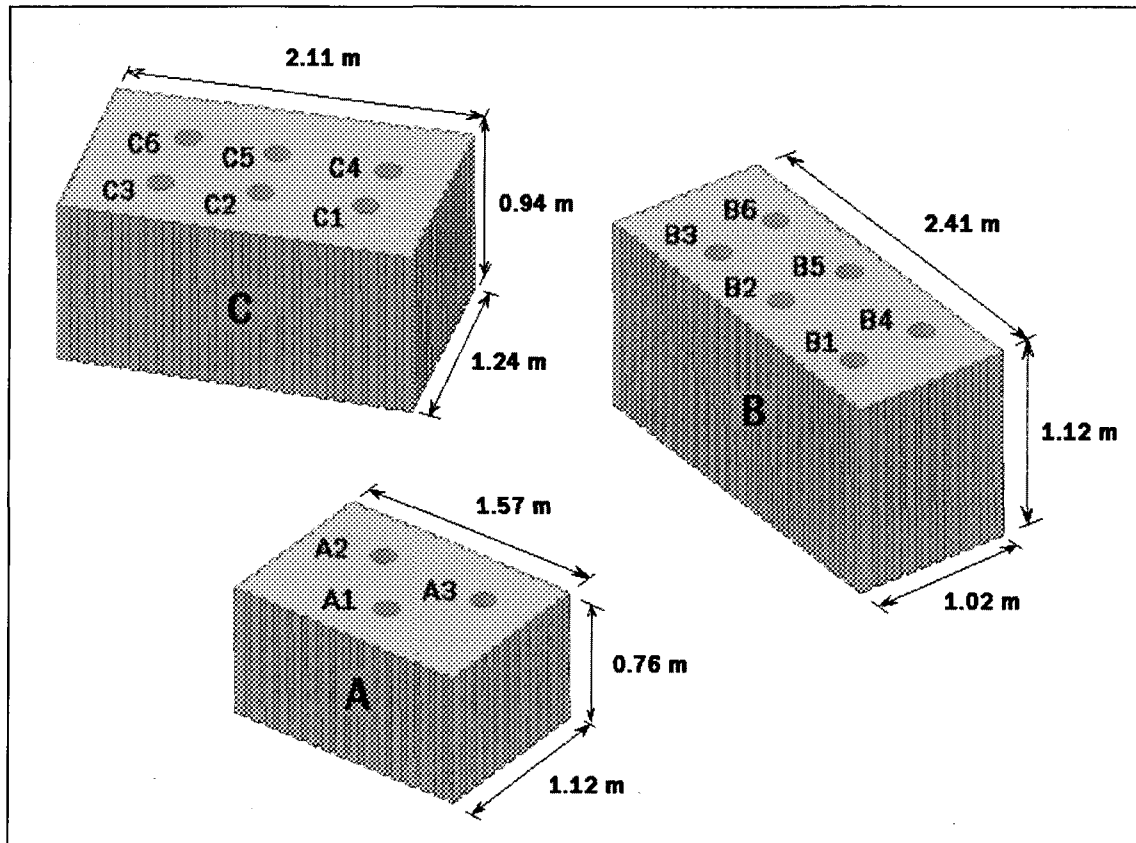


Figure D.1 : Inventaire des blocs perforés pour les essais de fragmentation.

D.3.2 Données expérimentales

Tableau D.14 : Données expérimentales de la cavité no. A1

Cavité no. A1	Paramètres :			
	Pression atm.	1002 hPa	Volume initial du trou :	
	Pression statique	88,6 psig	Masse du réservoir de départ	29,9 kg
	Hauteur d'eau	130 mm	Masse du réservoir à la fin	21,8 kg
	Temp. jonction froide	22 °C	Volume du trou avant fragmentation	8,12 L
	Signal thermocouple	0,346 mV		
	Débit de carburant	0,75 lpm	Volume du trou après fragmentation :	
	Durée de l'expérience	45 s	Masse du réservoir de départ	40 kg
	DS	19	Masse du réservoir à la fin	28,7 kg
	A/F	127%	Volume fragmenté	3,21 L
	Brûleur type	A		

Tableau D.15 : Données expérimentales de la cavité no. A2

Cavité no. A2	Paramètres :			
	Pression atm.	994 hPa	Volume initial du trou :	
	Pression statique	88,6 psig	Masse du réservoir de départ	32,1 kg
	Hauteur d'eau	145 mm	Masse du réservoir à la fin	24,1 kg
	Temp. jonction froide	28 °C	Volume du trou avant fragmentation	8,02 L
	Signal thermocouple	0,746 mV		
	Débit de carburant	0,73 lpm	Volume du trou après fragmentation :	
	Durée de l'expérience	90 s	Masse du réservoir de départ	41,3 kg
	DS	19	Masse du réservoir à la fin	26,1 kg
	A/C	136%	Volume fragmenté	7,21 L
	Brûleur type	A		

Tableau D.16 : Données expérimentales de la cavité no. B1

Cavité no. B1	Paramètres :			
	Pression atm.	1021 hPa	Volume initial du trou :	
	Pression statique	92,7 psig	Masse du réservoir de départ	31,2 kg
	Hauteur d'eau	57 mm	Masse du réservoir à la fin	23,5 kg
	Temp. jonction froide	22 °C	Volume du trou avant fragmentation	7,72 L
	Signal thermocouple	0,409 mV		
	Débit de carburant	0,54 lpm	Volume du trou après fragmentation :	
	Durée de l'expérience	90 s	Masse du réservoir de départ	40 kg
	DS	24	Masse du réservoir à la fin	26.3 kg
	A/C	119,0%	Volume fragmenté	6,01 L
	Brûleur type	B		

Tableau D.17 : Données expérimentales de la cavité no. B3

Cavité no. B3	Paramètres :			
	Pression atm.	1011 hPa	Volume initial du trou :	
	Pression statique	93,4 psig	Masse du réservoir de départ	31,2 kg
	Hauteur d'eau	53 mm	Masse du réservoir à la fin	24 kg
	Temp. jonction froide	20,5 °C	Volume du trou avant fragmentation	7,21 L
	Signal thermocouple	0,323 mV		
	Débit de carburant	0,45 lpm	Volume du trou après fragmentation :	
	Durée de l'expérience	90 s	Masse du réservoir de départ	36 kg
	DS	24	Masse du réservoir à la fin	24 kg
	A/C	139,0%	Volume fragmenté	4,81 L
	Brûleur type	B		

Tableau D.18 : Données expérimentales de la cavité no. B4

Cavité no. B4	Paramètres :			
	Pression atm.	1002 hPa	Volume initial du trou :	
	Pression statique	93,4 psig	Masse du réservoir de départ	31,5 kg
	Hauteur d'eau	36 mm	Masse du réservoir à la fin	23,8 kg
	Temp. jonction froide	20 °C	Volume du trou avant fragmentation	7,72 L
	Signal thermocouple	0,446 mV		
	Débit de carburant	0,69 lpm	Volume du trou après fragmentation :	
	Durée de l'expérience	90 s	Masse du réservoir de départ	42,2kg
	DS	24	Masse du réservoir à la fin	28,5 kg
	A/C	74,0%	Volume fragmenté	6,01 L
	Brûleur type	C		

Tableau D.19 : Données expérimentales de la cavité no. B5

Cavité no. B5	Paramètres :			
	Pression atm.	1002 hPa	Volume initial du trou :	
	Pression statique	94,1 psig	Masse du réservoir de départ	31,2 kg
	Hauteur d'eau	33 mm	Masse du réservoir à la fin	23,8 kg
	Temp. jonction froide	20 °C	Volume du trou avant fragmentation	7,4 L
	Signal thermocouple	0,374 mV		
	Débit de carburant	0,53 lpm	Volume du trou après fragmentation :	
	Durée de l'expérience	90 s	Masse du réservoir de départ	40 kg
	DS	24	Masse du réservoir à la fin	26,8 kg
	A/C	93,0%	Volume fragmenté	5,71 L
	Brûleur type	C		

Tableau D.20 : Données expérimentales de la cavité no. B2

Cavité no. B2	Paramètres :			
	Pression atm.	1011 hPa	Volume initial du trou :	
	Pression statique	94,5 psig	Masse du réservoir de départ	31,1 kg
	Hauteur d'eau	33 mm	Masse du réservoir à la fin	23,1 kg
	Temp. jonction froide	24 °C	Volume du trou avant fragmentation	8,02 L
	Signal thermocouple	0,142 mV		
	Débit de carburant	0,5 lpm	Volume du trou après fragmentation :	
	Durée de l'expérience	90 s	Masse du réservoir de départ	42,2 kg
	DS	24	Masse du réservoir à la fin	28,6 kg
	A/C	100,0%	Volume fragmenté	5,61 L
	Brûleur type	C		

Tableau D.21 : Données expérimentales de la cavité no. C1

Cavité no. C1	Paramètres :			
	Pression atm.	1022 hPa	Volume initial du trou :	
	Pression statique	65,5 psig	Masse du réservoir de départ	29,2 kg
	Hauteur d'eau	305 mm	Masse du réservoir à la fin	21,6 kg
	Temp. jonction froide	20°C	Volume du trou avant fragmentation	7,6 L
	Signal thermocouple	0,949 mV		
	Débit de carburant	0,49 lpm	Volume du trou après fragmentation :	
	Durée de l'expérience	90 s	Masse du réservoir de départ	39,4 kg
	DS	24	Masse du réservoir à la fin	27,1 kg
	A/C	---	Volume fragmenté	4,7 L
	Brûleur type	D	Rotation du déviateur de jet	3 tr/min

ANNEXE E

PROGRAMMES INFORMATIQUES

E.1 Programmes informatiques pour la détermination du flux thermique

E.1.1 Code du programme de détermination du flux thermique au point d'impact de la flamme (zone 1)

```

! *****
! ***      Programme du flux de surface en zone 1 avec propriétés thermiques variables      ***
! *****

      program Flux_thermique_propvar_zone1

      Use numerical_libraries

      Parameter (LDA=10000,NN=40)

      double precision alpha,x
      double precision kvar,y
      Real T0(NN,NN),T(NN,NN),TC(6,LDA),TCC(6,LDA),T1(NN,NN),XDATA(4),FDATA(4),XVEC(4),
VALUE(4)
      Real T0A(1,NN),T1A(1,NN)
      Integer nnv,nnh,nnt,count,i,j,NDATA,nd,nther
      Real dr,dz,dt,rayon,epaisseur,Tamb,laps,epsilon,var1,qtt(LDA)
      Real r(NN),z(NN),q(LDA),qt(LDA),k,dtac,deltat1,deltat2,deltat3,deltat4,int1,int2,int3
      Real FB1,FB2(NN),FB3(NN),FB4,FB5,FC1,FC2,FC3,ds(NN),dummy(NN),temps(LDA),qtmoyen(LDA)
      Real TJC,TCV1(LDA),TCV2(LDA),TCV3(LDA),TCV4(LDA),TCV5(LDA),TCV6(LDA)
      Real c1,c2,c3,c4,c5,c6,c7,c8
      Real power(LDA),aire,qts(LDA),Qtot,Etot

!      "***** Variables *****"

      Real coef1(LDA),coef2(LDA),coef3
      Real a,b,c,d
      Real T1var,T2,T3,T4

      alpha(x)=(-0.00013*x+0.1383982)/10000
      kvar(y)=(-0.022286*y+44.314286)

      open (31,file="TCV1.txt")
      open (32,file="TCV2.txt")
      open (33,file="TCV3.txt")
      open (34,file="TCV4.txt")

```

```

open (35,file="TCV5.txt")
open (36,file="TCV6.txt")

open (11,file="TC1.txt")
open (12,file="TC2.txt")
open (13,file="TC3.txt")
open (14,file="TC4.txt")
open (15,file="TC5.txt")
open (16,file="TC6.txt")

open (21,file='resultats_propvar_zone1.txt')
open (22,file='temperatures.txt')
open (23,file='tempnoeuds.txt')
open (24,file='valeurs.txt')
open (25,file='qtt.txt')
open (26,file='q1.txt')

open (29, file='tempsurface.txt')

open (30, file='tempninf.txt.')
open (41, file='qts_zone1.txt.')
open (42, file='comp_flux.txt.')

```

! ***** Initialisation des paramètres *****

```

NDATA=4

dtac=1
dt=0.025

nd=46
nther=4

epsilon=0.0001

rayon=2.875*0.0254
epaisseur=2*0.0254

nnv=40
nnh=40
nnt=nnv*nnh

dz=epaisseur/nnv

dr=rayon/nnh
r(1)=dr/2

int1=(dtac/dt)
int2=(nd-1)
int3= ( (nnh-nther)/3 ) +1

var1=int1+1

Do I=2,nnh
    r(I)=r(I-1)+dr
Enddo

laps=(nd-1)*40

```

```
aire=3.1415926*(rayon**2)
```

```
! ***** Conversion des thermocouples type N forces électromotrices vs températures *****
```

```
c1=3.8783277E-02
c2=-1.1612344E-06
c3=6.9525655E-11
c4=-3.0090077E-15
c5=8.8311584E-20
c6=-1.6213839E-24
c7=1.6693362E-29
c8=-7.311754E-35
```

```
TJC=18
```

```
Do i=1,nd
```

```
    Read(31,*),TCV1(i)
    TCV1(i)=TCV1(i)*1000
    Read(32,*),TCV2(i)
    TCV2(i)=TCV2(i)*1000
    Read(33,*),TCV3(i)
    TCV3(i)=TCV3(i)*1000
    Read(34,*),TCV4(i)
    TCV4(i)=TCV4(i)*1000
    Read(35,*),TCV5(i)
    TCV5(i)=TCV5(i)*1000
    Read(36,*),TCV6(i)
    TCV6(i)=TCV6(i)*1000
```

```
enddo
```

```
Do i=1,nd
```

```
    TC(1,i)=TJC+c1*TCV1(i)+c2*TCV1(i)**2+c3*TCV1(i)**3+c4*TCV1(i)**4+c5*TCV1(i)**5+c6*TCV1(i)**6+c7*TCV1(i)**7+c8*TCV1(i)**8
    write(11,*),TC(1,i)
```

```
    TC(2,i)=TJC+c1*TCV2(i)+c2*TCV2(i)**2+c3*TCV2(i)**3+c4*TCV2(i)**4+c5*TCV2(i)**5+c6*TCV2(i)**6+c7*TCV2(i)**7+c8*TCV2(i)**8
    write(12,*),TC(2,i)
```

```
    TC(3,i)=TJC+c1*TCV3(i)+c2*TCV3(i)**2+c3*TCV3(i)**3+c4*TCV3(i)**4+c5*TCV3(i)**5+c6*TCV3(i)**6+c7*TCV3(i)**7+c8*TCV3(i)**8
    write(13,*),TC(3,i)
```

```
    TC(4,i)=TJC+c1*TCV4(i)+c2*TCV4(i)**2+c3*TCV4(i)**3+c4*TCV4(i)**4+c5*TCV4(i)**5+c6*TCV4(i)**6+c7*TCV4(i)**7+c8*TCV4(i)**8
    write(14,*),TC(4,i)
```

```
    TC(5,i)=TJC+c1*TCV5(i)+c2*TCV5(i)**2+c3*TCV5(i)**3+c4*TCV5(i)**4+c5*TCV5(i)**5+c6*TCV5(i)**6+c7*TCV5(i)**7+c8*TCV5(i)**8
    write(15,*),TC(5,i)
```

```
    TC(6,i)=TJC+c1*TCV6(i)+c2*TCV6(i)**2+c3*TCV6(i)**3+c4*TCV6(i)**4+c5*TCV6(i)**5+c6*TCV6(i)**6+c7*TCV6(i)**7+c8*TCV6(i)**8
    write(16,*),TC(6,i)
```

```
enddo
```

```

! ***** Définition des paramètres *****
! ***** Coefficients *****

Do i=1,nnh
    Coef1(i)=(1/dr**2)-(1/(2*r(i)*dr))
Enddo

Do i=1,nnv
    Coef2(i)=(1/dr**2)+(1/(2*r(i)*dr))
Enddo

Coef3=(1/dz**2)

! ***** Traitement des données *****

Tamb=(TC(1,1)+TC(2,1)+TC(3,1)+TC(4,1))/4

Do i=1,nnv
    Do j=1,nnh
        T0(i,j)=Tamb
        T(i,j)=Tamb
    Enddo
Enddo

! construction de la matrice des températures avec dt

Do i=1,6

    count=0

    Do j=1,int2

        deltat1 = ( TC(i,j+1) - TC(i,j) ) / (int1)

        Do w=1,int1
            TCC(i,count*int1+w)=TC(i,j)+deltat1*(w)
        Enddo
        count=count+1
    Enddo

    TCC(i,int1*int2+1)=TC(i,nd)

Enddo

write(22,250),'step','TCC1','TCC2','TCC3','TCC4','TCC5','TCC6'
Do i=1,(nd-1)*40
    write(22,300),i,TCC(1,i),TCC(2,i),TCC(3,i),TCC(4,i),TCC(5,i),TCC(6,i)
Enddo

250 format(2X, A4,5X, A4, 4X, A4, 4X, A4, 4X, A4, 4X, A4, 4X, A4)
300 format(I6, 3X, F8.5, 2X, F6.3, 2X, F6.3, 2X, F6.3, 2X, F6.3, 2X, F6.3)

```

```

!      vecteur temporel

          Do i=1,laps
              temps(i)=i*dt
          enddo

!      ***** Éléments de surface *****

          Do i=1,40
              ds(i)=2*3.14159*r(i)*dr
          Enddo

          write(24,*),i,'r(i)',ds(i)

          Do i=1,40

              write(24,*),r(i)
          enddo

          write(24,*),dr='dr=',dz='dz=',dz

!      ***** Boucle de calcul *****

          write(23,350),'step','T0A'
350      format(A4, 2X, A3)

          Do h=1,laps

!      conditions limites

!      Noeuds de la surface supérieure

              Do i=1,3

                  deltat2 = ( TCC(i+1,h)-TCC(i,h) ) / int3
                  deltat3 = ( TCC(i+1,h+1)-TCC(i,h+1) ) / int3

                  Do w=1,int3

                      T0A(1,(i-1)*int3+1+w)=TCC(i,h)+deltat2*(w)
                      T0A(1,(i-1)*int3+1)=TCC(i,h)
                      T1A(1,(i-1)*int3+1+w)=TCC(i,h+1)+deltat3*w
                      T1A(1,(i-1)*int3+1)=TCC(i,h+1)

                  Enddo

              Enddo

          write(29,*),***,(h*dt),'s',***

          Do i=1,40
              write(23,400),i,T0A(1,i)
              write(29,*),T0A(1,i)
          Enddo

400      format(I2, 3X, F6.3)

```

```

Do i=1,nnh
    T0(1,i)=T0A(1,i)
Enddo

!   Noeuds de la surface inférieure

deltat=( TCC(6,h)-TCC(5,h) ) / (nnh-1)

Do j=1,40
    T0(nnv,j)=(j-1)*deltat+TCC(5,h)
    write(30,*)j,T0(nnv,j)
Enddo

!   calcul des températures au temps t+1

!   "***** Noeuds Ouest nouveaux *****"

j=1
Do i=2,nnv-1

    b=( T0(i,j)+T0(i,J+1) )/2
    c=( T0(i,j)+T0(i-1,J) )/2
    d=( T0(i,j)+T0(i+1,j) )/2

    T2=T0(i,j+1)-T0(i,j)
    T3=T0(i,j)-T0(i-1,j)
    T4=T0(i+1,j)-T0(i,j)

    T(i,j)=(alpha(b)*coef2(j)*T2) - (alpha(c)*coef3*T3) + (alpha(d)*coef3*T4 ) + ( T0(i,j)/dt )
    T(i,j)=T(i,j)*dt

enddo

!   "***** Noeuds du centre nouveaux *****"

Do i=2,nnv-1
    Do j=2,nnh-1

        a=( T0(i,j)+T0(i,j-1) )/2
        b=( T0(i,j)+T0(i,J+1) )/2
        c=( T0(i,j)+T0(i-1,J) )/2
        d=( T0(i,j)+T0(i+1,j) )/2

        T1var=T0(i,j)-T0(i,j-1)
        T2=T0(i,j+1)-T0(i,j)
        T3=T0(i,j)-T0(i-1,j)
        T4=T0(i+1,j)-T0(i,j)

```



```

T(i,j)=(-alpha(a)*coef1(j)*T1var ) + (alpha(b)*coef2(j)*T2) - (alpha(c)*coef3*T3) +
(alpha(d)*coef3*T4 ) + ( T0(i,j)/dt )
T(i,j)=T(i,j)*dt

        enddo
Enddo

!      "***** Noeuds Est nouveaux *****"

j=nnh
Do i=2,nnv-1

        a=( T0(i,j)+T0(i,j-1) )/2
        c=( T0(i,j)+T0(i-1,j) )/2
        d=( T0(i,j)+T0(i+1,j) )/2

        T1var=T0(i,j)-T0(i,j-1)
        T3=T0(i,j)-T0(i-1,j)
        T4=T0(i+1,j)-T0(i,j)

        T(i,j)=(-alpha(a)*coef1(j)*T1var ) - (alpha(c)*coef3*T3) + (alpha(d)*coef3*T4 ) + ( T0(i,j)/dt )
        T(i,j)=T(i,j)*dt

        enddo

!      ++++++ Calcul du flux de chaleur de surface ++++++

XDATA(1)=0
XDATA(2)=dz
XDATA(3)=XDATA(2)+dz
XDATA(4)=XDATA(3)+dz

qt(h)=0

!      +++ test +++
write(21,100),'noeud','T1','T2','T3','T4','T5', 'VAL', 'qn', 'ds', 'q*ds', 'qt'
100 format(A5, 2X, A2, 6X, A2, 6X, A2, 6X, A2, 6X, A2, 4X, A3, 5X, A2, 7X, A2, 9X, A4, 5X, A2)

Do i=1,40

        FDATA(1)=T1A(1,i)
        FDATA(2)=T(2,i)
        FDATA(3)=T(3,i)
        FDATA(4)=T(4,i)

        XVEC(1)=epsilon
        XVEC(2)=2*epsilon
        XVEC(3)=3*epsilon
        XVEC(4)=4*epsilon

        Call CSIEZ (NDATA, XDATA, FDATA, 4 , XVEC, VALUE )

```

```

q(i)=( (T1A(1,i)-VALUE(1))*kvar ( T1A(1,i)) ) / epsilon

dummy(i)=q(i)*ds(i)
qt(h)=qt(h)+(q(i)*ds(i))

150      write(21,150),i, T1A(1,i), T(2,i), T(3,i), T(4,i), T(5,i), VALUE(1), q(i), ds(i) , dummy(i), qt(h)
      format(I2, 2X, F9.5, 1X, F7.2, 1X, F7.2, 1X, F7.2, 1X, F7.2, 1X, F8.4, 1X, F11.2, 1X, F7.6, 1X,
F11.3, 1X, F11.3)

      Enddo

      write(26,*),q(1)
      qtt(h)=(qt(h)/aire)

      write(21,*),'
      write(21,200),'temps=',temps(h),'sec', 'puissance=',qt(h),'J/sec','k centre =',kvar( T1A(1,1) )
      write(21,*),'
      write(21,*),'

200      format(A6, 1X, F12.3, 3X, A3, 3X, A10, 1X, F12.3, 3X, A5, 2X, A8, 1X, F5.2)

      write(42,*) '****',temps(h)
      Do i=1,40
        write(42,*),q(i)
      Enddo

!      Remplacement des températures

      Do i=2,(nnv-1)
        Do j=1,nnh
          T0(i,j)=T(i,j)
        Enddo
      Enddo

!      Fin de la boucle de calcul
!      +++ écriture du temps en surface

      if ( temps(h) .EQ. 5 ) then
        Do i=1,40
          write(24,*),T1A(1,i)
        Enddo
      End if

      Enddo

!      ***** Traitement des résultats *****

```

```

write(25,10),'step','temps','Ptrans'

Do i=1,laps
    write(25,*),qtt(i)
enddo

10    format(3X, A4, 2X, A5, 5X, A6)
50    format(1X, I4, 1X, F8.4, 1X, F11.2)

!    énergie totale transmise

    Qtot=0

    Do i=1,laps
        Qtot=Qtot+qt(i)
    enddo

    Etot=Qtot*dt

!    détermination du flux radial *****

    do j=1,laps/40
        qts(j)=0
        Do i=1,40
            qts(j)=qts(j)+qtt((j-1)*40+i)
        Enddo
        qts(j)=(qts(j)/40)
    Enddo

    Do i=1,laps/40
        write(41,*),qts(i)
    Enddo

!    écriture des résultats

    write(21,*),'***'
    write(21,*),'temps de la simulation=',nd-1,'s'
    write(21,*),'Puissance moyenne =',Qtot,'W'
    write(21,*),'Energie transmise=',Etot,'J'

    Do i=1,40
        write(21,*), r(i)
    enddo

    write(6,*),aire

End

```

E.1.2 Code du programme de détermination du flux thermique pour une région radiale (zone 2)

```

! *****
! ***      Programme du flux de surface en zone 2 avec propriétés thermiques variables      ***
! *****

program Flux_thermique_propvar_zone2

Use numerical_libraries

Parameter (LDA=40000,NR=45,NT=60)

double precision alpha,x
double precision kvar,y
Real
T0(NR,NT),T(NR,NT),TC(6,LDA),TCC(6,LDA),T1(NR,NT),XDATA(4),FDATA(4),XVEC(4),VALUE(4)
Real T0A(1,NT),T1A(1,NT),nd,nther,int1,int2,delta1,delta2,delta3,delta1h1,delta2h2,delta3h3

Integer nnr,nnteta,nnt,count
Real dr,dteta,rayonint,rayonext,rayon,Tamb,laps,k
Real r(LDA),a(LDA),aire
Real FC1(LDA),FC2(LDA),FC3(LDA),FC4(LDA)
Real dtac,epsilon,ds,qt(LDA),qtt(LDA),q(LDA),dummy(LDA),temps(LDA)
Real TJC,TCV7(LDA),TCV8(LDA),TCV9(LDA),TCV10(LDA),TCV11(LDA),TCV12(LDA)
Real c1,c2,c3,c4,c5,c6,c7,c8,qts(LDA),Qtot,Etot

! ++++++ Variables ++++++
real avar,b,c,d,coef1(LDA),coef2(LDA),coef3(LDA),T1var,kvariable

alpha(x)=(-0.0001178*x+0.1298839)/10000
kvar(y)=-0.027036*y+40.876786

open (1,file="resultats.txt")

open (31,file="TCV7.txt")
open (32,file="TCV8.txt")
open (33,file="TCV9.txt")
open (34,file="TCV10.txt")
open (35,file="TCV11.txt")
open (36,file="TCV12.txt")

open (11,file="TC7.txt")
open (12,file="TC8.txt")
open (13,file="TC9.txt")
open (14,file="TC10.txt")
open (15,file="TC11.txt")
open (16,file="TC12.txt")

open (21,file='resultats_propvar_zone2.txt')
open (22,file='temperatures2.txt')
open (23,file='tempnoeuds2.txt')
open (24,file='valeurs2.txt')
open (25,file='qts_zone2.txt')
open (26,file='qth2.txt')

NDATA=4

```

```

!      ***** initialisation des paramètres

epsilon=0.00015

nnteta=60
nnr=45

nd=46
nther=3

rayonint=(5.75/2)*0.0254
rayonext=(9.75/2)*0.0254

rayon=(rayonext-rayonint)

dr=(rayon/nnr)

r(1)=rayonint+dr/2

Do i=2,nnr
    r(i)=r(i-1)+dr
Enddo

dteta=((2*3.14159265))/nnteta

k=32.767

dtac=1
dt=0.025

ds=(2*0.0254)*(2*3.14159*rayonint/nnteta)

int2=(nd-1)
int1=(dtac/dt)
int3=( (nnteta-nther)/3 ) +1

laps=(nd-1)*40

Tamb=0

aire=2*3.141592654*rayonint*(2*0.0254)

!      ***** Conversion des thermocouples type N forces électromotrices vs températures *****

c1=3.8783277E-02
c2=-1.1612344E-06
c3=6.9525655E-11
c4=-3.0090077E-15
c5=8.8311584E-20
c6=-1.6213839E-24
c7=1.6693362E-29
c8=-7.311754E-35

TJC=18

```

```

Do i=1,nd
  Read(31,*),TCV7(i)
  TCV7(i)=TCV7(i)*1000
  Read(32,*),TCV8(i)
  TCV8(i)=TCV8(i)*1000
  Read(33,*),TCV9(i)
  TCV9(i)=TCV9(i)*1000
  Read(34,*),TCV10(i)
  TCV10(i)=TCV10(i)*1000
  Read(35,*),TCV11(i)
  TCV11(i)=TCV11(i)*1000
  Read(36,*),TCV12(i)
  TCV12(i)=TCV12(i)*1000
enddo

Do i=1,nd

  TC(1,i)=TJC+c1*TCV7(i)+c2*TCV7(i)**2+c3*TCV7(i)**3+c4*TCV7(i)**4+c5*TCV7(i)**5+c6*TCV7(i)**
6+c7*TCV7(i)**7+c8*TCV7(i)**8
  write(11,*),TC(1,i)

  TC(2,i)=TJC+c1*TCV8(i)+c2*TCV8(i)**2+c3*TCV8(i)**3+c4*TCV8(i)**4+c5*TCV8(i)**5+c6*TCV8(i)**
6+c7*TCV8(i)**7+c8*TCV8(i)**8
  write(12,*),TC(2,i)

  TC(3,i)=TJC+c1*TCV9(i)+c2*TCV9(i)**2+c3*TCV9(i)**3+c4*TCV9(i)**4+c5*TCV9(i)**5+c6*TCV9(i)**
6+c7*TCV9(i)**7+c8*TCV9(i)**8
  write(13,*),TC(3,i)

  TC(4,i)=TJC+c1*TCV10(i)+c2*TCV10(i)**2+c3*TCV10(i)**3+c4*TCV10(i)**4+c5*TCV10(i)**5+c6*TCV
10(i)**6+c7*TCV10(i)**7+c8*TCV10(i)**8
  write(14,*),TC(4,i)

  TC(5,i)=TJC+c1*TCV11(i)+c2*TCV11(i)**2+c3*TCV11(i)**3+c4*TCV11(i)**4+c5*TCV11(i)**5+c6*TCV
11(i)**6+c7*TCV11(i)**7+c8*TCV11(i)**8
  write(15,*),TC(5,i)

  TC(6,i)=TJC+c1*TCV12(i)+c2*TCV12(i)**2+c3*TCV12(i)**3+c4*TCV12(i)**4+c5*TCV12(i)**5+c6*TCV
12(i)**6+c7*TCV12(i)**7+c8*TCV12(i)**8
  write(16,*),TC(6,i)
enddo

!      +++ Nouveau

Do i=1,nnr
  Coef1(i)=(1/dr**2)-(1/(2*r(i)*dr))
enddo

Do i=1,nnr
  Coef2(i)=(1/dr**2)+(1/(2*r(i)*dr))
Enddo

Do i=1,nnr
  Coef3(i)=1/((r(i)*dteta))**2
Enddo

! ***** Traitement des données initiales *****

```

```

!      Construction de la matrice des températures avec dt

      Do i=1,6

          count=0

          Do j=1,int2

              deltat1 = ( TC(i,j+1) - TC(i,j) ) / (int1)

              Do w=1,int1
                  TCC(i,count*int1+w)=TC(i,j)+deltat1*(w)
              Enddo
              count=count+1
          Enddo

          TCC(i,int1*int2+1)=TC(i,nd)

      Enddo

      write(22,250),'step','TCC1','TCC2','TCC3','TCC4','TCC5','TCC6'

      Do i=1,(nd-1)*40
          write(22,300),i,TCC(1,i),TCC(2,i),TCC(3,i),TCC(4,i),TCC(5,i),TCC(6,i)
      Enddo

250    format(2X, A4,5X, A4, 4X, A4, 4X, A4, 4X, A4, 4X, A4)
300 format(16, 3X, F6.3, 2X, F6.3, 2X, F6.3, 2X, F6.3, 2X, F6.3, 2X, F6.3)

!      initialisation de matrices température

      Tamb=(TC(1,1)+TC(2,1)+TC(3,1)+TC(4,1))/4

      Do i=1,nnr
          Do j=1,nnteta
              T0(i,j)=Tamb
              T(i,j)=Tamb
          Enddo
      Enddo

!      matrice temporelle

      Do i=1,laps
          temps(i)=i*dt
      enddo

!      ***** Boucle de calcul *****

      write(23,350),'step','T1A'
350    format(A4, 2X, A3)

!      Boucle de calcul

      Do h=1,laps

!      Conditions limites

```

! Noeuds de surfaces intérieure et extérieure

```

delta1=( TCC(2,h)-TCC(1,h) ) /int3
delta1h1=( TCC(2,h+1)-TCC(1,h+1) ) /int3
delta2=( TCC(3,h)-TCC(2,h) ) /int3
delta2h2=( TCC(3,h+1)-TCC(2,h+1) ) /int3
delta3=( TCC(1,h)-TCC(3,h) ) /int3
delta3h3=( TCC(1,h+1)-TCC(3,h+1) ) /int3

```

```

delta4=( TCC(5,h)-TCC(4,h) ) /int3
delta5=( TCC(6,h)-TCC(5,h) ) /int3
delta6=( TCC(4,h)-TCC(6,h) ) /int3

```

```

Do w=1,21
  T0A(1,w)=(w-1)*delta1+TCC(1,h)
  T0(nnr,w)=(w-1)*delta4+TCC(4,h)
  T1A(1,w)=(w-1)*delta1h1+TCC(1,h+1)
Enddo

```

```

count=0
Do w=21,41
  T0A(1,w)=count*delta2+TCC(2,h)
  T0(nnr,w)=count*delta4+TCC(4,h)
  T1A(1,w)=count*delta2h2+TCC(2,h+1)
count=count+1
Enddo

```

```

count=0
Do w=41,60
  T0A(1,w)=count*delta3+TCC(3,h)
  T0(nnr,w)=count*delta6+TCC(6,h)
  T1A(1,w)=count*delta3h3+TCC(3,h+1)
count=count+1
Enddo

```

```

Do i=1,nnnteta
  T0(1,i)=T0A(1,i)
Enddo

```

```

Do i=1,nnnteta
  write(23,400),i,T1A(1,i)
Enddo

```

400 format(I2, 3X, F6.3)

! ++++++++ Nouveau ++++++++

! Noeuds du centre

```

Do i=2,nnr-1
  Do j=2,nnnteta-1

```



```

avar=( T0(i,j)+T0(i-1,j) )/2
b=( T0(i,j)+T0(i+1,j) )/2
c=( T0(i,j)+T0(i,j-1) )/2
d=( T0(i,j)+T0(i,j+1) )/2

T1var=T0(i,j)-T0(i-1,j)
T2=T0(i+1,j)-T0(i,j)
T3=T0(i,j)-T0(i,j-1)
T4=T0(i,j+1)-T0(i,j)

T(i,j)= (-alpha(avar)*coef1(i)*T1var)+(alpha(b)*coef2(i)*T2)-
(alpha(c)*coef3(i)*T3)+(alpha(d)*coef3(i)*T4)+(T0(i,j)/dt )
T(i,j)=T(i,j)*dt

Enddo

enddo

!      Noeuds d'attachement Ouest

Do i=2,nnr-1
  j=nnteta

  avar=( T0(i,j)+T0(i-1,j) )/2
  b=( T0(i,j)+T0(i+1,j) )/2
  c=( T0(i,j)+T0(i,j-1) )/2
  d=( T0(i,j)+T0(i,1) )/2

  T1var=T0(i,j)-T0(i-1,j)
  T2=T0(i+1,j)-T0(i,j)
  T3=T0(i,j)-T0(i,j-1)
  T4=T0(i,1)-T0(i,j)

  T(i,j)= (-alpha(avar)*coef1(i)*T1var)+(alpha(b)*coef2(i)*T2)-
(alpha(c)*coef3(i)*T3)+(alpha(d)*coef3(i)*T4)+(T0(i,j)/dt )
  T(i,j)=T(i,j)*dt

Enddo

!      Noeuds d'attachement Est

Do i=2,nnr-1
  j=1

  avar=( T0(i,j)+T0(i-1,j) )/2
  b=( T0(i,j)+T0(i+1,j) )/2
  c=( T0(i,j)+T0(i,nnteta) )/2
  d=( T0(i,j)+T0(i,j+1) )/2

  T1var=T0(i,j)-T0(i-1,j)
  T2=T0(i+1,j)-T0(i,j)
  T3=T0(i,j)-T0(i,nnteta)
  T4=T0(i,j+1)-T0(i,j)

  T(i,j)= (-alpha(avar)*coef1(i)*T1var)+(alpha(b)*coef2(i)*T2)-
(alpha(c)*coef3(i)*T3)+(alpha(d)*coef3(i)*T4)+(T0(i,j)/dt )
  T(i,j)=T(i,j)*dt

```

```

Enddo

!      ++++++++ Calcul du flux de surface ++++++++

XDATA(1)=0
XDATA(2)=dr
XDATA(3)=XDATA(2)+dr
XDATA(4)=XDATA(3)+dr

qt(h)=0

!      +++ essai +++
write(21,100),'noeud','T1','T2','T3','T4','T5', 'VAL', 'qn', 'ds', 'q*ds', 'qt'
100 format(A5, 2X, A2, 4X, A2, 4X, A2, 4X, A2, 4X, A2, 3X, A3, 6X, A2, 9X, A2, 7X, A4, 6X, A2)

Do i=1, nnteta

      FDATA(1)=T1A(1,i)
      FDATA(2)=T(2,i)
      FDATA(3)=T(3,i)
      FDATA(4)=T(4,i)

      XVEC(1)=epsilon
      XVEC(2)=2*epsilon
      XVEC(3)=3*epsilon
      XVEC(4)=4*epsilon

      Call CSIEZ (NDATA, XDATA, FDATA, 4, XVEC, VALUE )

      q(i)=( (T1A(1,i)-VALUE(1))*kvar (T1A(1,i))) / epsilon

      kvariable=kvar(T1A(1,i))

      dummy(i)=q(i)*ds
      qt(h)=qt(h)+q(i)*ds

150      write(21,150),i, T1A(1,i), T(2,i), T(3,i), T(4,i), T(5,i), VALUE(1), q(i), ds, dummy(i), qt(h)
1X, F8.1)      format(I2, 3X, F9.5, 1X, F7.2, 1X, F7.2, 1X, F7.2, 1X, F7.2, 1X, F7.2, 1X, F11.2, 1X, F7.6, 1X, F8.1,

Enddo

!      write(26,*),q(1)
      qtt(h)=(qt(h)/aire)

      write(21,*),'_____ '
      write(21,200),'temps=',temps(h),'sec', 'puissance=',qt(h),'J/sec','kcentre=',kvariable

      write(21,*),'_____ '
      write(21,*),'

200      format(A6, 1X, F12.3, 3X, A3, 3X, A10, 1X, F12.3, 3X, A5, 1X, A8, 1X, F6.2)

```

```

!      Remplacement des températures

      Do i=2,nnr-1
        Do j=1,nnteta
          T0(i,j)=T(i,j)
        Enddo
      Enddo

      Enddo

!      ***** Traitement des résultats *****

      Do i=1,nnr
        write(1,*),T0(i,1)
      Enddo

!      énergie totale transmise

      Do i=1,laps
        Qtot=Qtot+qt(i)
      enddo

      Etot=Qtot*dt

      Do i=1,nnr
        write(1,*),r(i)
      Enddo

      Do i=1,laps
        write(26,*),i,qtt(i)
      Enddo

!      ***** détermination du flux radial *****

      do j=1,laps/40
        qts(j)=0
        Do i=1,40
          qts(j)=qts(j)+qtt((j-1)*40+i)
        Enddo
        qts(j)=(qts(j)/40)
      Enddo

      Do i=1,laps/40
        write(25,*),qts(i)
      Enddo

!      écriture des résultats

      write(21,*),'****'
      write(21,*)'temps de la simulation=',nd-1,'s'
      write(21,*)'Puissance moyenne=',Qtot,'W'
      write(21,*)'Energie transmise=',Etot,'J'

      write(6,*),aire

      end

```

E.2 Validation de la stratégie numérique

E.2.1 Validation des valeurs nodales en r-z avec le logiciel MATHCAD®

Validation du programme 2D (r-z)

Données de départ:

$$c := 0.0975$$

$$f(x) := 500$$

$$b := 0.09875$$

Solution analytique :

$$n(m) := \frac{m \cdot \pi}{c}$$

$$T(r, z) := \frac{2}{c} \cdot \left[\sum_{m=1}^{210} \left[\left(\frac{I_0(n(m) \cdot r)}{I_0(n(m) \cdot b)} \right) \cdot \sin(n(m) \cdot z) \cdot \int_0^c \sin(n(m) \cdot x) \cdot f(x) \, dx \right] \right]$$

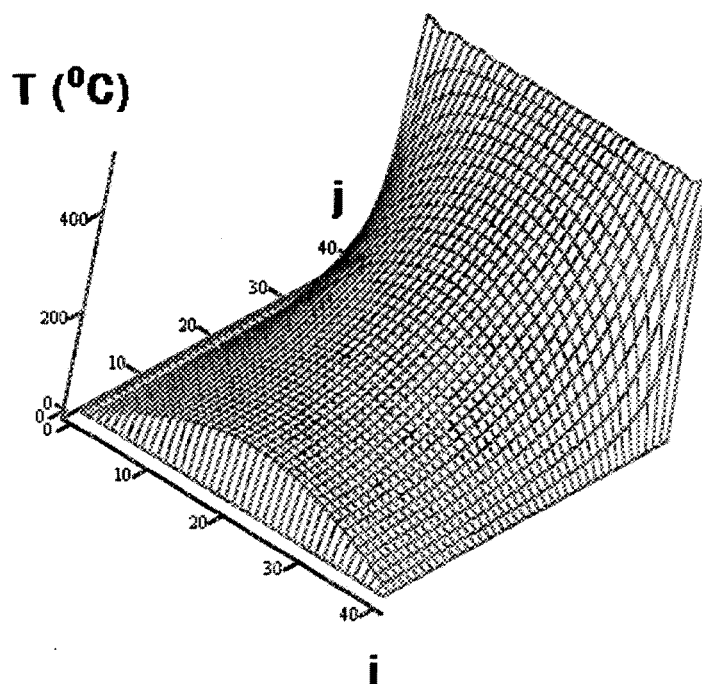
$$i := 1..40$$

$$j := 1..40$$

$$\text{data}_{i,j} := T[(j-1) \cdot 0.0025 + 0.00125, -0.0025(i-1) + 0.0975]$$

data =

	0	1	2	3	4	5	6
0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	$.377 \cdot 10^{-14}$	$.398 \cdot 10^{-14}$	$6.44 \cdot 10^{-14}$	$.502 \cdot 10^{-14}$	$.587 \cdot 10^{-14}$	$.693 \cdot 10^{-14}$
2	0	9.079	9.109	9.17	9.261	9.384	9.538
3	0	18.097	18.158	18.278	18.46	18.705	19.013
4	0	26.996	27.086	27.265	27.537	27.9	28.36
5	0	35.715	35.834	36.071	36.429	36.91	37.516
6	0	44.198	44.344	44.638	45.08	45.674	46.423
7	0	52.388	52.561	52.909	53.432	54.134	55.019
8	0	60.233	60.432	60.83	61.43	62.235	63.25
9	0	67.681	67.904	68.35	69.023	69.925	71.062
10	0	74.685	74.93	75.421	76.161	77.154	78.405
11	0	81.199	81.465	81.997	82.8	83.876	85.232
12	0	87.183	87.467	88.037	88.896	90.049	91.5
13	0	92.598	92.899	93.504	94.414	95.634	97.171
14	0	97.412	97.728	98.362	99.317	100.597	102.209
15	0	101.593	101.923	102.582	103.576	104.908	106.585



E.2.2 Validation des valeurs nodales en r- θ avec le logiciel MATHCAD®

Validation du programme 2D (r θ)

Données de départ:

$$t0(\phi) := 50 \cdot \sin(\phi)$$

$$r_{ext} := 0.098335$$

Solution analytique :

$$A0 := \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \int_0^{2 \cdot \pi} t0(\phi) \, d\phi$$

$$A(m) := \frac{1}{r_{ext}^m \cdot \pi} \cdot \int_0^{2 \cdot \pi} t0(\phi) \cdot \sin(m \cdot \phi) \, d\phi$$

$$B(m) := \frac{1}{r_{ext}^m \cdot \pi} \cdot \int_0^{2 \cdot \pi} t0(\phi) \cdot \cos(m \cdot \phi) \, d\phi$$

$$t(r, \phi) := A0 + \left[\sum_{m=1}^{100} A(m) \cdot r^m \cdot \sin((m \cdot \phi)) \right] + \left[\sum_{m=1}^{100} B(m) \cdot r^m \cdot \cos((m \cdot \phi)) \right]$$

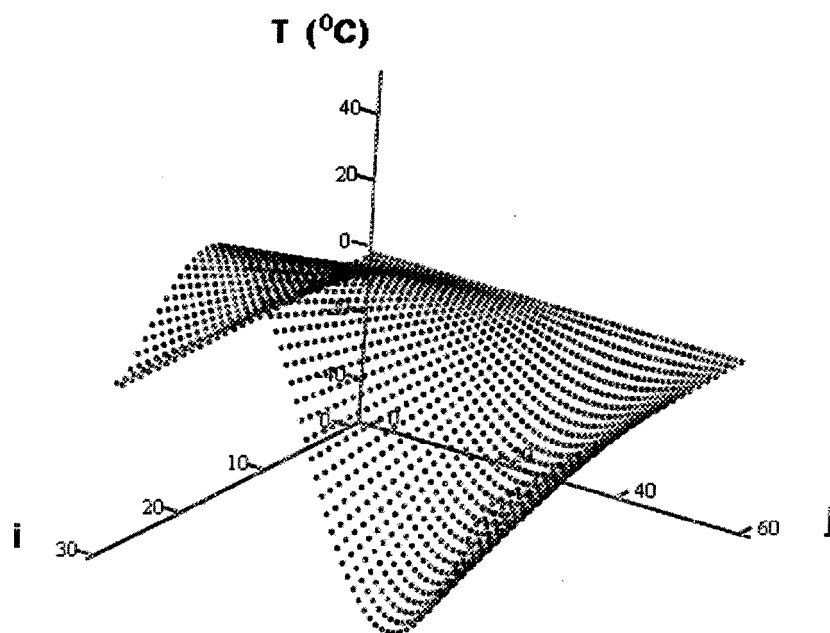
$$i := 1..30$$

$$j := 1..60$$

$$data_{i,j} := t[0.003333(i-1) + 0.001666(j-1) \cdot 0.10471975]$$

data =

	0	1	2	3	4	5	6
0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	$1.684 \cdot 10^{-15}$	0.089	0.176	0.262	0.345	0.424
2	0	$1.685 \cdot 10^{-15}$	0.266	0.528	0.785	1.034	1.271
3	0	$1.684 \cdot 10^{-15}$	0.443	0.881	1.309	1.723	2.118
4	0	$1.677 \cdot 10^{-15}$	0.62	1.233	1.833	2.412	2.966
5	0	$1.659 \cdot 10^{-15}$	0.797	1.586	2.357	3.102	3.813
6	0	$1.627 \cdot 10^{-15}$	0.974	1.938	2.88	3.791	4.66
7	0	$1.578 \cdot 10^{-15}$	1.151	2.29	3.404	4.48	5.508
8	0	$1.508 \cdot 10^{-15}$	1.329	2.643	3.928	5.17	6.355
9	0	$1.414 \cdot 10^{-15}$	1.506	2.995	4.451	5.859	7.202
10	0	$1.294 \cdot 10^{-15}$	1.683	3.347	4.975	6.548	8.05
11	0	$1.146 \cdot 10^{-15}$	1.86	3.7	5.499	7.238	8.897
12	0	0	2.037	4.052	6.022	7.927	9.744
13	0	0	2.214	4.404	6.546	8.616	10.592
14	0	0	2.391	4.757	7.07	9.305	11.439
15	0	0	2.569	5.109	7.594	9.995	12.287



E.2.3 Programme de détermination du flux de surface par la formule de Cook-Felderman

```

program Cook_Felderman_validation

Parameter LDA=100

Real prop1,k,alpha,tem(LDA),qcf(LDA),coef,Qc(LDA)
Integer n, ndata

k=32.3
alpha=9.15E-06

open (1,file="res.txt")
open (2,file="temp.txt")

coef=(2*k) / ((alpha*3.14159)**(0.5))

ndata=20

Do i=1,ndata
    read(2,*),tem(i)
enddo

Do, n=2,ndata
    qcf(1)=0

    Do i=2,n
        qcf(i)=( Tem(i)-Tem(i-1) ) / ( (n-i)**(0.5) + (n-(i-1))**(0.5) )
        qcf(i)=qcf(i-1)+qcf(i)
    Enddo
    Qc(n)=qcf(n)*coef
enddo

Do i=2,ndata
    write(1,*),Qc(i)
Enddo

end

```


E.3 Code du programme pour le calcul de la température adiabatique de flamme

La section E.3 présente uniquement le programme principal pour déterminer la température adiabatique de flamme de certains combustibles (mélangés à de l'air). Les diverses tables d'enthalpies de formation qui ont été utilisées sont données en référence {44}.

```

program Temp_flamme_adiabatique

!      ***** déclaration des variables *****

parameter A=30
real nco2,nh2o,nn2,no2,count1,count2,adtemp,airtheo
real temp(A), tabco2(A),tabh2o(A),tabo2(A),tabn2(A)
real h,hco2,hh2o,ho2,hn2,somme,somme1,somme2,B,epsilon,Z
integer C,K,dummyco2,dummyh2o,dummyo2,dummyn2,dco2,dh2o,do2,dn2,x

open (5,file="tableco2.txt")
open (6,file="tableh2o.txt")
open (7,file="tableo2.txt")
open (8,file="tabn2.txt")

epsilon=1000

!      +++ air théorique +++

airtheo=450

!      +++ Sélection du combustible +++
!      1 = dodécane liquide
!      2 = octane liquide
!      3 = méthane gazeux
!      4 = propane gazeux

x=1

!      ***** initialisation des valeurs tabulées *****

Do I=1,27
Read (5,*),tabco2(I)
Read (6,*),tabh2o(I)
Read (7,*),tabo2(I)
Read (8,*),tabn2(I)
enddo

```

```
temp(1)=400
```

```
Do W=2,27
temp(W)=temp(W-1)+100
enddo
```

```
! ***** initiation du nombre de moles *****
```

```
! +++ dodécane (l) +++
```

```
if (x .eq. 1) then
```

```
nco2=12
nh2o=13
nn2=69.56*(airtheo/100)
no2=(18.5*(airtheo/100))-18.5
h=-352603
```

```
end if
```

```
if (airtheo .eq. 100) then
no2=0
end if
```

```
! +++ octane (l) +++
```

```
if (x .eq. 2) then
```

```
nco2=8
nh2o=9
nn2=47*(airtheo/100)
no2=(12.5*(airtheo/100))-12.5
h=-249952
```

```
end if
```

```
if (airtheo .eq. 100) then
no2=0
end if
```

```
! +++ méthane (g) +++
```

```
if (x .eq. 3) then
```

```
nco2=1
nh2o=2
nn2=7.52*(airtheo/100)
no2=(2*(airtheo/100))-2
h=-74873
```

```
end if
```

```
if (airtheo .eq. 100) then
no2=0
```

```

end if

!      +++ propane (g) +++

if (x .eq. 4) then

nco2=3
nh2o=4
nn2=18.8*(airtheo/100)
no2=(5*(airtheo/100))-5
h=-103847

end if

if (airtheo .eq. 100) then
no2=0
end if

hco2=-393522
hh2o=-241827

B=h-nco2*hco2-nh2o*hh2o
C=0
somme=0
somme1=0
somme2=0
K=0

!      ***** intervalle cible *****

Do while (somme .LE. B)

K=K+1

somme1=nco2*tabco2(K)+nh2o*tabh2o(K)+no2*tabo2(K)
somme2=nn2*tabn2(K)
somme=somme1+somme2

C=C+1

enddo

write (*,*)'temperature de flamme adiabatique entre '
write (*,*),temp(C-1),temp(C)

dummyco2=tabco2(C)-tabco2(C-1)
dummyh2o=tabh2o(C)-tabh2o(C-1)
dummyo2=tabo2(C)-tabo2(C-1)

```

```
dummyn2=tabn2(C)-tabn2(C-1)
```

```
Z=0
```

```
somme1=0
```

```
somme2=0
```

```
somme=0
```

```
! ***** recherche de la température *****
```

```
Do while (epsilon .GE. 1000)
```

```
Z=Z+0.001
```

```
dco2=Z*dummyco2+tabco2(C-1)
```

```
dh2o=Z*dummyh2o+tabh2o(C-1)
```

```
do2=Z*dummyo2+tabo2(C-1)
```

```
dn2=Z*dummyn2+tabn2(C-1)
```

```
somme1=nco2*dco2+nh2o*dh2o+no2*do2
```

```
somme2=nn2*dn2
```

```
somme=somme1+somme2
```

```
epsilon=abs(somme-B)
```

```
enddo
```

```
adtemp=temp(C-1)+Z*100
```

```
write(*,*),adtemp
```

```
end
```

