



HAL
open science

Contribution à la mesure de température des matériaux sous choc modéré par pyrométrie optique

Camille Chauvin

► **To cite this version:**

Camille Chauvin. Contribution à la mesure de température des matériaux sous choc modéré par pyrométrie optique. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2010. Français. NNT: . tel-00477899

HAL Id: tel-00477899

<https://theses.hal.science/tel-00477899v1>

Submitted on 30 Apr 2010

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

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

THÈSE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National – Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : SI-MMEA

Secteur de recherche : Énergétique, thermique, combustion

Présentée par

Camille CHAUVIN

Contribution à la mesure de température des matériaux sous choc modéré par pyrométrie optique

Directeurs de Thèse : Michel Boustie et Pierre-Louis Héreil

Soutenue le 11 mars 2010 devant la Commission d'Examen composée de :

JURY

J.M. Chevalier	Ingénieur de recherche HDR, CEA-CESTA, Le Barp	Rapporteur
M. Koenig	Directeur de recherche CNRS, LULI, Ecole Polytechnique	Rapporteur
K. Joulain	Professeur, Université de Poitiers, LET, ESIP	Président
M. Boustie	Directeur de recherche CNRS, Institut P', ENSMA	Examineur
P.L. Héreil	Ingénieur-Expert, Thiot-Ingénierie, Bretenoux	Examineur
J. Petit	Ingénieur de recherche, CEA-CEG, Gramat	Examineur
B. Crouzet	Ingénieur de recherche, CEA-DIF, Bruyères-le-Châtel	Invitée
D. Holtkamp	Scientific Staff Member, Los Alamos National Laboratories, Albuquerque (USA)	Invité

THÈSE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National – Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : SI-MMEA

Secteur de recherche : Énergétique, thermique, combustion

Présentée par

Camille CHAUVIN

Contribution à la mesure de température des matériaux sous choc modéré par pyrométrie optique

Directeurs de Thèse : Michel Boustie et Pierre-Louis Hérel

Soutenue le 11 mars 2010 devant la Commission d'Examen composée de :

JURY

J.M. Chevalier	Ingénieur de recherche HDR, CEA-CESTA, Le Barp	Rapporteur
M. Koenig	Directeur de recherche CNRS, LULI, Ecole Polytechnique	Rapporteur
K. Joulain	Professeur, Université de Poitiers, LET, ESIP	Président
M. Boustie	Directeur de recherche CNRS, Institut P', ENSMA	Examineur
P.L. Hérel	Ingénieur-Expert, Thiot-Ingénierie, Bretenoux	Examineur
J. Petit	Ingénieur de recherche, CEA-CEG, Gramat	Examineur
B. Crouzet	Ingénieur de recherche, CEA-DIF, Bruyères-le-Châtel	Invitée
D. Holtkamp	Scientific Staff Member, Los Alamos National Laboratories, Albuquerque (USA)	Invité

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Centre d'Etudes de Gramat (CEG), au sein du département Matériaux (EXM), devenu Laboratoire Matériaux et Structures Sous Agressions (LMSA).

Cette thèse a été dirigée par Monsieur Michel Boustie de l'ENSMA à Poitiers, qui malgré la distance, a su être disponible et d'un soutien constant. Je le remercie également pour l'intérêt scientifique qu'il a porté à cette étude. Cette thèse a également été effectuée sous la responsabilité scientifique de Monsieur Pierre-Louis Héreil de la société Thiot-Ingénierie à Puybrun, qui malgré ses nouvelles activités prenantes, a apporté l'ensemble de ses connaissances, de son expérience pour mener à bien cette étude et ses conseils avisés pour rédiger ce mémoire.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à Messieurs Jean-Marc Chevalier du CEA/CESTA, et Michel Koenig du LULI à l'Ecole Polytechnique, qui malgré leurs multiples occupations, ont accepté de juger ce travail et d'en être rapporteurs. Mes remerciements vont également à Monsieur Karl Joulain, de l'Université de Poitiers, pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

J'associe à ces remerciements Madame Blandine Crouzet, ayant réalisé au CEG un travail précurseur sur les mesures à hautes températures dans les explosifs, pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude à Monsieur David Holtkamp, du Los Alamos National Laboratory (LANL), qui a consenti courageusement à examiner ce travail de thèse (en français) et à participer au jury de thèse. Qu'il trouve ici l'assurance de ma reconnaissance pour m'avoir fait profiter de ses connaissances, de ces conseils et de ses réflexions.

Que Monsieur Jacques Petit, qui a accepté d'examiner ce travail et en qui j'ai trouvé un interlocuteur attentif et disponible m'ayant fait bénéficier de ses connaissances, de sa rigueur scientifique et de ses idées, accepte mes plus vifs remerciements. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour m'avoir guidée judicieusement jusque dans les derniers instants de ce travail et pour m'avoir soutenue dans les moments de doute. Les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble ont été des plus profitables.

Je tiens à remercier Monsieur Eric Buzaud, chef du laboratoire LMSA, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour l'attention et le temps qu'il a consacré à la lecture de ce mémoire et pour m'avoir permis de mener cette thèse en mettant à ma disposition les moyens techniques et humains nécessaires. J'associe également à ces remerciements Monsieur Michel Perez, chef du Service Détonique Matériaux et Thermique (SDMT) et Monsieur Jean-Claude Geay, chef du Département Effets des Armes (DEA).

Je souhaite également remercier Monsieur Frédéric Sinatti, responsable du site Dynamique des Matériaux (LDM), sans lequel la réalisation des nombreux essais n'aurait été possible. Sa compétence professionnelle, son investissement personnel dans cette étude, sa gentillesse et sa bonne humeur m'ont été d'une aide précieuse. Que Monsieur Pascal Bouinot, responsable du site Poudres et Explosifs (LPE), l'équipe du LPE, celle du LDM et Patrick Rey, du site Laboratoire des explosifs (LX), acceptent mes remerciements pour leur aide.

Je tiens également à remercier, pour leur sympathie, leur accueil et leur disponibilité, les personnes que j'ai pu côtoyer lors de mes passages à l'ENSMA pour les expériences sur choc laser, notamment Frank Mercier, Thibaut de Résséguier, Jean-Paul CUQ-LELANDAIS et Jacques Baillargeat. Je remercie également mes confrères des laboratoires homologues du CEA pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour ces travaux : Eric Blanco, Gilles Roy, Cyril Bolis, David Partouche-Sebban, Olivier Bozier, Fabrice Gillot

Par ailleurs, je remercie chaleureusement mes parents pour leur soutien et pour le plaisir que j'ai eu à partager avec eux le moment de la soutenance de thèse.

A Frédéric, j'adresse mes plus tendres sentiments pour ses encouragements et son soutien constant et à notre petit Mael, à qui vont mes plus douces pensées et qui tout au long de ces derniers mois a su m'accompagner dans mon ventre en m'apportant toute la joie d'une future maman, je vous dédie cette thèse.

Table des matières

INTRODUCTION.....	9
CHAPITRE 1: SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE.....	13
1.1 Les diagnostics de mesure de température sous sollicitations dynamiques.....	14
1.1.1 <i>La spectroscopie par résonance neutronique (NRS)</i>	14
1.1.2 <i>Les jauges thermosensibles</i>	14
1.1.3 <i>La spectroscopie d'émission</i>	15
1.1.4 <i>La pyrométrie optique</i>	16
1.1.5 <i>Bilan des techniques de mesure de température existantes</i>	17
1.2 Notions générales sur le rayonnement thermique (Modest, 1993).....	18
1.2.1 <i>Définition du rayonnement thermique</i>	18
1.2.2 <i>Principales lois appliquées au rayonnement thermique</i>	19
1.2.3 <i>Propriétés des corps réels</i>	20
1.2.4 <i>Mesure de l'émissivité</i>	22
1.3 Les principaux pyromètres existants.....	28
1.3.1 <i>Relation entre la température de luminance et la température vraie du matériau</i>	28
1.3.2 <i>Le pyromètre à radiation totale</i>	28
1.3.3 <i>Le pyromètre monochromatique</i>	29
1.3.4 <i>Le pyromètre spectrique</i>	31
1.3.5 <i>Le pyromètre bichromatique</i>	31
1.3.6 <i>Le pyromètre trichromatique</i>	33
1.3.7 <i>Le pyromètre polychromatique</i>	33
1.3.8 <i>Bilan des pyromètres optiques existants</i>	34
1.4 Solutions pour s'affranchir de la méconnaissance de l'émissivité.....	35
1.4.1 <i>Mesure de l'émissivité dynamique par mesure de la réflectivité</i>	35
1.4.2 <i>Méthode par calcul</i>	38
1.4.3 <i>Encadrement de l'émissivité</i>	40
1.4.4 <i>Augmentation de l'émissivité apparente de la surface.....</i>	41
1.5 Conclusion.....	44

CHAPITRE 2: TECHNIQUE DE MESURE DE TEMPERATURE POUR LES MATERIAUX SOUS SOLLICITATION DYNAMIQUE	45
2.1 Contraintes de développement.....	46
2.2 Configuration et rayonnement des échantillons cibles	47
2.2.1 <i>Mesure de la température en détente partielle</i>	47
2.2.2 <i>Configuration de la cible.....</i>	52
2.2.3 <i>Rayonnement des échantillons</i>	53
2.3 Le pyromètre basse température	54
2.3.1 <i>Conversion du flux rayonné en grandeur mesurable</i>	54
2.3.2 <i>Transport du flux rayonné vers le système de détection</i>	56
2.3.3 <i>Choix des gammes spectrales</i>	57
2.3.4 <i>Etalonnage</i>	59
2.4 Détermination de la température vraie à l'interface	61
2.4.1 <i>Principe</i>	61
2.4.2 <i>Précision de la mesure</i>	65
2.4.3 <i>Méthode de dépouillement pour déterminer la température vraie d'interface ..</i>	<i>67</i>
2.5 Conclusion.....	73
CHAPITRE 3: OUTILS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES POUR LA MISE EN ŒUVRE DU PYROMETRE OPTIQUE	75
3.1 Outils expérimentaux.....	75
3.1.1 <i>Configuration des expériences.....</i>	76
3.1.2 <i>Mesure couplée de température et de vitesse matérielle par IDF ou VISAR....</i>	88
3.2 Outils numériques	90
3.2.1 <i>Le logiciel Unidim</i>	90
3.2.2 <i>La conduction thermique</i>	91
3.2.3 <i>Etude numérique</i>	95
3.3 Conclusion.....	106

CHAPITRE 4: PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS.....	107
4.1 Configuration et choix stratégiques des expérimentations.....	108
4.2 Optimisation de la configuration expérimentale.	110
4.2.1 <i>Influence du collage à l'interface matériau/LiF</i>	110
4.2.2 <i>Effet de la rugosité</i>	114
4.2.3 <i>Nature de la colle</i>	116
4.3 Analyse des flux thermiques émis par une interface constituée uniquement de colle.	117
4.4 Analyse des flux thermiques émis par une interface avec peinture émissive.	121
4.4.1 <i>Effet de la peinture.</i>	121
4.4.2 <i>Expériences complémentaires pour l'étude des transferts thermiques</i>	127
4.4.3 <i>Bilan de l'utilisation d'une peinture émissive à l'interface pour la mesure de température</i>	141
4.5 Etude des flux thermiques au sein de l'interface avec dépôts DLC et ReSi₂.	142
4.5.1 <i>Sélection du type de dépôt par une étude numérique</i>	142
4.5.2 <i>Mesure de température avec DLC ou ReSi₂ à l'interface du matériau d'étude et de la fenêtre en LiF</i>	150
4.6 Conclusion.....	159
CONCLUSION	161
ANNEXE 1 : MESURE DE L'EMISSIVITE PAR COMPARAISON DE RAYONNEMENT.....	165
ANNEXE 2 : RAPPEL DE DETONIQUE.....	167
ANNEXE 3 : TEMPERATURE DERRIERE UNE ONDE DE COMPRESSION OU DE DETENTE	175
ANNEXE 4 : LE LANCEUR PYRENE.....	181
ANNEXE 5 : PRINCIPE DU VISAR (VELOCITY INTERFEROMETER SYSTEM FOR ANY REFLECTOR).....	183

ANNEXE 6 : PRINCIPE DE L'IDF (INTERFEROMETRE DE DEPLACEMENT FIBRE)	187
ANNEXE 7 : PRESENTATION DU CODE UNIDIM	189
ANNEXE 8 : MODELISATION DU COMPORTEMENT DES DIFFERENTS MATERIAUX DE L'ETUDE POUR LES SIMULATIONS NUMERIQUES	193
ANNEXE 9 : CARACTERISATION DE LA PEINTURE EMISSIVE	199
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	201
LEXIQUE DES PRINCIPAUX SYMBOLES ET ABREVIATIONS	209

Introduction

Une connaissance précise de l'état de la matière est déterminante dans l'analyse de phénomènes physiques pendant lesquels des matériaux sont soumis à des hautes pressions et de grandes vitesses de déformation. Elle apporterait des informations précieuses à de nombreuses disciplines comme la physique du solide, la géophysique ou l'astrophysique.

Aujourd'hui, la simulation numérique est constamment utilisée : elle aide le concepteur en limitant ou en évitant les expériences onéreuses. Elle est également un outil d'analyse indéniable donnant accès à des grandeurs non mesurables. L'état de la matière peut être décrit par une relation utilisant plusieurs variables thermodynamiques caractéristiques : l'« Equation d'Etat » relie la densité, la pression, l'énergie interne et la température à l'aide de modèles théoriques plus ou moins complexes intégrés dans des codes numériques.

Cependant, les résultats d'une simulation ne sont fiables que si la modélisation choisie est précise. Pour cela, il est donc indispensable d'entreprendre des expériences de validation de ces variables thermodynamiques pour caractériser le matériau soumis à une sollicitation dynamique. Actuellement, les variables cinétiques ou mécaniques comme la pression, la vitesse matérielle, la densité sont calculées et évaluées expérimentalement de manière précise et satisfaisante. La variable thermodynamique température obtenue par calcul ou expérience demeure incertaine.

En effet, mesurer la température de la matière sous choc n'est pas évident. Beaucoup de difficultés rendent cette mesure délicate.

La nature destructrice et les variations importantes de température lors de phénomènes rapides et brefs durant des expériences de type dynamique sont déjà des obstacles. La pyrométrie optique semble être la technique la plus appropriée. Elle est déjà largement appliquée à la mesure à hautes températures (supérieures à 1000 K). Mais dans les gammes de plus faibles températures, elle reste peu utilisée à cause des difficultés de détection et de son imprécision.

Cette technique appliquée à un matériau opaque ne permet pas de mesurer directement la température du matériau mais la luminance rayonnée par sa surface. A partir de la loi de Planck et d'hypothèses sur l'émissivité de la surface, la température de la surface est alors déduite mais affectée d'imprécision.

Les objectifs de l'étude sont :

- d'une part, d'améliorer la précision de la mesure de la température d'un matériau déterminée à partir de la mesure du flux thermique à son interface avec une fenêtre en LiF sous très faibles sollicitations dynamiques inférieures à 10 GPa à des températures inférieures à 600 K,
- d'autre part, de comprendre les phénomènes de transfert de flux thermiques à cette interface (conduction, rayonnement).

Cette étude n'a pas pour objectif de valider le choix d'une équation d'état par une mesure de température mais d'apporter une information à ceux qui les utilisent.

Actuellement, les mesures pyrométriques sont utilisées pour des températures de luminance supérieures à 1000 K jusqu'à 10000 K. Le flux radiatif est suffisamment énergétique pour être détecté par des détecteurs appropriés et adaptés aux expériences dynamiques.

La présente étude permettra de mesurer des températures basses de l'ordre de la température ambiante jusqu'à 1000 K, avec une faible incertitude. Pour cela, un pyromètre optique existant a été amélioré pour détecter des températures sous choc en régime dynamique aussi basse que 350 K.

Pour répondre au critère de précision, la solution d'utiliser des dépôts émissifs à l'interface d'un matériau et d'une fenêtre a été étudiée. Toutefois, la complexité de cette interface de mesure a nécessité l'analyse des phénomènes de transferts thermiques à l'interface et l'identification de l'origine du rayonnement détecté par le pyromètre.

Ce travail s'articule autour de quatre axes qui constituent les quatre parties de ce mémoire.

Une **première partie** consiste à motiver le choix d'un diagnostic de mesure de température par pyrométrie optique en la comparant aux autres méthodes existantes. Une synthèse bibliographique présente les manières de contourner la principale difficulté de cette mesure, qu'est la méconnaissance de l'émissivité. Le choix de la méthode des dépôts émissifs pour réduire l'incertitude est expliqué.

La **deuxième partie** est consacrée à la conception de la cible avec le choix du matériau fenêtre en LiF. Cette partie décrit également le développement et la mise au point du pyromètre optique infrarouge à trois longueurs d'onde, ainsi que la méthode de dépouillement des signaux issus du pyromètre pour obtenir la température d'interface entre le matériau d'étude et la fenêtre en LiF. Les principales propriétés des dépôts émissifs choisis pour l'étude sont également exposées.

La **troisième partie** présente les outils expérimentaux aidant à la mise en œuvre du pyromètre optique pour répondre aux performances exigées. Cette partie introduit aussi l'analyse numérique pour comprendre les transferts thermiques au sein de couches minces à l'interface de mesure. Pour cela, deux configurations d'essais standards permettent de discriminer l'origine du flux collecté par le pyromètre.

La **quatrième partie** présente une sélection d'essais réalisés à l'interface entre deux matériaux d'étude, cuivre et plomb, et une fenêtre en LiF. Une étude de faisabilité et

d'influence de certains paramètres à l'interface de mesure est dans un premier temps réalisée. Ensuite, l'analyse et l'interprétation des signaux pyrométriques obtenus à l'interface constituée d'une simple couche de colle ou avec une couche de peinture émissive mettent en évidence des phénomènes optiques non pris en compte dans la simulation numérique. Cela contribue à affiner la compréhension des phénomènes de transfert thermique et de rayonnement entrant en jeu à l'interface. Cette partie aboutit à la proposition de nouveaux dépôts, DLC et ReSi_2 , sélectionnés par une étude numérique et testés expérimentalement. Les éléments essentiels et les perspectives de cette étude sont résumés en **conclusion**.

Chapitre 1: Synthèse bibliographique

En physique des chocs, les informations expérimentales concernant les paramètres thermodynamiques d'un matériau soumis à une onde de choc sont issues essentiellement de mesures cinétiques et mécaniques : on accède ainsi de manière précise à la vitesse matérielle et à la contrainte d'un matériau soumis à une sollicitation dynamique.

Pour caractériser le milieu sous contrainte, des modèles théoriques sont utilisés : les paramètres cinétiques et mécaniques, obtenus par calcul, peuvent alors être comparés aux résultats expérimentaux et sont plutôt bien décrits et reproduits par le calcul.

La température est également une grandeur physique calculée à l'aide de ces modèles. Il est donc souhaitable de réaliser une mesure expérimentale précise de la température pour pouvoir la comparer à celle obtenue par calcul au même titre que la contrainte ou la vitesse. Une telle comparaison reste cependant compliquée tant cette mesure se révèle difficile, notamment pour des températures inférieures à 1000 K.

Dans une première partie, les différents moyens de mesure existants qui permettent d'atteindre la température d'un matériau soumis à une sollicitation dynamique sont rappelés. Les raisons pour lesquelles la pyrométrie optique semble être la solution expérimentale la plus judicieuse et la plus adaptée à la mesure de basses températures seront expliquées.

La technique de pyrométrie optique qui consiste à mesurer le flux thermique rayonné par une surface nécessite de rappeler quelques définitions sur le rayonnement thermique et sur les propriétés optiques des surfaces, en particulier la notion d'émissivité. Elles sont présentées dans la deuxième partie.

Après un rappel soulignant que le flux mesuré est étroitement lié à l'émissivité de la surface et que la méconnaissance de l'émissivité reste une des imprécisions majeures de la mesure de température par pyrométrie optique, la troisième partie présente des solutions envisagées pour s'affranchir de cette inconnue. Certaines tentent de mesurer ce paramètre, d'autres, par l'intermédiaire de mesure optique sur plusieurs longueurs d'onde recherchent l'émissivité spectrale, d'autres encore se placent dans des conditions de corps noir fictif.

L'analyse des avantages et inconvénients de ces différentes solutions aide à sélectionner la solution la plus adaptée à notre étude appliquée aux mesure de températures inférieures à 1000 K.

1.1 Les diagnostics de mesure de température sous sollicitations dynamiques

Différentes techniques de mesure de température d'un matériau subissant une sollicitation dynamique existent : la spectroscopie de résonance neutronique (NRS) permet de mesurer la température interne du matériau sous choc. Les autres plus couramment utilisées permettent d'accéder à la température interne ou de surface du matériau.

Le principe et les difficultés inhérentes à ces différents diagnostics sont résumés dans les paragraphes suivants.

1.1.1 La spectroscopie par résonance neutronique (NRS)

Cette technique utilise l'émission des neutrons, capables de pénétrer la matière. Cette méthode permet d'accéder à la température au sein même du matériau, ce qui est un vrai défi pour la physique des chocs (Yuan, 1997).

Il s'agit de détecter l'énergie émise par les neutrons : le recueil d'informations sur l'énergie se fait perpendiculairement à l'axe de propagation de l'onde mécanique dans le matériau comme dans le diagnostic de radiographie éclair. Cette énergie dépend de la température du matériau à traverser qui est sous sollicitation homogène dans la tranche étudiée.

Cette technique nécessite à la fois des équipements performants avec plusieurs moyens de radiographie et également une mise en œuvre pointue et complexe. Les températures mesurées restent encore discutées : en effet, cette technique appliquée à la physique des chocs donne ses tous premiers résultats au LANL (Swift and Yuan, 2006).

1.1.2 Les jauges thermosensibles

Le thermocouple et la jauge résistive ont été utilisés par Bloomquist et Duvall (1979) et par Rosenberg et Partom (1984) pour déterminer la température de surface ou interne de matériaux sous choc.

Le thermocouple repose sur le principe d'une variation d'une force électromotrice (f.é.m.) en fonction de la température. Deux matériaux conducteurs différents sont soudés ensemble à une de leurs extrémités : un circuit électrique fermé est créé. Une f.é.m. apparaît lorsqu'il existe une différence de température entre la liaison et les extrémités froides des matériaux. Un calibrage préalable d'un thermocouple permet de connaître la valeur de la f.é.m. en fonction de la température de la jonction placée sur le matériau d'étude.

Le principe de la jauge résistive est basé sur la variation de la résistivité d'un matériau avec la température.

L'utilisation de ces instruments de mesure est simple. Mais ces jauges présentent deux inconvénients majeurs :

- les mesures de température sont intrusives. La présence de ces jauges crée une interface qui modifie localement le comportement hydrodynamique et thermique du matériau à étudier lors d'une sollicitation dynamique : le profil de la sollicitation et la discontinuité de structure influencent les échanges thermiques,
- le temps de réponse (de quelques microsecondes) est largement supérieur aux temps caractéristiques de mise en température d'un matériau sollicité par choc (de l'ordre de plusieurs nanosecondes) (Morley, 2009).

Par ailleurs, la fragilité de ces jauges peut entraîner leur dégradation voire leur destruction sous choc.

1.1.3 La spectroscopie d'émission

C'est une méthode de mesure de température optique appliquée aux matériaux semi-transparents qui s'applique suivant deux principes :

- par diffusion de Raman,

Si une onde électromagnétique de fréquence ν_0 (faisceau sonde laser) traverse un milieu semi-transparent porté à la température T , le spectre de ce faisceau sonde va être diffusé dans tout l'espace et comprend en plus de la fréquence ν_0 (appelée diffusion de Rayleigh), d'autres raies de fréquence $\nu_0 + d\nu$, correspondant à la diffusion de Raman Stokes (S) et celles de fréquence $\nu_0 - d\nu$, correspondant à la diffusion de Raman anti-Stokes (AS). Le rapport des intensités de ces deux rayonnements est directement relié à la température par l'Équation 1-1 :

$$\frac{I_{AS}}{I_S} = \left(\frac{\nu_0 + d\nu}{\nu_0 - d\nu} \right)^4 \exp\left(\frac{h \times d\nu}{k_b T} \right) \quad \text{Équation 1-1}$$

où $h = 6.6252 \times 10^{-34}$ J.s est la constante de Planck, $k_b = 1.38042 \times 10^{-23}$ J.K⁻¹ est la constante de Boltzmann et T est la température du matériau.

Elle s'applique en particulier, à la caractérisation du comportement des explosifs. Dufort (1987) a mesuré la température atteinte localement par un explosif derrière un front de choc. Winey and Gupta (1997) ont ainsi pu proposer un processus de décomposition du nitrométhane pour caractériser les stades initiaux de la réaction chimique au cours de la détonation.

- par diffraction sur une longueur d'onde,

Cette méthode repose sur la mesure des intensités lumineuses émises, à différentes longueurs d'onde, par les espèces d'un composant subissant un choc. Bouyer (2002) a mis en œuvre la spectroscopie au CEG afin de réaliser l'analyse spectrale du nitrométhane sur plusieurs longueurs d'onde pour en déterminer les profils de température durant la transition choc-détonation.

Les temps d'acquisition des intensités lumineuses dépendent des détecteurs choisis et peuvent être très courts (de l'ordre de la nanoseconde). Cette méthode qui détecte les intensités lumineuses n'est pas intrusive : elle se fait sans contact avec le matériau.

Cependant, cette méthode optique de spectroscopie est principalement appliquée à l'étude des matériaux transparents sous choc qui émettent certaines espèces à certaines longueurs d'ondes ; c'est pourquoi, elle est particulièrement adaptée à l'étude des explosifs liquides.

1.1.4 La pyrométrie optique

Cette technique optique consiste à mesurer le flux thermique rayonné par la surface d'un matériau à une certaine température. Un détecteur collecte le flux émis sur une bande spectrale et le convertit en signal électrique. On relie le flux émis à la température par la loi de Planck (détaillée dans le paragraphe 1.2.1). Un étalonnage est nécessaire pour relier les valeurs de la température à celles des signaux électriques.

L'intérêt de cette technique de mesure optique évite un contact entre le matériau d'étude et le moyen de mesure. Actuellement, les pyromètres optiques utilisés sous sollicitation dynamique peuvent mesurer une gamme très large de température : de 400 K (Perez et Costeraste, 1988) à 20000 K (Radousky et Mitchell, 1989). De plus, la résolution temporelle est adaptée à des applications de sollicitation dynamique selon le type de détecteur choisi.

L'inconvénient majeur de cette technique est la nécessité de connaître l'émissivité de la surface du matériau sous sollicitation dynamique (définie au paragraphe 1.2.3.2) pour relier le flux thermique mesuré à la température du matériau. Ce paramètre est fondamental dans le calcul de la température vraie de la surface de mesure à partir de la luminance (ou flux thermique). Cette émissivité dépend de plusieurs paramètres liés au matériau lui-même et au choix des bandes spectrales du pyromètre (paragraphe 1.2.4).

1.1.5 Bilan des techniques de mesure de température existantes

Les principaux avantages et inconvénients des techniques de température sont résumés dans le Tableau 1-1 :

Tableau 1-1 : Avantages et difficultés des techniques de mesure de température.

	Mesure	Grandeur accessible	Complexité de mise en œuvre	Temps de réponse	Matériau d'application	Gamme de température
NRS	+	++ Température interne	--	++	+	A partir de 600 K
Jauges thermosensibles	- intrusive	+ Température de surface et interne	++	---	+	A partir de 273 K
Spectroscopie d'émission	+	+ Température interne	-	+	-- Matériaux transparents	A partir de 1000 K
Pyrométrie optique	+	+ Température de surface	+	+	+	A partir de 400 K

La technique par NRS est très intéressante car elle mesure la température à l'intérieur du matériau mais elle nécessite d'importants équipements accompagnés du développement des compétences associées, et ne peut donc être utilisée à court terme.

Les techniques à jauges ont une résolution temporelle non adaptée aux temps caractéristiques des sollicitations dynamiques. Quant à la spectroscopie d'émission, elle s'applique principalement aux matériaux semi-transparentes.

Le caractère non intrusif, la résolution temporelle et la facilité de mise en œuvre permettent de sélectionner la pyrométrie optique comme le diagnostic le mieux approprié aux contraintes liées aux mesures de choc.

La technique par pyrométrie optique mesure le flux thermique rayonné par une surface. Ce flux dépend de deux paramètres, la température et l'émissivité : la méconnaissance de l'émissivité de surface du matériau d'étude ne permet pas de connaître précisément la température du matériau en fonction du flux rayonné.

Avant de présenter les techniques de pyrométrie optique permettant d'améliorer la précision de la mesure en s'affranchissant de la méconnaissance de l'émissivité, nous allons rappeler les grandeurs et lois qui régissent les flux radiatifs.

1.2 Notions générales sur le rayonnement thermique (Modest, 1993)

La pyrométrie optique repose sur le principe de la détection d'un rayonnement thermique issu de la surface d'un matériau sous sollicitation dynamique.

Les principales grandeurs optiques et lois qui gouvernent les échanges de flux radiatifs sont décrites. Le rôle et l'influence de l'émissivité des matériaux dans l'évaluation de la température à partir de la mesure du flux thermique sont soulignés.

1.2.1 Définition du rayonnement thermique

Les trois modes de transfert thermique sont la conduction, la convection et le rayonnement. Ce dernier est différent des autres. En effet, ce transfert d'énergie peut s'effectuer sans support matériel. Le rayonnement thermique constitue donc l'ensemble des échanges d'énergie à distance entre les corps par ondes électromagnétiques. Le rayonnement, étant considéré comme un phénomène ondulatoire, est défini par sa fréquence ou par sa longueur d'onde dans le vide. Sa vitesse de propagation est celle de la vitesse de la lumière dans le vide et permet des transferts quasi-instantanés.

A chaque domaine de longueur d'onde correspond un domaine d'énergie (Figure 1-1). Le domaine dans lequel le rayonnement thermique s'applique s'étend des ultraviolets à l'infrarouge : les basses températures sont associées au domaine de l'infrarouge.

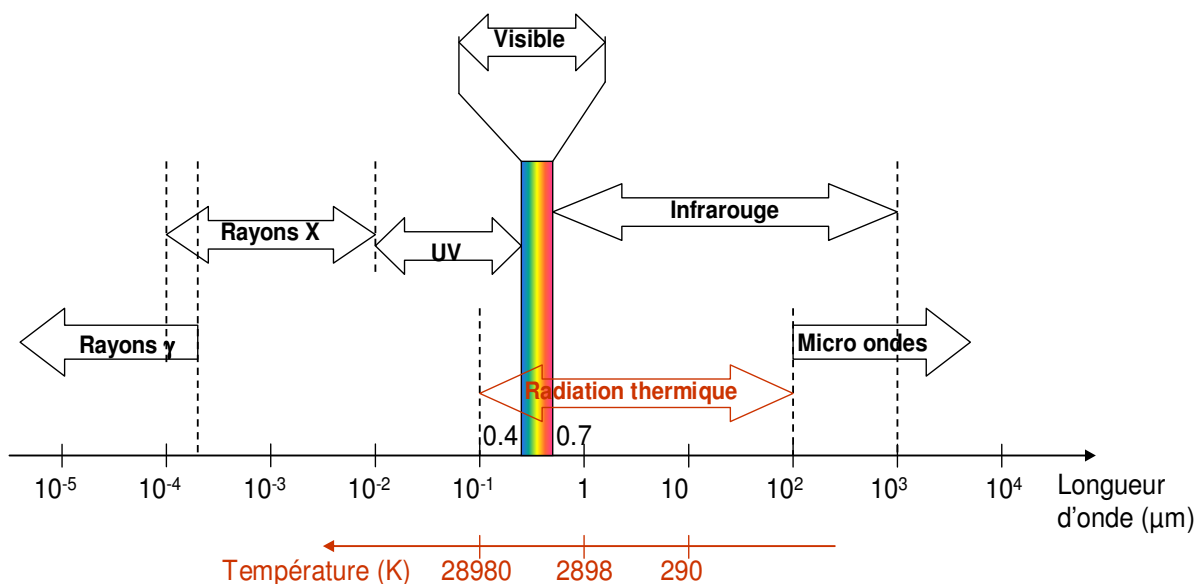


Figure 1-1 : Le rayonnement thermique dans le spectre électromagnétique.

1.2.2 Principales lois appliquées au rayonnement thermique

Le rayonnement thermique des solides s'exprime en fonction d'une référence : le corps noir.

1.2.2.1 Le corps noir

Un corps noir est un corps isotherme qui absorbe la totalité du rayonnement qu'il reçoit dans toutes les directions et quelle que soit la longueur d'onde. Il rayonne un maximum d'énergie à chaque température et pour chaque longueur d'onde : c'est un radiateur idéal.

On peut réaliser des corps noirs de deux manières différentes :

- avec une cavité presque totalement fermée : par exemple, il peut s'agir d'une cavité creusée à l'intérieur d'un solide équipé d'un orifice (dont la dimension est très petite devant celle de la cavité). Il s'agit en fait d'un piège à rayonnement,
- avec un revêtement absorbant parfait : en utilisant certains traitements de surface ou certaines peintures, un objet quelconque peut devenir un radiateur parfait, tout rayonnement thermique est réémis.

Le corps noir est une source lambertienne, ce qui signifie que son émission est isotrope. Il est un émetteur parfait caractérisé par une émissivité de 1 qui sert de référence aux autres sources de rayonnement puisque la luminance qu'il émet dépend uniquement de la température et de la longueur d'onde.

1.2.2.2 La loi de Planck

Cette loi exprime la luminance monochromatique d'un corps noir en fonction de la température et de la longueur d'onde : elle est en unité de surface apparente, unité d'angle solide et unité de longueur d'onde. Elle est donnée par l'Équation 1-2 :

$$L^0(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad \text{Équation 1-2}$$

avec $L^0(\lambda, T)$ en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{m}^{-1}$

et où $C_1 = 2 h c_0^2 = 1.19108 \times 10^{-16} \text{ W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$

$C_2 = h c_0 / k_b = 1.4389362 \times 10^{-2} \text{ m.K}$

Ainsi, la loi de Planck présente une courbe caractéristique évoluant en fonction de la température et de la longueur d'onde (Figure 1-2).

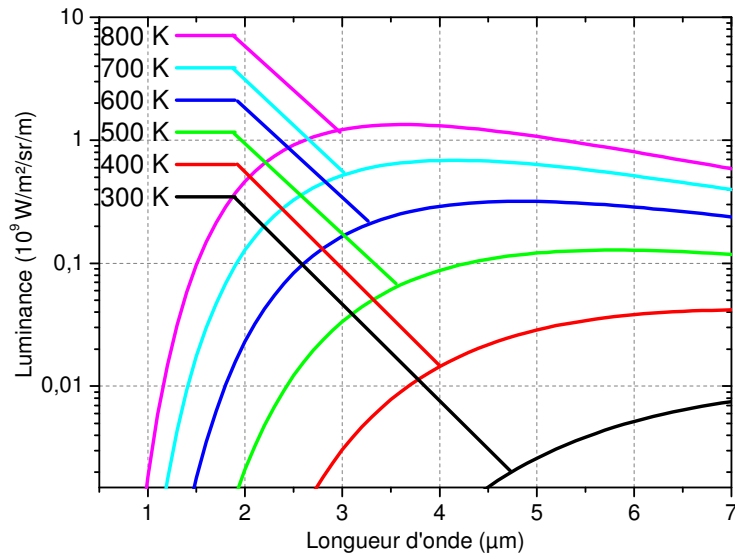


Figure 1-2 : Luminance d'un corps noir en fonction de la température et de la longueur d'onde.

1.2.2.3 Loi de Stefan-Boltzmann

L'intégration de l'équation de $L^0(\lambda, T)$ sur toutes les longueurs d'onde et dans le demi espace donne l'Équation 1-3 :

$$M^0(T) = \int_0^\pi \int_0^\infty \pi \cdot L^0(\lambda, T) d\lambda d\theta = \int_0^\infty \pi \cdot L^0(\lambda, T) d\lambda = \sigma_b T^4 \quad \text{Équation 1-3}$$

Avec $\sigma_b = \frac{2\pi^5}{15} \frac{k_b^4}{c_0^2 h^3} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ en } \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$

Cette émission dépend uniquement de la température. Cette loi permet de connaître le flux radiatif émis par une surface sur l'ensemble du spectre électromagnétique dans le demi-espace.

1.2.3 Propriétés des corps réels

Les objets communs ne sont généralement pas des corps noirs, les précédentes définitions et lois d'émission ne peuvent pas être directement appliquées. La notion d'émissivité permet de relier l'émission des corps réels à celle du corps noir et peut s'exprimer en fonction des propriétés optiques des corps par les lois de Kirchhoff.

1.2.3.1 Propriétés optiques des corps réels

Un corps réel est caractérisé par ses propriétés optiques d'absorptivité (α), de réflectivité (ρ), et de transmission (τ). L'ensemble de ces grandeurs représente le rapport entre la puissance respectivement absorbée, réfléchié et transmise et la puissance incidente sur le matériau.

Ces propriétés sont représentées sur la Figure 1-3.

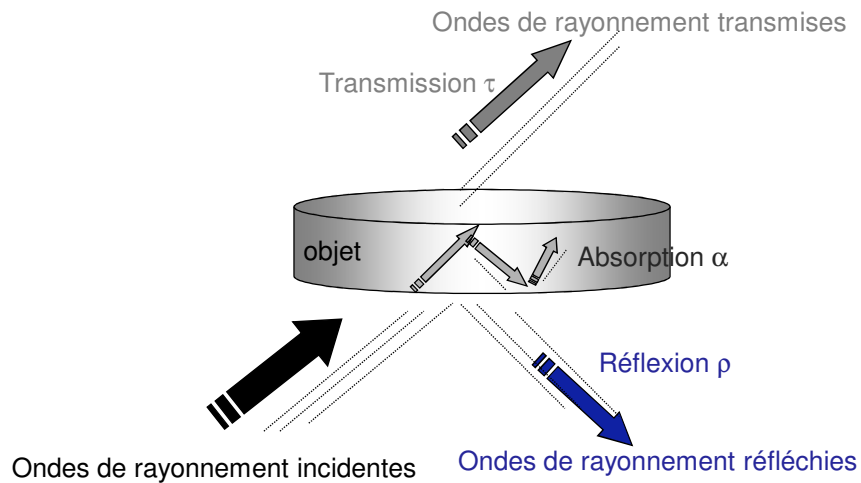


Figure 1-3 : Propriétés optiques d'un matériau.

1.2.3.2 L'émissivité

L'émissivité est le rapport de la luminance monochromatique de la surface réelle et celle du corps noir dans les mêmes conditions, c'est-à-dire à la même température, et est définie par l'Équation 1-4 :

$$\varepsilon_{\lambda}(\theta, T) = \frac{L(\lambda, \theta, T)}{L^0(\lambda, T)} \quad \text{Équation 1-4}$$

Le corps noir est par définition le corps qui rayonne le maximum de flux. L'émissivité d'un corps quelconque est donc comprise entre 0 et 1 et dépend par définition de la température T , de la direction d'observation ou d'émission θ et de la longueur d'onde λ .

1.2.3.3 Les lois de Kirchhoff

Elles permettent de relier les propriétés optiques et d'émissivité d'un corps quelconque.

A l'équilibre thermodynamique local, l'absorptivité est égale à l'émissivité à chaque longueur d'onde et dans chaque direction de propagation. Cette loi est appelée **1^{ère} loi de Kirchhoff**. On a donc l'Équation 1-5 :

$$\alpha_{\lambda}(\theta, T) = \varepsilon_{\lambda}(\theta, T) \quad \text{Équation 1-5}$$

La 2^{ème} loi de Kirchhoff reflète la conservation d'énergie et permet de relier les différentes propriétés optiques entre elles. A l'équilibre thermique, si ce corps est soumis à un flux incident, la loi de conservation de l'énergie donne l'Équation 1-6 :

$$\alpha_{\lambda}(\theta, T) + \rho_{\lambda}(\theta, T) + \tau_{\lambda}(\theta, T) = 1 \quad \text{Équation 1-6}$$

L'émissivité peut donc être reliée à des grandeurs de rayonnement en appliquant la 1^{ère} loi de Kirchhoff.

Les matériaux métalliques suffisamment épais étudiés dans le domaine infrarouge (adaptés aux basses températures) sont des corps opaques avec $\tau_{\lambda}=0$. On obtient l'Équation 1-7 à partir de la 2^{ème} loi de Kirchhoff :

$$\alpha_{\lambda}(\theta, T) = 1 - \rho_{\lambda}(\theta, T) \quad \text{Équation 1-7}$$

On en déduit donc l'Équation 1-8 qui relie l'émissivité et la réflectivité d'une surface. C'est une propriété des matériaux opaques souvent utilisée dans le cadre de la mesure de l'émissivité d'une surface.

$$\varepsilon_{\lambda}(\theta, T) = 1 - \rho_{\lambda}(\theta, T) \quad \text{Équation 1-8}$$

1.2.4 Mesure de l'émissivité

Le flux thermique mesuré dépend à la fois de la température (d'après la loi de Planck Équation 1-2) et de l'émissivité de l'objet à étudier.

La détermination de la température réelle d'un matériau nécessite donc la connaissance précise de l'émissivité de ce matériau. Or, c'est une grandeur difficile à évaluer et à mesurer, car elle dépend par définition de plusieurs paramètres liés au rayonnement lui-même (paragraphe 1.2.3.2) et aux autres propriétés liées à la surface du matériau.

1.2.4.1 La mesure de l'émissivité en statique

Il existe deux façons de mesurer l'émissivité d'un objet :

- de manière directe : en mesurant le rayonnement de l'objet à une certaine température et en le comparant au rayonnement d'un corps noir (ou d'une peinture dont l'émissivité est

connue) à cette même température. Les mesures d'émissivité du CEP¹ sont utilisées dans le cadre de ce travail. Un descriptif est donné en annexe 1,

- de manière indirecte en mesurant le coefficient de réflectivité de l'objet par application de la loi de Kirchhoff.

Les mesures d'émissivité sont toujours effectuées dans des cas particuliers d'angle d'observation et de température.

1.2.4.2 *Effet de la longueur d'onde*

Comme le montre la Figure 1-4, l'émissivité évolue en fonction de la longueur d'onde pour la plupart des matériaux. De plus, elle est peu élevée pour les métaux à température ambiante (Palik, 1985).

On remarque sur la Figure 1-4 que l'émissivité d'une surface dans le spectre visible est différente de celle dans le spectre infrarouge : l'émissivité du nickel est proche de 0,6 dans le visible et de 0,08 dans l'infrarouge.

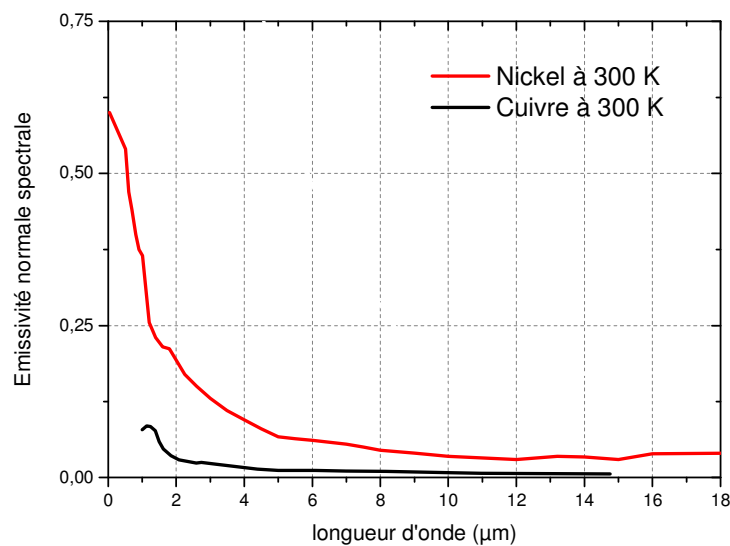


Figure 1-4 : Emissivité normale de divers métaux en fonction de la longueur d'onde (Touloukian, 1972).

L'émissivité des matériaux métalliques varie peu sur l'ensemble du spectre infrarouge lointain (à partir de 2 μm).

¹ CEP : Centre d'Expertise Parisien, établissement de la DGA

1.2.4.3 Effet de la température

L'émissivité a tendance à augmenter avec la température dans l'infrarouge. Cela s'explique par la baisse de la conductibilité électrique du matériau lorsque la température augmente.

En effet, on peut exprimer la réflectivité d'un métal en fonction de sa conductibilité électrique γ par l'Équation 1-9 :

$$\rho = 1 - \sqrt{\frac{2\omega}{\gamma\mu c^2}} \quad \text{Équation 1-9}$$

Avec $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, pulsation de l'onde optique dans le milieu, c , la célérité de l'onde optique, γ , la conductibilité électrique du matériau, et μ , la perméabilité magnétique du matériau.

L'émissivité, définie par $\varepsilon = 1 - \rho$, d'après la loi de Kirchhoff, augmente si la conductibilité électrique diminue. A une élévation de température du métal, la conductibilité électrique diminue due à une agitation thermique du réseau moléculaire.

L'émissivité aura tendance à encore augmenter avec la température, lorsqu'il y a une formation d'oxyde à la surface du matériau chauffé mais dans ce cas c'est aussi l'état de surface qui modifie la valeur de l'émissivité.

Cependant, à une certaine longueur d'onde limite, appelée point X, propre au matériau, cette tendance s'inverse comme le montre la Figure 1-5 : l'émissivité baisse lorsque la température augmente aux faibles longueurs d'onde. Ce phénomène de point X est observable pour la plupart des matériaux (Smithells, 1962).

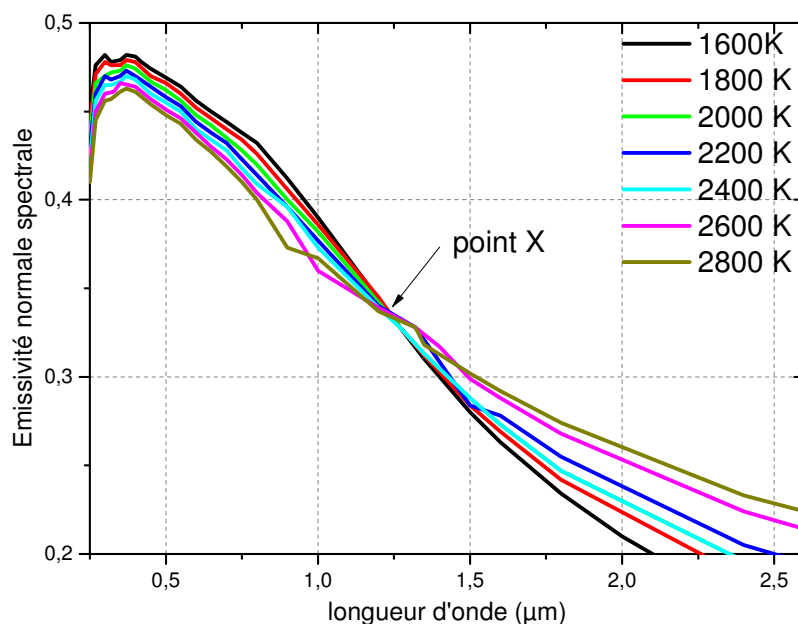


Figure 1-5 : Emissivité monochromatique normale du Tungstène en fonction de la longueur d'onde et de la température (Devos, 1954).

1.2.4.4 Effet de la direction d'observation

L'émissivité des matériaux dépend de la direction d'observation θ par définition (paragraphe 1.2.3.2). A partir de la théorie de propagation d'un champ électromagnétique dans un milieu homogène issue des équations de Maxwell et des lois de Fresnel, la réflectivité (et donc l'émissivité) est reliée aux paramètres optiques du matériau n et K .

où n est l'indice réel optique caractérisant la réfraction et K est le coefficient d'extinction, l'indice imaginaire optique caractérisant l'absorption dans le matériau.

Dans le cas d'une incidence normale, la réflectivité est définie par l'Équation 1-10.

$$\rho = \frac{(n-1)^2 + K^2}{(n+1)^2 + K^2} \quad \text{Équation 1-10}$$

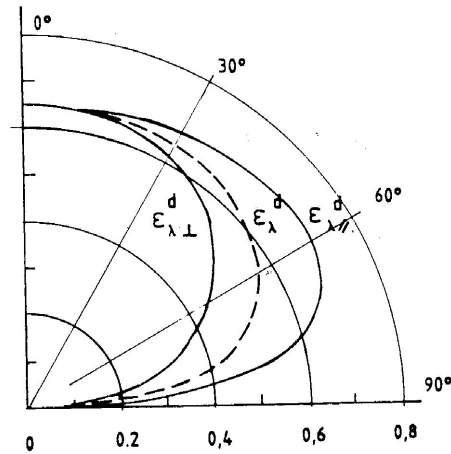


Figure 1-6 : Emissivité monochromatique directionnelle à $\lambda=0.6 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle de visée de l'acier inoxydable 304L à la température de 873 K (Ané, 1982).

Si l'incidence n'excède pas un certain angle d'observation, la valeur de l'émissivité et donc de la luminance ne dépend plus de l'angle d'observation. On dit que les objets deviennent lambertiens. La Figure 1-6 montre que de 0 à 20° d'angle, la variation de l'émissivité est très faible pour l'acier inoxydable (Ané, 1982).

1.2.4.5 Effet de l'état de surface

L'émissivité peut également varier suivant l'état de surface du matériau (lié à la pureté ou au traitement de surface). L'émissivité a tendance à augmenter avec la rugosité comme le montre la Figure 1-7 issue des travaux de Touloukian et Dewitt (1972).

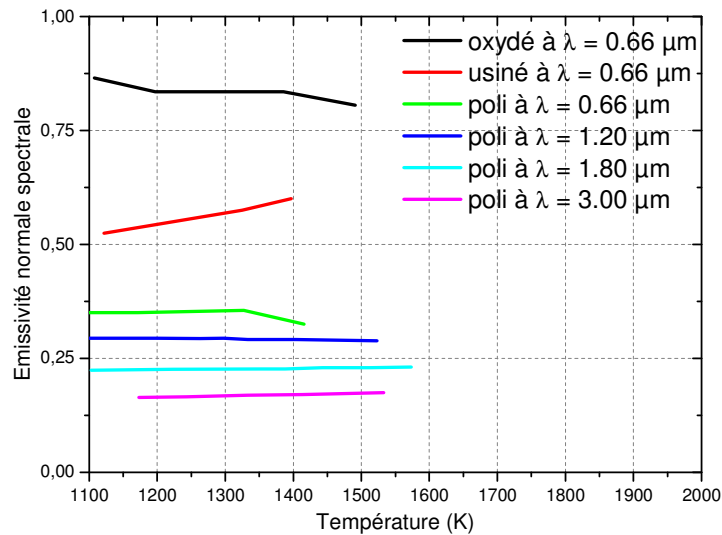


Figure 1-7 : Influence de la température et de la rugosité sur l'émissivité spectrale normale du nickel (Touloukian, 1972).

En effet, si un matériau est poli, son coefficient de réflexion est grand et donc son pouvoir émissif est faible. A l'opposé, un matériau rugueux possède un coefficient de réflexion faible puisque le rayonnement incident est piégé dans les défauts de surface.

L'émissivité augmente également avec l'oxydation (Figure 1-7), évolution de l'état de surface du matériau sous l'effet de l'augmentation de la température. Sur la Figure 1-8 issue des travaux de Sacadura (1980), on constate également cet effet sur l'acier 304L initialement poli.

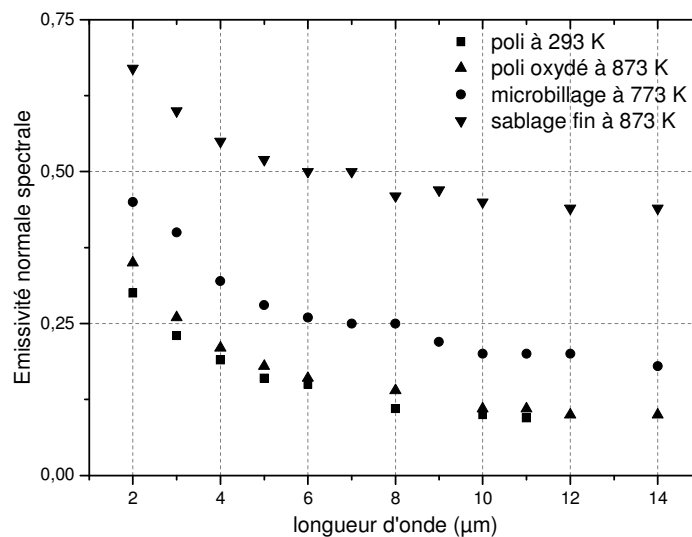


Figure 1-8 : Variation de l'émissivité monochromatique normale de l'acier 304L en fonction de la longueur d'onde et de l'état de surface (Sacadura, 1980).

1.2.4.6 Effet des changements de phase

Lors d'un changement de phase, les caractéristiques cristallographiques du matériau évoluent, ce qui modifie l'émissivité. Lors de la fusion d'un matériau, l'émissivité augmente jusqu'à présenter une discontinuité. La Figure 1-9 montre cet effet sur plusieurs matériaux comme le cuivre, le nickel ou le fer (Lange et Schenk, 1968).

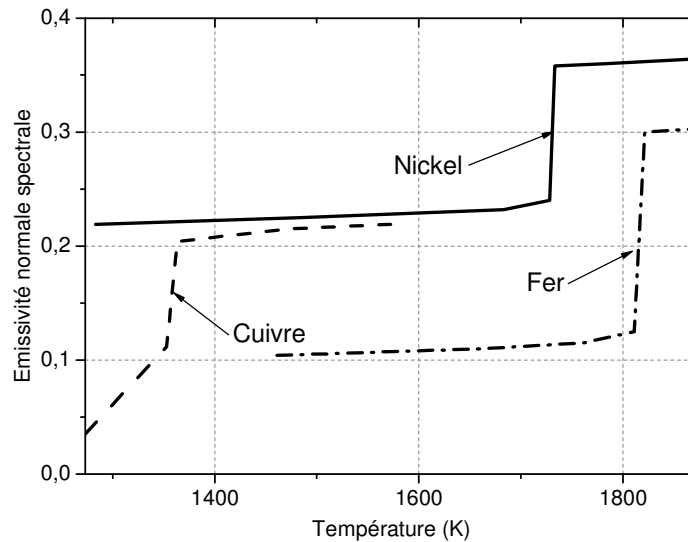


Figure 1-9 : Discontinuité de l'émissivité monochromatique normale à $\lambda = 0,65\mu\text{m}$ de quelques métaux lors de leur passage en fusion (Lange et Schenk, 1968).

Pour les changements de phase solide-solide, l'émissivité présente aussi un point d'inflexion (Touloukian et Dewitt, 1972).

1.2.4.7 Bilan

Le rayonnement thermique est défini par sa luminance, grandeur liée à la température du matériau, à la longueur d'onde mais aussi aux propriétés optiques du matériau comme l'émissivité. Or l'émissivité est une grandeur difficilement accessible lors de phénomènes dynamiques. Des mesures d'émissivité dynamique ont déjà été réalisées, elles sont décrites dans le paragraphe 1.4.1. Ce sont des mesures très difficiles à mettre en œuvre qui ne permettent pas de l'obtenir avec précision. Elle évolue sous l'effet de plusieurs paramètres. Elle représente donc une incertitude pour déterminer la température issue du flux thermique.

Afin de s'affranchir de l'influence de certains paramètres sur l'émissivité :

- toutes les surfaces des matériaux de l'étude sont préparées et polies de manière similaire pour réaliser des mesures comparatives : la qualité de l'état de la surface du matériau à étudier ne doit pas être négligée,
- seules des mesures suivant la normale à la surface visée sont réalisées.

1.3 Les principaux pyromètres existants

Pour les mesures de température par pyrométrie optique, le challenge est donc de transformer les luminances mesurées en température réelle de l'échantillon. Par exemple, pour un corps noir, la conversion est exacte. Mais pour des métaux, la méconnaissance de l'émissivité dynamique ne permet pas d'obtenir une température exacte.

Différents types de pyromètre optique existent : leur précision de mesure est directement liée à la méconnaissance du facteur d'émissivité.

Après une rapide explication sur la relation entre la température vraie du matériau et la température indiquée par le pyromètre, le principe et la précision des différents pyromètres sont présentés dans les paragraphes suivants.

1.3.1 Relation entre la température de luminance et la température vraie du matériau

Un pyromètre optique délivre un signal électrique proportionnel au flux thermique qu'il reçoit. Pour que la conversion entre la tension mesurée, nommée V , et la température soit exacte, on utilise une source corps noir lors d'un étalonnage.

On a donc l'Équation 1-11 :

$$V(T_{CN}, \lambda, \varepsilon_{CN}) = V(T_{CN}, \lambda, 1) = \alpha \cdot L^0(\lambda, T_{CN}) \quad \text{Équation 1-11}$$

α est le coefficient d'étalonnage prenant en compte les transmissions et absorptions des différentes parties du pyromètre optique : il permet de déduire la luminance de la tension mesurée.

Ainsi, si on vise un corps réel d'émissivité ε à la température vraie T_V , le pyromètre délivre une tension $V(T_V, \varepsilon)$ équivalente au signal que délivrerait le pyromètre à une température de luminance T_{CN} avec une émissivité de 1.

L'Équation 1-12 montre que la température vraie T_V du matériau est déterminée si le facteur d'émission est connu.

$$V(T_V, \lambda, \varepsilon) = V(T_{CN}, \lambda, 1) \Rightarrow \varepsilon \cdot L^0(\lambda, T_V) = L^0(\lambda, T_{CN}) \quad \text{Équation 1-12}$$

1.3.2 Le pyromètre à radiation totale

Ce type de pyromètre reçoit toute la puissance émise par un corps sur la totalité du spectre électromagnétique. Il délivre un signal électrique proportionnel à cette puissance.

Ce pyromètre donne la température vraie T_V équivalente à la température T d'un corps noir qui émet la même luminance totale que la surface étudiée au coefficient d'émissivité près.

D'après la loi de Stefan Boltzmann (paragraphe 1.2.2.3) appliquée à un corps quelconque de température T_V et d'émissivité ε , on obtient le flux équivalent corps noir donné dans l'Équation 1-13 :

$$L^0(T) = \varepsilon \cdot L^0(T_V) \Rightarrow \sigma_b T^4 = \varepsilon \sigma_b T_V^4 \quad \text{Équation 1-13}$$

Finalement, on obtient T_V défini dans l'Équation 1-14 :

$$T = T_V (\varepsilon)^{0.25} \quad \text{Équation 1-14}$$

L'écart entre la température vraie du matériau T_V et la température de luminance T indiquée par le pyromètre en fonction de l'émissivité est illustré sur la Figure 1-10.

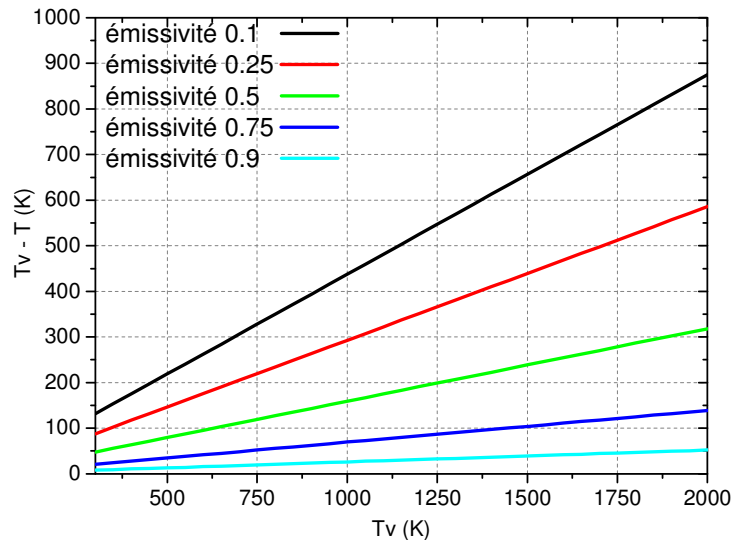


Figure 1-10 : Ecart entre T_V et T en fonction de la valeur de T_V et de l'émissivité de la surface.

Le pyromètre à radiation totale fournit d'importants écarts entre la température mesurée et la vraie dès lors que le coefficient d'émissivité du matériau est inférieur à 0.8 pour toute valeur de température.

Néanmoins, l'avantage de ce type de pyromètre est de mesurer un flux thermique sur l'ensemble du spectre : pour des basses températures (inférieures à 500 K), l'énergie est suffisante pour être détectable. Cependant, ce type de pyromètre muni de détecteurs thermiques est complètement inadapté à nos expériences à cause de son temps de réponse trop long (de l'ordre de la centaine de millisecondes). Ces pyromètres sont généralement utilisés en statique pour vérifier l'homogénéité de température sur des pièces de production.

1.3.3 Le pyromètre monochromatique

Ce type de pyromètre est muni d'un détecteur quantique qui délivre un signal électrique proportionnel au flux reçu sur une longueur d'onde considérée (ou plutôt une bande spectrale la plus étroite possible par exemple $\Delta\lambda=2\%$ de la longueur d'onde). De la même manière que pour le pyromètre à radiation totale, la précision de la température dépend de la valeur du coefficient d'émissivité comme le montre l'Équation 1-15 :

$$L^0(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda L^0(\lambda, T_v) \quad \text{Équation 1-15}$$

On peut donc déterminer la température vraie T_v à partir de la température de luminance et de l'émissivité ε_λ :

$$\frac{1}{T_v} = \frac{1}{T} + \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon_\lambda \quad \text{Équation 1-16}$$

A partir de l'Équation 1-16, la Figure 1-11 illustre l'écart entre la température vraie et celle mesurée en fonction de l'émissivité.

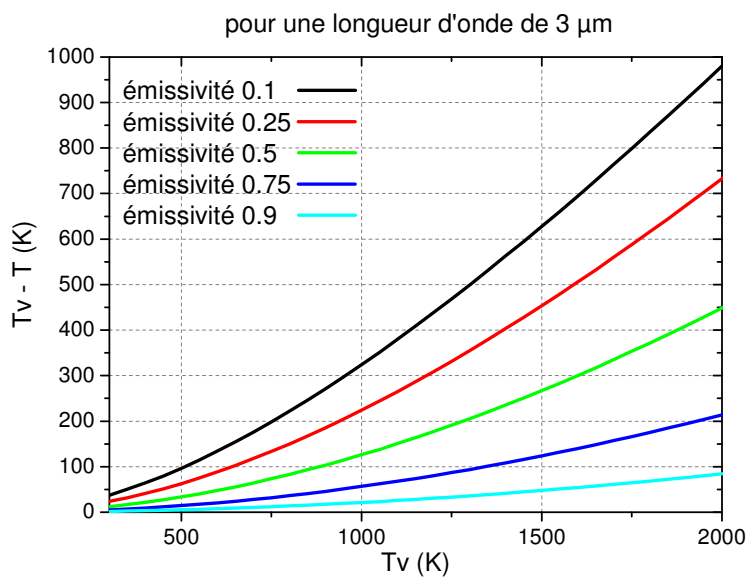


Figure 1-11 : Ecart relatif entre les températures T_v et T en fonction de T_v pour $\lambda = 3 \mu\text{m}$ et pour différentes valeurs d'émissivité.

On remarque que ce type de pyromètre donne des résultats plus précis que le pyromètre à radiation totale. Cependant, pour obtenir des résultats précis de l'ordre de 10% d'incertitude sur la mesure, le coefficient d'émissivité doit rester supérieur à 0.8.

En différenciant l'Équation 1-16, l'Équation 1-17 est obtenue :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda}{C_2} T \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \quad \text{Équation 1-17}$$

Pour diminuer l'écart entre la température vraie du matériau T_v et la température de luminance T , il faut travailler avec des longueurs d'onde courtes : c'est le principe de la méthode à courte longueur d'onde de P. Hervé (1988 et 1990). L'Équation 1-17 montre que si λ diminue, ΔT diminue aussi.

Ce type de pyromètre permet d'obtenir facilement des mesures sensibles aux variations de température. L'utilisation de détecteur quantique permet d'avoir des temps de réponse de l'ordre de la dizaine de nanosecondes adaptés aux expériences dynamiques. Néanmoins, l'étroitesse de la bande spectrale n'est pas appropriée à la mesure de basses températures pour lesquelles le flux est trop faible pour être détecté.

1.3.4 Le pyromètre spectrique

Ce type de pyromètre est proche du pyromètre monochromatique : la seule différence est que le signal émis par une surface est mesuré sur une bande de longueur d'onde. Cette largeur spectrale lui permet de mesurer des faibles flux avec un temps de réponse raisonnable (plusieurs dizaines à la centaine de nanosecondes).

On peut assimiler le pyromètre spectrique à un pyromètre monochromatique de longueur d'onde effective λ_e lorsque la largeur de la bande spectrale $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ est petite devant λ_2 . ($\Delta\lambda/\lambda_2 < 10\%$). Ce qui se traduit par l'Équation 1-18 :

$$L^0(\lambda_e, T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda L^0(\lambda, T) d\lambda \quad \text{Équation 1-18}$$

Ce pyromètre assimilable à un pyromètre monochromatique en a les avantages et les inconvénients : sa sensibilité, son temps de réponse et sa facilité d'utilisation sont appropriés aux expériences de dynamique et aux mesures de basse température. Mais, il reste imprécis lorsque l'émissivité est inférieure à 0.8.

1.3.5 Le pyromètre bichromatique

Le pyromètre bichromatique est la juxtaposition de deux pyromètres monochromatiques (ou à bande spectrale) visant une même source sur deux voies ou sur deux longueurs d'onde distinctes λ_1 et λ_2 . (Terny, 1962, Beckwith et Crane, 1982 ou Cabannes, 1989).

Par l'intermédiaire du rapport des signaux reçus par les deux voies du pyromètre, on définit la température de couleur T_{2C} . On a donc l'Équation 1-19 :

$$\frac{\varepsilon_1 L^0(T_v, \lambda_1)}{\varepsilon_2 L^0(T_v, \lambda_2)} = \frac{L^0(T_{2C}, \lambda_1)}{L^0(T_{2C}, \lambda_2)} \quad \text{Équation 1-19}$$

Dans le cas de système de pyrométrie à une voie, il est nécessaire de connaître l'ensemble des coefficients de transmission de tous les composants du pyromètre pour obtenir la luminance à partir de la tension (Équation 1-11 du paragraphe 1.3.1). Alors que si le pyromètre possède plusieurs voies, par l'intermédiaire de calcul de rapport de tension, on peut s'affranchir de la connaissance de ce coefficient de proportionnalité.

On en déduit donc la valeur de la température vraie du matériau avec l'Équation 1-20 :

$$\frac{1}{T_v} = \frac{1}{T_{2C}} + \frac{\ln\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)}{C_2\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)} \quad \text{Équation 1-20}$$

La température vraie du matériau est liée à la température de couleur qui se calcule à partir du rapport des deux tensions issues du pyromètre bichromatique lors d'un étalonnage.

La température de couleur, T_{2C} , suit donc une loi linéaire définie par l'Équation 1-21 :

$$\frac{1}{T_{2C}} = \alpha + \beta \ln(R) \quad \text{Équation 1-21}$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{\ln\left(\frac{\Delta\lambda_1\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{-5}}{\Delta\lambda_2\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{-5}}\right)}{C_2\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)} \text{ et } \beta = \frac{-1}{C_2\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)} \text{ et } R = \frac{V_1(T_v, \lambda_1, \varepsilon_1)}{V_2(T_v, \lambda_2, \varepsilon_2)}$$

Les constantes α et β ne dépendent que des longueurs d'onde choisies pour le pyromètre. La transmission du système de pyrométrie optique ne doit pas être nécessairement connue. D'après l'Équation 1-20, ce pyromètre est très intéressant si l'émissivité du matériau est indépendante de la longueur d'onde. On appelle ce type de corps un corps gris ; dans ce cas $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, et on obtient $T_v = T_{2C}$. Les travaux sur les explosifs de Von Holle (1976 et 1983) ou encore ceux de Gogulya (1993,1994) sont basés sur cette hypothèse de corps gris, de même que ceux de Costeraste (1986) sur les métaux.

Le temps de réponse, la détection des basses températures par ce type de pyromètre sont les mêmes que ceux d'un pyromètre monochromatique ou spectrique.

Ce pyromètre donne des résultats en température indépendants des émissivités si elles varient peu sur les deux longueurs d'onde. Ce pyromètre ne peut être utilisé que si le facteur d'émissivité reste quasiment constant sur la plage des longueurs d'onde choisies : ceci est valable dans l'infrarouge pour les matériaux métalliques (Figure 1-4 et Figure 1-7) mais ne peut pas être appliqué dans le domaine visible où l'émissivité présente d'importantes variations.

La sensibilité aux variations de température est moins bonne que celle d'un pyromètre à une seule voie mais il resterait tout à fait adapté aux expérimentations de cette étude.

1.3.6 Le pyromètre trichromatique

Ce pyromètre se compose de trois pyromètres monochromatiques. Ce principe a été utilisé par Bourriannes (1977) ou encore Voltz (1993).

De la même manière que pour le pyromètre bichromatique, la température vraie du matériau s'exprime en fonction de la température T_{3C} du corps noir et des émissivités du matériau sur les trois longueurs d'onde par le rapport des tensions mesurées. On obtient l'Équation 1-22 :

$$\frac{\varepsilon_1 L^0(T_V, \lambda_1) \cdot \varepsilon_3 L^0(T_V, \lambda_3)}{\varepsilon_2^2 L^0(T_V, \lambda_2)} = \frac{L^0(T_{3C}, \lambda_1) \cdot L^0(T_{3C}, \lambda_3)}{(L^0(T_{3C}, \lambda_2))^2} \quad \text{Équation 1-22}$$

On obtient finalement la température vraie du matériau avec l'Équation 1-23 :

$$\frac{1}{T_V} = \frac{1}{T_{3C}} + \frac{\ln\left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{\varepsilon_2^2}\right)}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_3} - \frac{2}{\lambda_2}\right)} \quad \text{Équation 1-23}$$

avec T_{3C} déterminée par étalonnage et suivant une loi linéaire (semblable à celle pour T_{2C}) ne dépendant que des longueurs d'onde et du rapport des tensions.

Pour ce type de pyromètre, il n'est pas nécessaire de connaître l'ensemble des coefficients de transmission de la chaîne de mesure. Il possède également les avantages du pyromètre à deux voies : un temps de réponse et une détection suffisants pour être adaptés aux variations rapides de températures.

Ce pyromètre permet aussi de déterminer la température vraie du matériau dans le cas où $\varepsilon_1 \varepsilon_3 = \varepsilon_2^2$. Alors dans ce cas, on a $T_V = T_{3C}$. Pour trouver la solution, l'émissivité n'est pas restreinte à suivre l'hypothèse corps gris qui est une hypothèse restrictive et inadaptée dans certaines études. La mesure de température avec un pyromètre à trois voies offre la possibilité de faire varier l'émissivité linéairement en fonction de la longueur d'onde.

1.3.7 Le pyromètre polychromatique

Il est constitué de n pyromètres monochromatiques. Les luminances délivrées par ces n pyromètres sont ajustées à celle du corps noir à la température recherchée et suivent l'Équation 1-24 pour chaque longueur d'onde.

$$L(\lambda_n, T_V) = \varepsilon_n L^0(\lambda_n, T_{CN}) \quad \text{Équation 1-24}$$

Avec ce type de pyromètre, on a donc n équations avec $n+1$ inconnues. Ces inconnues sont la température T_V et l'émissivité à chaque longueur d'onde. Pour obtenir la température vraie T_V , il faut connaître une relation liant le facteur d'émissivité à la longueur d'onde.

Pour cela, on peut déterminer la meilleure courbe de Planck passant par les luminances obtenues expérimentalement avec une loi sur l'émissivité choisie en fonction de la longueur d'onde comme nous allons l'exposer dans le paragraphe suivant.

Ce type de pyromètre a l'avantage de déterminer à la fois la température vraie et l'émissivité de la surface. Il est très flexible et a déjà été utilisé plusieurs fois pour des applications sur les métaux par Lyzenga (1979,1981), Boslough (1985, 1989), Blanco (1997), Partouche-Sebban (2002), Héreil et Mabire (2001) à haute température (> 2000 K). Utiliser un pyromètre polychromatique est une solution pour évaluer la température de détonation des explosifs comme l'a étudiée Leal-Crouzet (1998).

1.3.8 Bilan des pyromètres optiques existants

Les principaux avantages et inconvénients de chaque type de pyromètre sont récapitulés dans le Tableau 1-2 :

Tableau 1-2 : Avantages et inconvénients des différents pyromètres optiques.

	Précision de la mesure si méconnaissance de l'émissivité	Détection aux basses températures	Temps de réponse	Sensibilité
A radiation totale	---	++	---	+
Monochromatique	--	++	++	++
Spectrique	--	++	++	++
Bichromatique	+	++	++	+
Trichromatique	+	++	++	+
Polychromatique	+	-	++	+

Différents principes de pyromètres ont été étudiés : certains d'entre eux sont plus appropriés pour remédier au problème de la méconnaissance de l'émissivité comme les pyromètres à plusieurs voies. Les techniques de pyrométrie bi- ou trichromatique sont adaptées aux matériaux dont l'émissivité varie peu dans les longueurs d'onde choisies. La détection des faibles températures inférieures à 1000 K est suffisante avec ce nombre de voies. Ces techniques peuvent donc être envisagées dans notre étude.

Le pyromètre polychromatique quant à lui permet de déterminer simultanément la température et l'émissivité normale du matériau d'étude. Cependant, il est nécessaire que l'émissivité suive une loi dépendante de la longueur d'onde et dans tous les cas, le nombre de voies (supérieur à trois) n'est plus adapté à la détection des faibles températures.

Néanmoins, quel que soit le nombre de voies du pyromètre, la précision de mesures obtenues dépend tout de même de la valeur du facteur d'émission. La technique de mesure elle-même ne suffit pas pour s'affranchir complètement de la méconnaissance de ce paramètre. Nous allons donc examiner d'autres solutions complémentaires pour tenter de limiter l'influence de l'émissivité sur la précision de la mesure.

1.4 Solutions pour s'affranchir de la méconnaissance de l'émissivité.

La méconnaissance du facteur d'émissivité des matériaux reste un obstacle pour déterminer la température sous diverses sollicitations de type dynamique. Plusieurs travaux se sont attachés à tenter de réduire l'influence de ce paramètre sur les mesures de température :

- soit en la mesurant lors de l'expérience,
- soit en la calculant à partir des luminances données par les pyromètres,
- soit en l'encadrant,
- soit en augmentant l'émissivité apparente de la surface.

1.4.1 Mesure de l'émissivité dynamique par mesure de la réflectivité

Pour obtenir la température vraie du matériau, une solution est de mesurer l'émissivité de la surface du matériau. Deux méthodes sont actuellement utilisées reposant sur le fait que l'émissivité est le complémentaire de la réflectivité (issu de la loi de Kirchhoff décrite au paragraphe 1.2.3.3) :

- la mesure de réflectivité totale de la surface par sphère intégrante avec les travaux de Partouche (2002),
- ou par l'illumination de la surface par une source de lumière comme le présente Poulsen (2006).

Partouche a mesuré la réflectivité de l'interface échantillon (bismuth)/fenêtre (LiF) sous choc au moyen d'une cavité appelée sphère intégrante.

Le principe utilise un faisceau laser (532 nm) qui se réfléchit sur l'échantillon. L'ensemble du flux réfléchi et diffusé par l'échantillon est collecté et homogénéisé dans cette sphère. Une tête optique collecte le flux qui est mesuré par un photomultiplicateur (PM). Cette mesure n'est qu'une mesure relative : elle décrit l'évolution de l'émissivité dynamique par rapport à l'émissivité statique avant choc. Un étalonnage est nécessaire avant l'expérimentation. La réflectivité mesurée permet d'obtenir l'émissivité avec une incertitude de 20%.

Grâce à la mesure de réflectivité sur une longueur d'onde et avec l'utilisation d'une sphère intégrante, Partouche a réussi à réduire l'incertitude sur la température à 7 % en précisant la valeur de l'émissivité dynamique pour une température de l'ordre de 1600 K. Cependant, cette méthode reste compliquée à mettre en œuvre. L'édifice est complexe : la

sphère intégrante détruite à chaque essai nécessite un revêtement particulier dont la propriété est d'avoir un excellent pouvoir réflecteur à la longueur d'onde du laser. La mesure de réflectivité par laser dans le visible est adaptée aux mesures de température supérieures à 1500 K. Pour les mesures à basses température, il faudrait envisager des mesures de réflectivité dans l'infrarouge (avec des lasers YAG par exemple), sans pour autant parasiter la mesure pyrométrique. Un autre revêtement de la sphère devrait également être trouvé.

Poulsen (2000, 2002) au LLNL a développé une méthode permettant la mesure simultanée de la température et de l'émissivité de la surface basée sur les travaux de Cazamias (2001).

Le principe repose sur les mesures simultanées de :

- l'émission spectrale du matériau sous sollicitation une fois un état stabilisé établi (par exemple le choc soutenu dans une expérience) avec un pyromètre à 5 voies (de 1,2 à 4.1 μm),
- et la réflexion spectrale du matériau sous sollicitation : lors de la phase stabilisée, le matériau est éclairé par une source, dont le spectre est connu sur l'ensemble des longueurs d'onde du pyromètre.

Le pyromètre enregistre alors la somme du rayonnement émis par l'échantillon à sa température sous choc et du rayonnement réfléchi pour la surface du matériau illuminé sous choc. Les données (issues de la réflexion et de l'émission) sont ensuite traitées à partir des relations sur l'émission et la réflexion normalisées par rapport à une voie de mesure appelée voie de référence.

On sait d'après les relations déterminées dans l'ensemble des paragraphes précédents que chaque voie du système de détection délivre une tension proportionnelle au flux émis ou réfléchi par la surface. On a :

- pour l'émission :

$$S_i = \varepsilon_i \cdot C_i \cdot F_i(T) \quad \text{Équation 1-25}$$

Avec pour la voie i du pyromètre,

- S_i Tension délivrée par le détecteur (voie i) en émission
- C_i Coefficient de calibration tension-luminance
- ε_i Emissivité de la surface
- $F_i(T)$ La luminance délivrée par un corps noir à la température T (Loi de Planck)

En normalisant par rapport à une des voies du pyromètre (choisie arbitrairement), on obtient :

$$A_i = e_i \cdot B_i(T) \quad \text{Équation 1-26}$$

Avec pour la voie i du pyromètre et n la voie de référence,

A_i Ratio des tensions reçues par le pyromètre ($A_i = S_i C_n / S_n C_i$)

e_i Rapport des émissivités des voies du pyromètre $e_i = \varepsilon_i / \varepsilon_n$

$B_i(T)$ ratio des luminances corps noir $B_i(T) = F_i(T) / F_n(T)$

- pour la réflexion :

$$R_i = (1 - \varepsilon_i) \cdot C_i \cdot I_i \quad \text{Équation 1-27}$$

Avec pour la voie i du pyromètre,

R_i Tension délivrée par le détecteur (voie i) en réflexion

C_i Coefficient de calibration tension-luminance

ε_i Emissivité de la surface

I_i Flux incident connu d'une source extérieure de lumière

En normalisant par rapport à une des voies du pyromètre, on a :

$$D_i = \frac{E_i \cdot R_i}{1 - \varepsilon_i} = \frac{E_i (1 - e_i \varepsilon_n)}{1 - \varepsilon_n} \quad \text{Équation 1-28}$$

Avec pour la voie i du pyromètre et n la voie de référence,

D_i ratio des tensions obtenues par réflexion par le pyromètre ($A_i = R_i C_n / R_n C_i$)

e_i Rapport des émissivités des voies du pyromètre $e_i = \varepsilon_i / \varepsilon_n$

E_i ratio des puissances lumineuses de la source extérieure lumineuse $E_i = I_i / I_n$

En combinant les relations d'émission (Équation 1-26) et de réflexion (Équation 1-28), on détermine donc le coefficient d'émissivité de la voie n :

$$\varepsilon_n = \left(1 - \frac{D_i}{E_i}\right) / \left(\frac{A_i}{B_i} - \frac{D_i}{E_i}\right) \quad \text{Équation 1-29}$$

L'Équation 1-29 détermine donc une relation entre ε_n et la température T qui est appliquée pour les équations normalisées de chaque voie. On obtient les jeux de courbes présentées sur la Figure 1-12 (4 pour 5 voies) qui présentent un point d'intersection. La zone d'intersection est la solution pour déterminer la température et l'émissivité de la voie de référence.

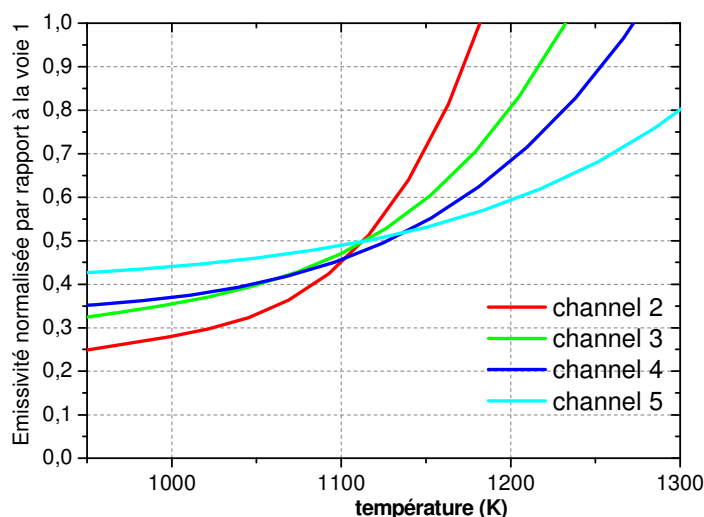


Figure 1-12 : Emissivité calculée à partir de l'émission et de la réflexion normalisée pour chaque voie du pyromètre (Poulsen, 2006).

Cette méthode spectrale de mesure d'émission-réflexion de Poulsen permet de déterminer le couple émissivité (dépendante de la longueur d'onde) et température (supérieure à 1000 K). La précision sur la température peut atteindre 1% si les mesures expérimentales ont un rapport signal sur bruit satisfaisant.

Cette méthode nécessite d'avoir au moins cinq voies de mesure, et d'être équipé d'une source de lumière flash, dont le spectre est connu, suffisamment puissante pour éclairer la surface et travaillant sur l'ensemble des longueurs d'onde du pyromètre. Cette méthode n'a pour l'instant été testée que sur des expériences de feuille de molybdène traversée par un courant (Poulsen, 2006).

Cette méthode prometteuse reste inadaptée pour des mesures de faible température : cinq voies de mesure sont nécessaires et inappropriées à la détection de faibles températures. La précision de cette mesure dépend du rapport signal sur bruit des différentes voies, ce qui est inadéquat pour les faibles flux.

Negreanu (2009) a utilisé cette méthode pour mesurer l'émissivité et la température d'échantillon soumis à de grandes déformations dynamiques à l'aide de barres de Hopkinson.

1.4.2 Méthode par calcul

A partir des luminances mesurées par un pyromètre polychromatique, on peut établir une relation entre l'émissivité et la longueur d'onde. Comme nous l'avons vu précédemment dans le paragraphe 1.3.7, si le pyromètre polychromatique possède n voies, nous avons un système de n équations avec $n+1$ inconnues (T_V et ϵ_n).

Pour résoudre ce système, on définit souvent l'émissivité comme un polynôme d'ordre $n-2$ en λ (formule de l'Équation 1-30).

$$\varepsilon(\lambda, T) = \sum_{j=0}^{n-2} a_j \lambda^j$$

Équation 1-30

Cette méthode devient imprécise lorsque n est supérieur à 3 : les luminances mesurées sont elles aussi imprécises et cela implique des cumuls d'incertitude qui dégradent le dépouillement jusqu'à le rendre incorrect.

Lyzenga (1979 et 1982) ou Mondot (1993) utilisent cette méthode en décrivant l'émissivité sous une forme linéaire ou une loi exponentielle.

Avec un pyromètre à 6 voies, Lyzenga (1979) suppose l'émissivité constante (corps gris) ou linéaire $\varepsilon_\lambda = a \times \lambda + b$ avec a et b constantes. Le nombre d'inconnues est donc réduit à 2 ou 3 selon la loi sur l'émissivité choisie. Mondot, avec un pyromètre à 4 voies, fait varier l'émissivité suivant une hypothèse de corps noir $\varepsilon_\lambda = 1$ ou de corps gris $\varepsilon_\lambda = cste \leq 1$ ou encore suivant une loi décroissante en fonction de la longueur d'onde $\varepsilon_\lambda = a \times \lambda + b$ ou $\varepsilon_\lambda = a \times b^\lambda$ ou $\varepsilon_\lambda = a / \exp(\lambda^b)$.

Cette méthode permet, à chaque instant, de faire varier le couple (T, ε_λ) qui conduit au meilleur ajustement de la courbe de Planck passant par les points expérimentaux de luminance (Figure 1-13). Mais cette méthode reste possible si la loi ou la valeur que va suivre l'émissivité en fonction de la longueur d'onde peut être envisagée.

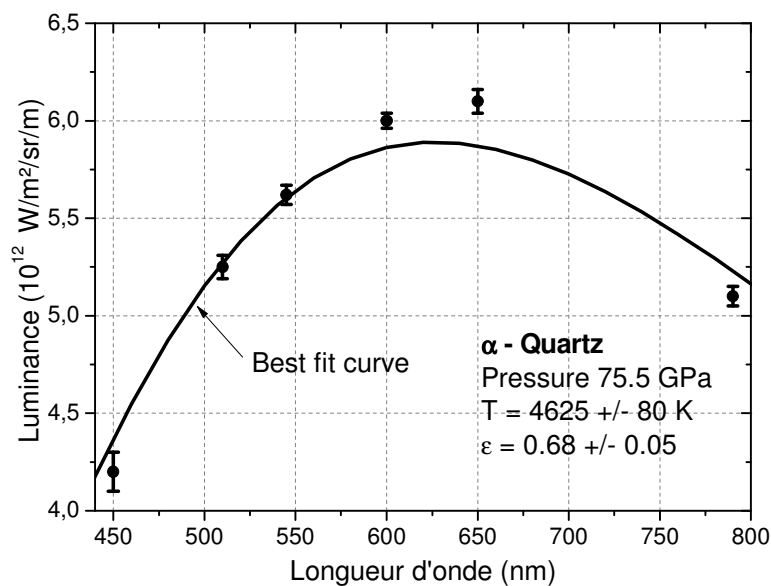


Figure 1-13 : Mesure de luminances et courbe théorique de lissage dans un quartz choqué (Lyzenga, 1979).

Cependant, même si l'idée de décrire l'émissivité en fonction de la longueur d'onde semble convenir, Blanco (1996) montre la limite de cette méthode : il est difficile voire impossible de déterminer une température cohérente avec les propriétés physiques des matériaux qui vérifie que l'émissivité suit une loi décroissante en fonction de la longueur d'onde.

1.4.3 Encadrement de l'émissivité

Perez (1988), Blanco (1997), Boboridis (2003) et Seifert et Holtkamp (2007) utilisent une méthode d'encadrement de l'émissivité dynamique afin de déterminer un encadrement sur la température du matériau.

N'ayant aucune connaissance d'une loi ou d'une valeur de l'émissivité sous choc, on encadre ϵ entre 0,1 ou une valeur statique préalablement mesurée et 1 : encadrement maximal dans lequel se situe l'émissivité dynamique sous choc de tous matériaux.

L'exemple de la Figure 1-14 résume la façon d'obtenir l'encadrement final de la température. A chaque longueur d'onde du pyromètre, l'encadrement sur l'émissivité donne un encadrement de la température : la borne supérieure de la température est celle associée à la borne basse de l'émissivité (ici de 0,1 à titre d'exemple) et la borne inférieure de la température est toujours équivalente à la température de luminance. L'encadrement final de la température est l'intervalle commun.

L'encadrement de la température étant défini, on en déduit le profil d'évolution de l'émissivité en appliquant les bornes de températures sur l'ensemble des longueurs d'onde comme cela est illustré sur la Figure 1-15.

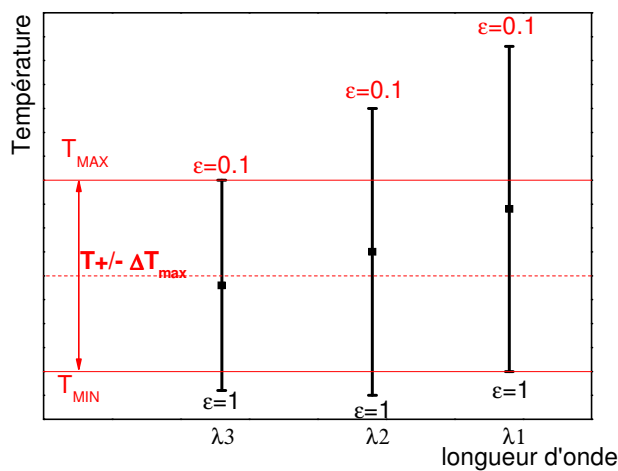


Figure 1-14 : Encadrement température vraie et émissivité avec méthode courte longueur d'onde.

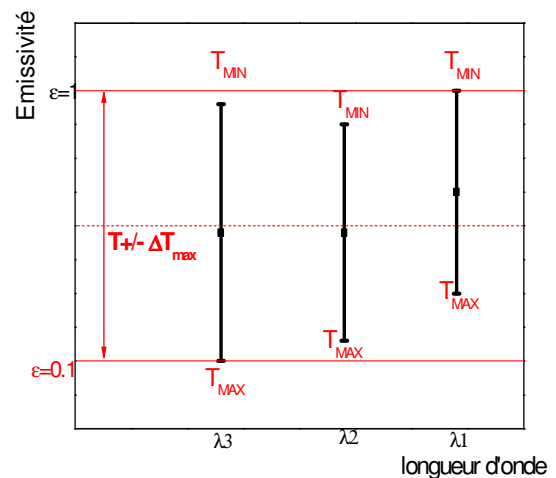


Figure 1-15 : Détermination de l'émissivité des autres longueurs d'onde.

L'encadrement final de la température est généralement l'encadrement de la température à la plus courte longueur d'onde (paragraphe 1.3.3) : il s'agit de la méthode de la courte longueur d'onde. En fait, plus le pyromètre possède une longueur d'onde de détection faible, plus l'encadrement sur la température diminue.

Pour que cette méthode donne des résultats corrects, les gammes spectrales de travail du pyromètre doivent être sélectionnées dans un domaine où l'émissivité varie peu. En effet, nous avons vu que l'émissivité dans le visible ou l'infrarouge présente des valeurs très différentes : il est préférable de travailler soit dans le visible ou soit dans l'infrarouge pour obtenir des mesures cohérentes entre elles.

En choisissant de façon pertinente la longueur d'onde la plus faible qui permet une détection suffisante du flux émis par la cible, on obtient une incertitude sur la température de l'ordre de 10% pour des températures supérieures à 2000 K et de 20% pour celles inférieures à 2000 K.

Les travaux de Blanco (1997) ont permis d'obtenir une meilleure précision sur la température en réduisant l'incertitude sur l'émissivité. Pour cela, il choisit la borne basse de l'émissivité égale à l'émissivité statique du matériau d'étude sur la courte longueur d'onde. Cette hypothèse est correcte puisque l'émissivité dynamique sous sollicitation dynamique augmente : en effet, l'état de la surface se détériore sous l'effet du choc ou encore sous l'influence de changement de phase. L'incertitude pour une température se trouvant dans la gamme de 800 à 2000 K pour des matériaux polis est alors réduite à 10 %.

Cette méthode est tout à fait adaptée aux expériences sur les métaux sous sollicitations dynamiques. Néanmoins, l'encadrement de l'émissivité nécessite d'être encore réduit pour accéder à une température avec une précision satisfaisante de l'ordre de 5%. Pour cela, on peut augmenter la borne basse de l'émissivité en jouant sur l'émissivité apparente de la surface du matériau.

1.4.4 Augmentation de l'émissivité apparente de la surface

1.4.4.1 Cavité corps noir

Cette méthode a pour but de rapprocher le rayonnement du matériau d'étude de celui du corps noir. Pour recréer les conditions du corps noir, Costeraste (1986) utilise un réflecteur hémisphérique avec un orifice à son sommet pour réaliser la visée pyrométrique. Le réflecteur est représenté sur la Figure 1-16.

L'idée du réflecteur hémisphérique repose sur les travaux de Pashen (1899), puis repris par Drury (1951) et Land (1954). Le principe du réflecteur a pour propriété de créer une émissivité apparente en fonction de sa réflexion interne, de ses caractéristiques géométriques et de l'émissivité de la surface du matériau d'étude.

Le rayonnement issu d'une surface recouverte d'un réflecteur est donné par l'Équation 1-31 :

$$L(\lambda, T) = \frac{\varepsilon(\lambda, T)}{1 - p(1 - \varepsilon(\lambda, T))} L^0(\lambda, T) = \varepsilon'(\lambda, T) L^0(\lambda, T) \quad \text{Équation 1-31}$$

avec $p = \rho(\lambda, T) \left(1 - \frac{r^2 + h^2}{R^2} \right)$

et $L^0(\lambda, T)$ luminance monochromatique du Corps noir,

$\epsilon(\lambda, T)$ émissivité de la surface du matériau,

$\epsilon'(\lambda, T)$ émissivité apparente du rayonnement,

p facteur caractéristique du réflecteur tenant compte de ses dimensions géométriques R, r et h et du coefficient de la réflexion de sa surface interne $\rho(\lambda, T)$.

En appliquant l'Équation 1-31, on peut voir l'évolution de l'émissivité apparente d'une surface quelconque en fonction des propriétés du réflecteur sur la Figure 1-16.

Si le réflecteur est idéal $\rho(\lambda, T)=1$, l'émissivité apparente est donc de 1, celle du corps noir. On remarque aussi sur la Figure 1-16 que l'émissivité apparente obtenue avec un réflecteur performant (p de l'ordre de 0,9) reste faible si l'émissivité d'une surface est faible. En réalité, l'utilisation d'un réflecteur est optimisée pour l'étude de surfaces isotropes d'émissivité supérieure à 0.3 (pour limiter l'erreur à 8% sur la température jusqu'à 1500K).

Or, la mesure de température par pyrométrie optique nécessite des surfaces polies qui par conséquence ont des émissivités très faibles. Perez et Costeraste (1988) utilisant cette méthode ont voulu dégrader la surface pour augmenter son émissivité. Malheureusement, les mesures de température en surface libre ont montré des phénomènes parasites de micro-jets qui ne permettent pas d'obtenir des résultats corrects. De plus, le revêtement du réflecteur s'est révélé très fragile.

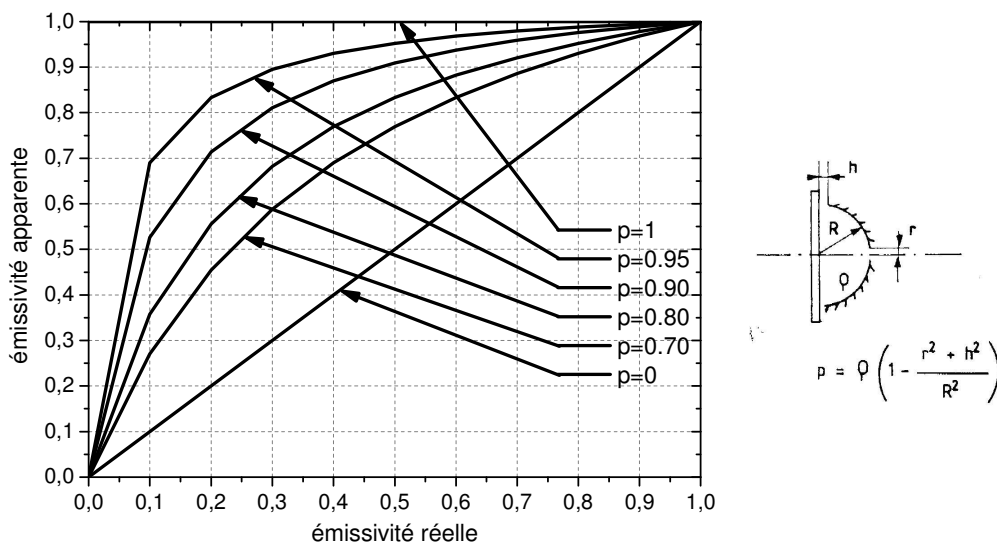


Figure 1-16 : Variation de l'émissivité apparente en fonction de l'émissivité réelle en fonction des caractéristiques du réflecteur (Costeraste).

1.4.4.2 Dépôt émissifs

Cette technique a été élaborée par Costeraste (1986) puis améliorée par Perez (1991, 1992). L'idée est d'augmenter l'émissivité d'une surface d'un matériau quelconque en utilisant un dépôt dont l'émissivité statique est connue et se rapproche au maximum de la valeur de celle du corps noir : il permettra d'appliquer un encadrement sur l'émissivité avec une valeur de la borne basse de l'émissivité mieux connue. Ainsi on réduit l'incertitude sur la température par la méthode d'encadrement de l'émissivité. Ces dépôts sont en fait des standards d'émissivité qui augmente l'émissivité apparente des surfaces des matériaux.

Perez et Costeraste ont utilisé des dépôts de platine ou de ReSi_2 . Comme nous l'avons vu précédemment l'utilisation d'un réflecteur nécessitait une émissivité de surface d'au moins 0.3 pour déterminer une température avec une précision correcte. Pour cela, un dépôt de platine a été appliqué pour augmenter l'émissivité du cuivre poli : l'émissivité apparente atteinte est de 0.35. Perez a par la suite utilisée des dépôts en ReSi_2 d'épaisseur $0.3 \mu\text{m}$ associé à une cavité cylindrique. L'émissivité apparente obtenue est de 0.8 et la précision sur la température a atteint 3%. Les mesures de température étaient réalisées en surface libre, le platine et le ReSi_2 avaient été choisis d'une part pour leur émissivité élevée mais également pour leur impédance de choc.

La Figure 1-17 présente un standard d'émissivité, la peinture émissive Würth, qui permet d'augmenter l'émissivité du cuivre poli.

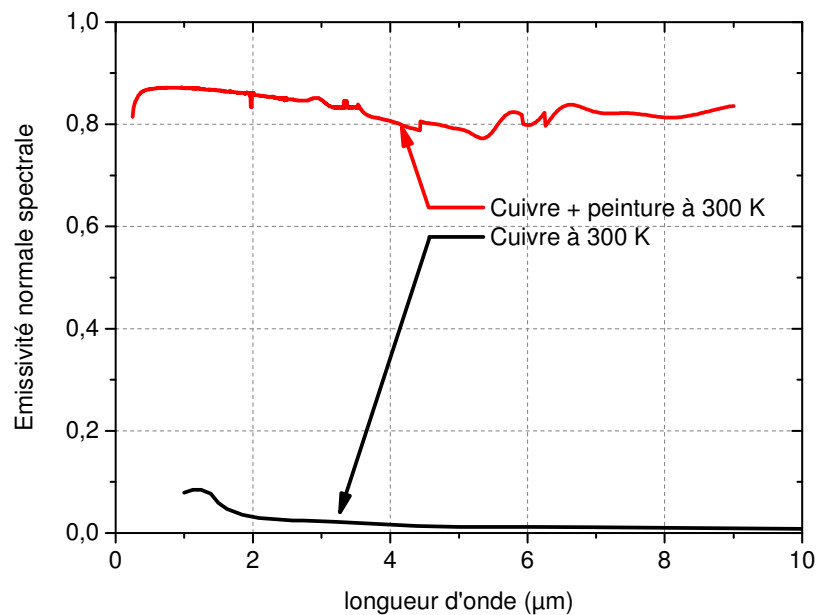


Figure 1-17 : Influence d'un dépôt de peinture sur l'émissivité du cuivre poli.

Les dépôts émissifs permettent donc d'imiter l'émission d'un corps noir mais également d'augmenter les niveaux de signaux de luminance et de réduire les incertitudes de mesure de température. Cependant la principale difficulté de cette technique est d'obtenir un dépôt suffisamment opaque pour cacher le rayonnement provenant du substrat et assez fin pour que les échanges thermiques entre le substrat et le dépôt soient suffisamment rapides.

1.5 Conclusion

Parmi les différentes méthodes de mesures présentées, la méthode de mesure du flux thermique par pyrométrie optique est la plus appropriée aux types d'essais réalisés dans le cadre de cette thèse : la mesure ne doit pas perturber les échanges thermiques, la résolution temporelle doit être de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes, la mesure doit être adaptée aux matériaux métalliques opaques et le diagnostic doit être facile à mettre en œuvre.

Cependant cette méthode possède un inconvénient majeur : la température mesurée n'est précise que si le facteur d'émissivité dynamique est connu.

Quel que soit le type de pyromètre utilisé bi ou trichromatique, la précision de la température obtenue sur matériaux polis n'est pas suffisante (20% pour des températures inférieures à 2000 K). Ces types de pyromètre ont toutefois l'avantage de travailler sur des bandes spectrales larges qui améliorent la sensibilité aux basses températures. Ils sont appropriés à l'étude des matériaux métalliques dont l'émissivité varie peu en fonction de la longueur d'onde dans la gamme de température étudiée.

C'est pourquoi, le choix final s'est porté vers un pyromètre trichromatique infrarouge qui permet à la fois d'améliorer la précision des mesures et également de limiter les pertes de flux induites par des séparations spectrales.

De plus, pour s'affranchir de la méconnaissance de l'émissivité introduisant la plus grande erreur sur le résultat de température, l'utilisation de dépôts émissifs semble être la solution la plus appropriée. Cette étude nécessite de mettre au point une technique d'application du dépôt sur les matériaux d'étude, d'évaluer son influence sur la température et de choisir la nature de dépôt qui permet d'obtenir la meilleure précision sur la température.

Chapitre 2: Technique de mesure de température pour les matériaux sous sollicitation dynamique

L'objectif de cette étude est d'appliquer la pyrométrie optique à la mesure d'une température de l'ordre de 350 à 1000 K sur des durées de l'ordre de la microseconde tout en donnant une incertitude sur la mesure inférieure à 5 %. La conception de l'ensemble de la chaîne de mesure est liée aux contraintes expérimentales de choc associées à une mesure optique.

La première partie est donc consacrée à l'expression des performances auxquelles doit répondre le pyromètre optique dans cet environnement très spécifique.

La deuxième partie décrit la conception expérimentale de la cible afin de s'approcher de la température du matériau sous choc et de s'affranchir de parasites lumineux.

La réalisation d'un pyromètre optique trichromatique travaillant dans l'infrarouge permet de répondre au besoin. La description du pyromètre optique, de ses différents composants et de son système d'étalonnage fait l'objet du troisième paragraphe.

Enfin, la dernière partie explique le principe de dépouillement pour obtenir la température vraie à partir des luminances mesurées. Tout d'abord, une description du logiciel d'exploitation des données du pyromètre est réalisée : à partir d'un étalonnage préalable, il consiste à convertir les signaux électriques en luminance et en température de luminance. Puis, une évaluation de la précision des mesures pyrométriques est effectuée. Elle met en évidence que la principale source d'incertitude sur la température provient de la méconnaissance de l'émissivité.

Afin de s'affranchir de ce problème, la méthode retenue consiste à utiliser un dépôt sur le matériau d'étude augmentant l'émissivité apparente de la surface et à appliquer soit une loi sur l'émissivité de type corps gris, soit la méthode d'encadrement de l'émissivité.

2.1 Contraintes de développement

La chaîne de mesure développée dans le cadre de cette étude doit répondre à la détermination de l'évolution de la température dans un matériau métallique quelconque sous choc.

De façon à préciser les contraintes de ce travail, on présente sur la Figure 2-1, un exemple de configuration expérimentale d'impact de plaques ainsi que l'évolution de la température proche de l'interface de mesure. Ces premiers résultats sont donnés à titre d'exemple pour aider à mieux caractériser les contraintes auxquelles doit répondre le pyromètre.

Les allures de ces courbes résultent d'un calcul réalisé avec un code hydrodynamique Unidim décrit en détail dans le chapitre 3 et annexe 5. On remarque sur la Figure 2-1 que le choix de l'équation d'état (EOS) utilisée donne des valeurs de température calculées différentes. Cet exemple montre la nécessité d'avoir un diagnostic performant qui déterminera précisément la température pour sélectionner la meilleure modélisation.

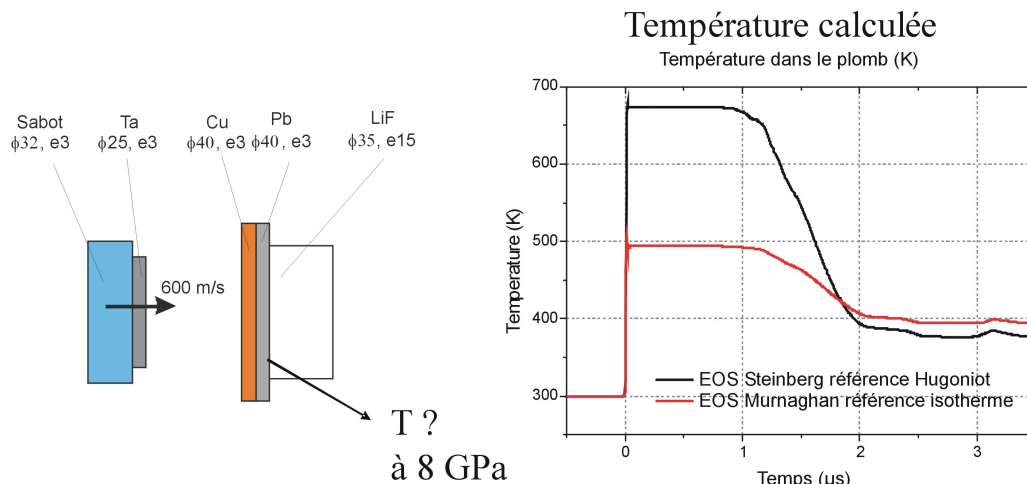


Figure 2-1: Profils de température calculés avec différentes équations d'état pour un essai d'impact de plaques.

Les dimensions indiquées sur ce diagramme ainsi que la vitesse d'impact sont représentatifs des applications de ce travail de thèse.

Au passage de l'onde de choc, la température du matériau s'élève d'une centaine de K et d'une contrainte de quelques GPa en un temps de montée très court. Les technologies actuelles permettent d'accéder à des temps de réponse de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Il faut donc vérifier la pertinence de la mise en œuvre de tels détecteurs sur la mesure de température de matériaux sous choc.

Le besoin est d'accéder à l'évolution de la température :

- en régime transitoire de changement de phase du matériau (évolution rapide de la température) : la température est de l'ordre de 350 K à 500 K,
- en régime établi : la température est de l'ordre de 350 à 1000 K (température minimum détectée par un autre pyromètre disponible au CEG (Leal-Crouzet, 1998).

Le pyromètre doit donc travailler dans une gamme de température étendue et avec une résolution temporelle adaptée pour que la mesure de flux puisse être appliquée sur l'ensemble des matériaux métalliques sous sollicitation.

L'ensemble de la chaîne de mesure du pyromètre doit pouvoir être placée dans un milieu hostile et destructeur : des parties consommables sont à prévoir.

2.2 Configuration et rayonnement des échantillons cibles

Les matériaux utilisés dans le cadre de cette étude sont des métaux : ils sont opaques aux rayonnements visible et infrarouge. La pyrométrie optique, travaillant dans ces gammes spectrales, ne permet pas d'accéder au rayonnement issu de l'intérieur du matériau : le rayonnement mesuré est celui émis par la surface du matériau étudié (chapitre 1).

Quelques rappels sur la propagation des ondes de choc dans la matière sont donnés en annexe 2. En annexe 3, les modèles d'équation d'état (EOS) sont introduits et l'obtention de la température d'un matériau au cours d'une sollicitation par l'intermédiaire de l'EOS est décrite.

L'objet de ce paragraphe est d'expliquer le principe pour approcher la température du matériau sous choc en utilisant une fenêtre enclume.

2.2.1 Mesure de la température en détente partielle

2.2.1.1 Principe général

Comme les matériaux d'étude sont opaques, l'élévation de la température à l'intérieur du matériau ne peut être détecté (Figure 2-2).

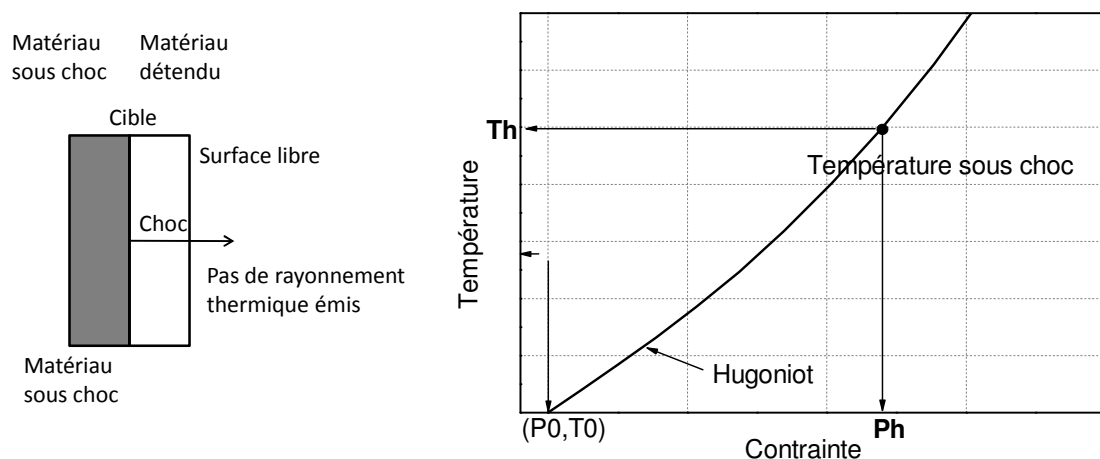


Figure 2-2 : Température interne d'un matériau sous choc.

Il faut attendre que l'onde de choc débouche à la surface du matériau pour que le diagnostic détecte un rayonnement thermique. Deux manières de détecter le flux sont possibles.

On peut accéder à la mesure du flux thermique en surface libre du matériau sollicité lorsque le choc débouche dans le vide (Figure 2-3). Celui-ci se détend totalement jusqu'à pression nulle. La mesure obtenue permet d'accéder à la température résiduelle du matériau : la température est située sur une isentrope de détente issue de l'Hugoniot (Figure 2-3).

La température mesurée est cependant éloignée de la température sous choc. Cette mesure est également difficile à exploiter à la fois à cause des faibles quantités de flux émis (Perez et Costeraste, 1986) et à cause des parasites qui empêchent d'obtenir une mesure propre sans ionisation de l'air (Seifter et Holtkamp, 2005).

On peut également atteindre le rayonnement émis par le matériau partiellement détendu en lui accolant un matériau fenêtre transparent (

Figure 2-4). Lorsque l'onde de choc arrive à la surface du matériau, elle se transmet dans la fenêtre et le matériau se détend à une pression d'interface p_i . Le flux thermique alors mesuré traduit la valeur de la température d'interface T_i du matériau. La température détectée est alors plus proche de la température du matériau sous choc que la température résiduelle.

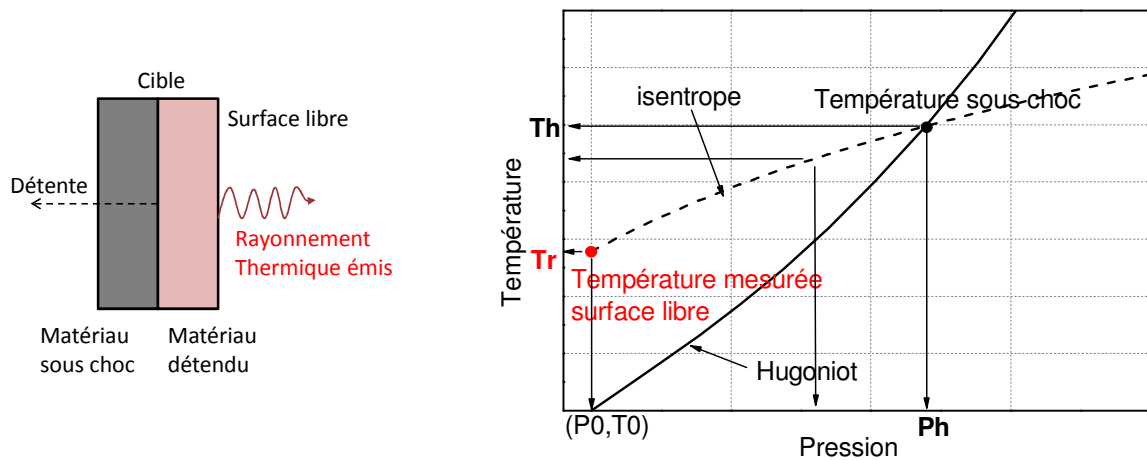


Figure 2-3 : Température de surface d'un matériau après détente totale.

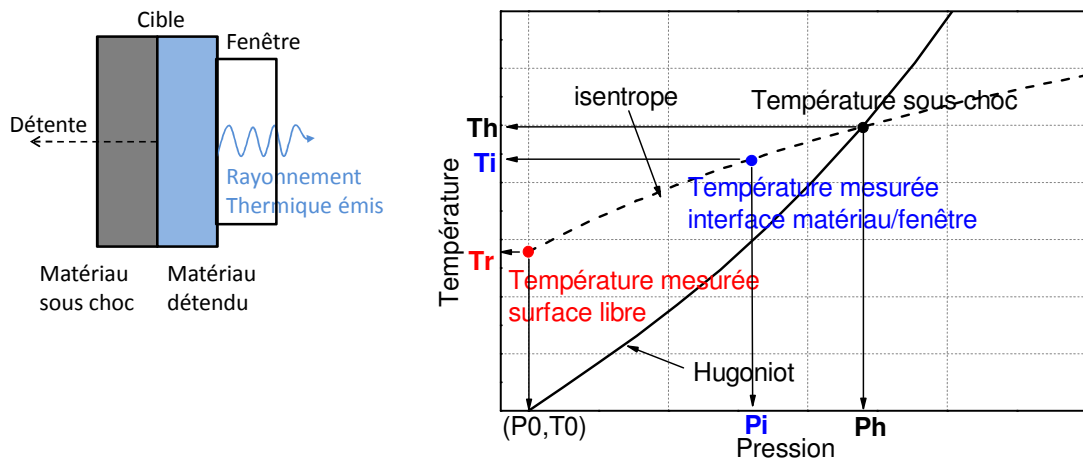


Figure 2-4 : Température d'interface après détente partielle contre une fenêtre enclume.

L'intérêt de la fenêtre enclume permet donc de s'approcher de la température du matériau sous choc. Plusieurs fenêtres sont connues et utilisées mais toutes ne sont pas adaptées aux expériences de mesure de température.

2.2.1.2 Choix du matériau fenêtre

Adaptation d'impédance de choc entre le matériau et la fenêtre enclume.

Les matériaux fenêtres enclume principalement utilisées sont le LiF (Fluorure de Lithium), le saphir, ou le PMMA (polyméthacrylate de méthyle). Les matériaux enclume sont communément appelés fenêtres.

La Figure 2-5 présente les polaires de choc d'un matériau d'étude et des matériaux fenêtres et la température atteinte à l'interface matériau/fenêtre sur les isentropes de détente. Afin de mesurer directement la température du matériau sous choc avec une fenêtre enclume, l'idéal serait de disposer d'une fenêtre d'impédance de choc identique à celle du matériau étudié. La fenêtre en PMMA n'est donc pas appropriée à cette étude (Figure 2-5).

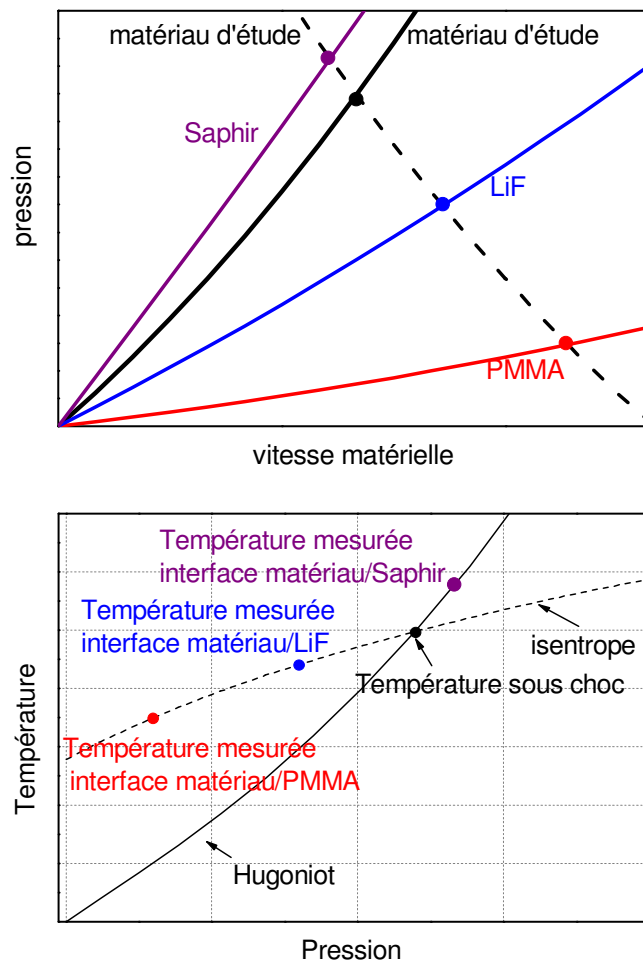


Figure 2-5 : Polaires de choc d'un matériau d'étude et des différentes fenêtres enclumes utilisées et température en détente du matériau d'étude.

Le saphir et le fluorure de lithium sont généralement utilisés dans les expériences de mesure de température pour transmettre le rayonnement provenant de l'interface (Ahrens and Tan, 1990, Bass et al. 1990 ou Svendsen et Ahrens, 1986). En effet, leurs impédances de choc sont adaptées à la plupart des matériaux métalliques et permettent donc d'approcher la température du matériau sous choc.

Dans la plupart des cas (Figure 2-5), le saphir possède une impédance de choc supérieure à celle du matériau d'étude ; la température d'interface est en fait un autre point se situant le long de l'Hugoniot.

Transmission optique des fenêtres enclume.

La transmission optique des trois matériaux fenêtres en fonction de la longueur d'onde à température ambiante et en statique pour une certaine épaisseur est donnée sur la Figure 2-6. Le PMMA (déjà éliminé pour sa faible impédance de choc) n'est pas adaptée à la détection des basses températures : il n'est plus transparent pour des longueurs d'onde supérieures à 2 μm .

Le LiF et le saphir ne subissent pas de changement de phase pour des pressions inférieures à 75 GPa (Schmitt and al. 1986) : leur transmission optique est donc conservée dans cette gamme de pression. Néanmoins, le LiF est le matériau fenêtre le plus approprié dans le cadre de cette étude : il reste transparent jusqu'à des longueurs d'onde de 6 μm .

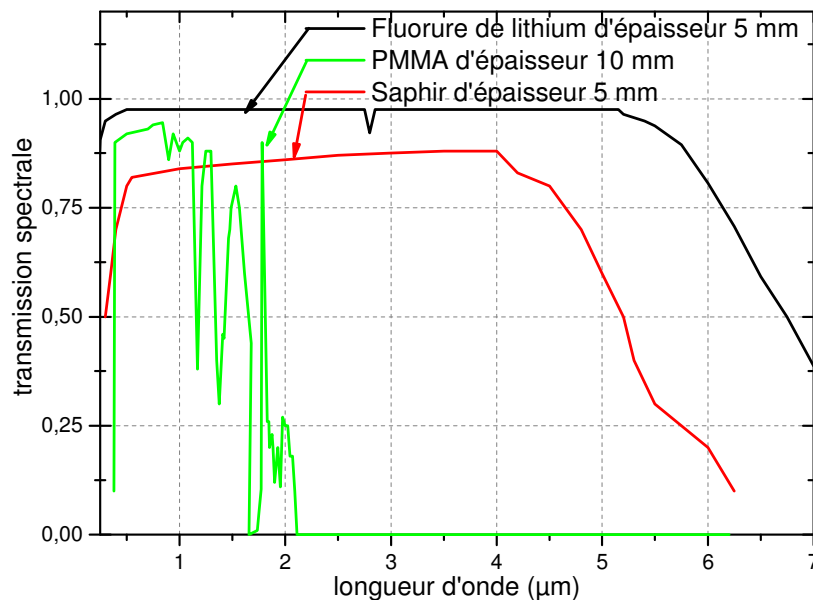


Figure 2-6 : Transmission spectrale du Saphir, du LiF et du PMMA (Gaussorgues, 1984).

Rayonnement du matériau fenêtre

Le matériau fenêtre le plus adapté aux problématiques de mesure de température sous choc doit présenter une impédance de choc proche de celle du matériau et avoir une transmission optique appropriée au flux à détecter.

De plus, il doit rester transparent sous sollicitation, ce qui n'est pas forcément le cas du saphir sous choc qui peut émettre sous choc (Wise and Chhabildas 1986 et Partouche, Pélissier, Holtkamp, 2005).

Ainsi, le saphir n'est pas non plus adapté à la mesure de faibles températures. Le LiF reste le seul candidat approprié à notre étude.

Matériau fenêtre de l'étude : le LiF

Le LiF est un monocristal synthétique obtenu soit par croissance sous vide soit sous présence d'air. Il possède une structure cubique à face centrée.

Ce matériau a fait l'objet de plusieurs études afin de déterminer ses caractéristiques thermiques et optiques (Lalle, 1987). On montre donc que :

- son échauffement sous choc est faible et donc il émet un rayonnement peu intense comme le montre l'ensemble des travaux de Schmitt et Ahrens (1986), de Svendsen et Ahrens, (1986), de Boslough, (1985), de Kormer, (1968), et de Kondo et Ahrens, (1983),
- son opacité est faible au cours de la sollicitation, ce matériau reste transparent sous choc jusqu'à 160 GPa (Wise et Chhabildas, 1985). En effet, il absorbe une faible quantité du rayonnement thermique émis par la cible d'étude (Schmitt et al, 1986),
- son émission : il produit très peu de lumière en sollicitation dynamique (Schmitt et Ahrens, 1986).

Ainsi, le LiF peut être utilisé pour mesurer un rayonnement à l'interface matériau/LiF. Il transmet plus de 85 % de flux dans une gamme spectrale située entre 0.2 μm et 6 μm pour différentes épaisseurs adaptées aux expériences de choc (Figure 2-7). On peut remarquer un artefact d'absorption à 2.8 μm si le matériau est obtenu par croissance en présence d'air. Pour éliminer cet artefact d'absorption, la fabrication sous vide est nécessaire (Gaussorgues 1984). Le LiF utilisé au cours de nos expériences est obtenu par croissance sous vide.

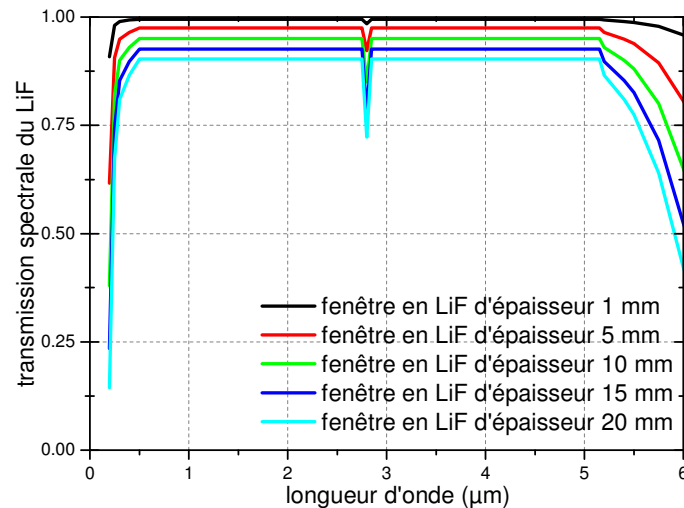


Figure 2-7 : Transmission spectrale d'une fenêtre en LiF en fonction de la longueur d'onde et de différentes épaisseurs.

2.2.2 Configuration de la cible

De la même manière que pour une mesure en surface libre, il faut s'affranchir de tout rayonnement parasite à l'interface entre le matériau d'étude et la fenêtre (Nellis et Yoo, 1990). En effet, toute présence d'air à l'interface conduit à une ionisation sous l'effet du passage du choc et émet une quantité de lumière suffisante pour perturber la mesure.

Deux méthodes ont été étudiées :

- le matériau et la fenêtre sont tenus mécaniquement. Un dépôt métallique de même nature que le matériau d'étude est alors appliqué sur le matériau fenêtre. La mesure de température est donc réalisée sur ce dépôt. Mais cette méthode n'est pas satisfaisante : les imperfections du dépôt (porosité, tenue, transparence...) peuvent produire un rayonnement parasite,
- le matériau et la fenêtre sont collés. Cette méthode nécessite d'avoir une colle qui ne s'opacifie pas sous sollicitation : c'est-à-dire, il faut vérifier qu'elle reste transparente sous choc et qu'elle n'absorbe pas le rayonnement émis par la surface du matériau ou qu'elle ne s'illumine pas. Cela a été vérifié par Blanco (1997) et Hérel et Mabire (2001) dans la gamme spectrale du visible au proche infrarouge jusqu'à 4.5 μm pour des contraintes inférieures à 38 GPa pour les colles Loctite 326 et 358 avec des épaisseurs inférieures à 10 μm .

La méthode de collage du matériau d'étude et de la fenêtre en LiF est donc utilisée pour l'ensemble de cette étude (Figure 2-8). Le LiF et la colle restent solides et transparents sous la sollicitation, le rayonnement observé est celui de la surface du matériau d'étude à condition que le matériau soit poli optique (paragraphe 1.2.4.5).

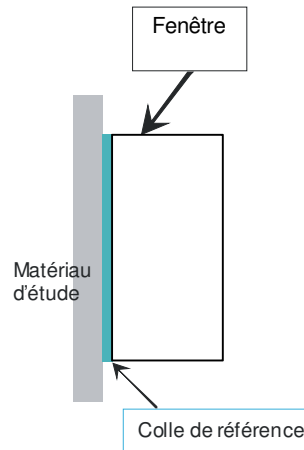


Figure 2-8 : Configuration de la cible.

2.2.3 Rayonnement des échantillons

Le flux détecté par le pyromètre indique la température à l'interface matériau/fenêtre tenue par une couche de colle. En utilisant la colle et la fenêtre en LiF, il est nécessaire de vérifier que la contribution des réflexions multiples d'ondes de choc à l'interface reste faible : le flux détecté Φ_0' issu de l'ensemble matériau-colle-LiF doit être proche du flux rayonné Φ_0 par la surface du matériau d'étude.

Dans ce cas de calcul, nous avons considéré que la colle utilisée avait des propriétés optiques proche de la fenêtre en LiF. On obtient donc l'Équation 2-1:

$$\Phi_0' = \Phi_0 \left(\frac{\alpha T_L}{1 - \alpha^2 R_e R_L} \right) \quad \text{Équation 2-1}$$

avec α , transmission de la fenêtre (fonction de l'épaisseur),

R_e , réflectivité de l'interface matériau-fenêtre,

R_L , réflectivité de l'interface fenêtre-air,

$T_L=1-R_L$, transmission de l'interface fenêtre-air.

Pour une fenêtre en LiF, α est proche de 1 puisque le LiF est faiblement absorbant, $T_L=95\%$, $R_L=5\%$ et $R_e=50\%$. Ceci conduit à une différence relative des deux flux de l'ordre de 2%.

Après avoir expliqué le montage des échantillons-cibles de l'étude, l'objet du paragraphe suivant est de décrire la chaîne de mesure et d'acquisition de pyrométrie optique ainsi que la méthode de dépouillement des résultats.

2.3 Le pyromètre basse température

Compte tenu du bilan réalisé en synthèse bibliographique, un pyromètre bi- ou trichromatique est adapté aux mesures de température inférieure à 1000 K à la surface de matériaux métalliques.

Le pyromètre conçu et utilisé pour cette étude s'inspire du pyromètre bichromatique réalisé par Costeraste et Perez (1986) pour mesurer les températures en surface libre de matériaux sous choc. Dans le cadre de cette étude, ce pyromètre a donc été redéployé en un pyromètre trichromatique ayant des performances améliorées au niveau de son temps de réponse et de sa sensibilité aux faibles températures.

La chaîne de mesure du pyromètre doit :

- convertir le rayonnement en une grandeur mesurable,
- transporter le rayonnement émis de la cible vers le système de détection,
- enregistrer ce rayonnement en temps réel,
- être étalonnée.

L'ensemble de cette chaîne de mesure est détaillé dans les paragraphes suivants.

2.3.1 Conversion du flux rayonné en grandeur mesurable

La gamme de température à mesurer se situe entre 350 et 1000 K lors des expériences de sollicitations dynamiques. La détection en gamme basse de 350 à 600 K est privilégiée dans cette étude. Cette gamme de température à détecter prend en compte la détente partielle du matériau d'étude sur la fenêtre enclume en LiF (paragraphe 2.2.1.2).

Plusieurs types de détecteurs sont présents sur le marché. Ils travaillent sur différentes longueurs d'onde, dans le visible ou l'infrarouge. Ils sont représentés en fonction de la gamme spectrale dans laquelle ils travaillent (Figure 2-9).

La Figure 2-9 présente différentes courbes de Planck pour des températures inférieures ou égales à 700 K en fonction de la longueur d'onde. On remarque, d'après la Figure 2-9, que le flux émis, correspondant à des températures inférieures à 600 K, se situe dans la gamme spectrale de l'infrarouge au-delà de 1,5 μm .

Par conséquent, les détecteurs travaillant dans le visible comme les détecteurs InGaAs et les photomultiplicateurs (PM) ne sont pas adaptés à cette détection.

Les détecteurs HgCdTe adaptés à la détection des basses températures ne seront pas retenus. Leur gamme de travail s'étend de 1,5 à 10 μm et l'utilisation de la fenêtre en LiF ne permet de travailler que dans les longueurs d'onde inférieures à 6 μm (Figure 2-7). Or, leur technologie dans la gamme de 1 à 6 μm ne permet pas d'atteindre les performances des détecteurs InSb : leur temps de réponse est plus long (supérieur à la centaine de nanosecondes), et leur taux de réponse spectrale normalisée (de l'ordre de 60 %) est plus faible que celui des détecteurs InSb.

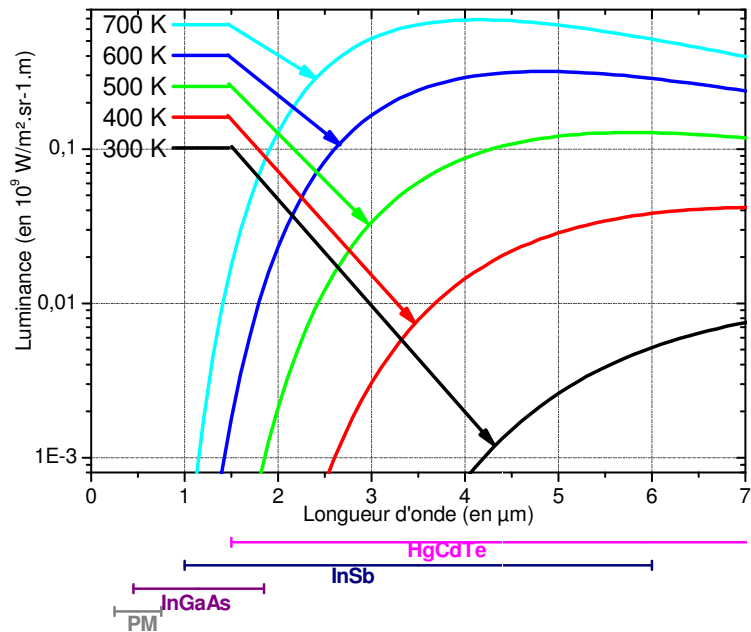


Figure 2-9 : Bandes spectrales des différents détecteurs du marché adaptés à la pyrométrie optique.

Les détecteurs sélectionnés pour cette étude sont de type InSb. Ce sont des détecteurs de rayonnement infrarouge refroidis à l'azote liquide travaillant dans la gamme du proche infrarouge de 1 μm à 6 μm . Leur réponse spectrale normalisée est décrite sur la Figure 2-10.

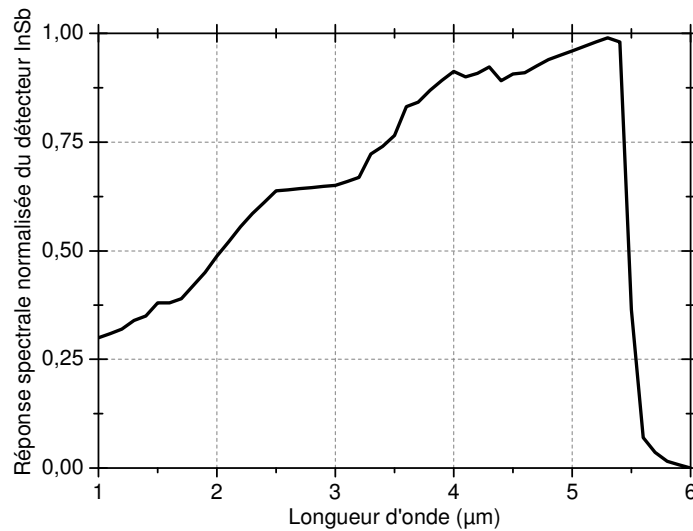


Figure 2-10 : Réponse spectrale des détecteurs InSb.

Dans le chapitre 1, l'intérêt de travailler à courte longueur d'onde a été expliqué pour éviter d'être trop sensible à l'émissivité et pour accéder à une précision satisfaisante de la température.

Pour assurer une détection suffisante tout en garantissant un temps de réponse correct (inférieur à 100 ns), la surface de la cellule du détecteur ne doit pas excéder 1mm² : si cette surface est importante, la sensibilité du détecteur est améliorée, mais en contrepartie le temps de réponse du détecteur augmente.

Ces détecteurs InSb sont nécessairement associés à des amplificateurs puisque leurs signaux de tension seuls sont trop faibles (inférieurs au mV). Le tableau 2-1 récapitule les caractéristiques d'amplificateurs disponibles et sélectionnés pour cette étude.

Tableau 2-1 : Caractéristiques des amplificateurs associés aux détecteurs InSb.

	EGG 115	HTDS 5185	DHPVA-200
Bande passante	Continu à 70 MHz	Continu à 250 MHz	Continu à 200 MHz
Niveau de saturation	5 V	1 V	2 V
Gain	De $\times 10$ à $\times 100$	De $\times 10$ à $\times 100$	De $\times 10$ à $\times 1000$

Ces amplificateurs génèrent un bruit intrinsèque proportionnel à la racine carrée de la bande passante.

L'amplificateur HTDS génère un bruit supérieur à ceux des deux autres amplificateurs. Il n'est donc jamais associé à un détecteur qui détecte peu de flux (par exemple celui travaillant à courte longueur d'onde). Les amplificateurs EGG 115 et DHPVA-200 peuvent être associés à l'ensemble des détecteurs InSb quelle que soit leur bande spectrale de détection.

L'ensemble du système de détection (détecteur InSb et amplificateur) permet d'obtenir un temps de réponse théorique qui n'excède pas 70 ns. Ce temps de réponse a été mesuré avec une diode laser émettant à 1550 nm associé à un formeur d'impulsion. Un signal échelon de la diode a été envoyé sur chaque détecteur et chaque réponse visualisée sur l'oscilloscope.

2.3.2 Transport du flux rayonné vers le système de détection

Le caractère destructeur des expériences de sollicitation dynamique par choc nécessite d'éloigner les diagnostics de la cible. Pour le système de pyrométrie optique, il s'agit également d'éviter la perte de flux déjà faible lors du transport.

La mesure de basse température impose donc d'éviter l'utilisation des fibres optiques. La plupart des fibres ne sont pas adaptées à la bande spectrale des détecteurs InSb. De plus, leur coefficient de transmission devient rapidement faible dès que leur longueur est supérieure au mètre : une grande partie du flux issu de la cible n'est donc pas transmise vers le système de détection.

L'originalité de ce pyromètre repose sur l'utilisation d'une tête optique qui est un miroir parabolique. Il collecte et transporte le flux vers le pyromètre (Figure 2-11). Le flux est transmis de la cible vers le pyromètre par trajet aérien avec très peu de perte, car ces miroirs présentent un excellent pouvoir de réflexion supérieur à 90 %.

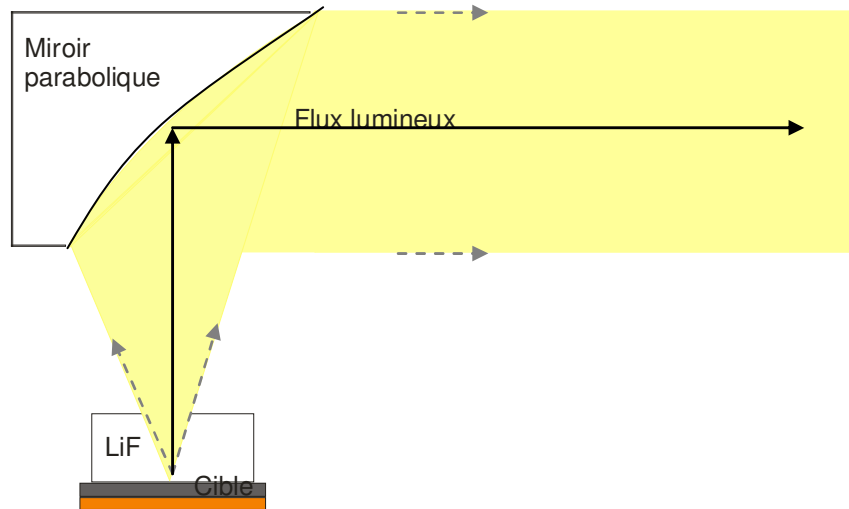


Figure 2-11 : Système de collection du flux d'une cible par un miroir parabolique.

La destruction de la tête optique à chaque expérience exige d'utiliser des miroirs paraboliques relativement peu coûteux par rapport au coût global d'un essai tout en garantissant une transmission du flux spectral correcte sur l'ensemble de la gamme souhaitée de $1 \mu\text{m}$ à $6 \mu\text{m}$ et pour un trajet aérien de longueur raisonnable inférieure à 3 m. Ils proviennent donc d'une fabrication de grande production et sont revendus par la société Melles Griot.

Plusieurs dimensions existent et conviennent à nos expérimentations. L'angle de collection de ce miroir est compris entre -20° et 20° , la mesure n'est pas influencée par une éventuelle variation de l'émissivité suivant l'angle d'observation car elle varie peu dans ce domaine angulaire (paragraphe 1.2.4.4).

2.3.3 Choix des gammes spectrales

Le choix des séparateurs spectraux, appelés lames dichroïques, a été optimisé pour avoir le meilleur compromis entre détection et découpage judicieux des trois gammes spectrales du pyromètre trichromatique. Les différentes gammes spectrales du pyromètre sont :

- la voie 1 : $[4,5 - 6] \mu\text{m}$,
- la voie 2 : $[3,0 - 4,5] \mu\text{m}$,
- la voie 3 : $[1,0 - 3,0] \mu\text{m}$.

En effet, le fort intérêt de choisir de travailler dans une gamme de courte longueur d'onde a été expliqué, mais la mise en œuvre de cette méthode est limitée puisque le flux thermique détecté chute rapidement à faible longueur d'onde. Les caractéristiques des séparateurs doivent assurer un seuil minimum d'énergie détectable.

La voie 3 de détection correspondant à la gamme de courte longueur d'onde se situe sur la partie croissante de la courbe de Planck de 350 à 800 K. Cette voie permet de déterminer l'incertitude sur la température en encadrant la valeur de l'émissivité dynamique. Mais, d'après la réponse relative des détecteurs InSb (Figure 2-10), le niveau de détection à ces longueurs d'onde est bas. Les deux autres voies de mesure sont donc nécessaires pour obtenir une valeur correcte de la température.

Une photographie et le schéma de principe du banc pyrométrique sont présentés sur la Figure 2-12 et sur la Figure 2-13.

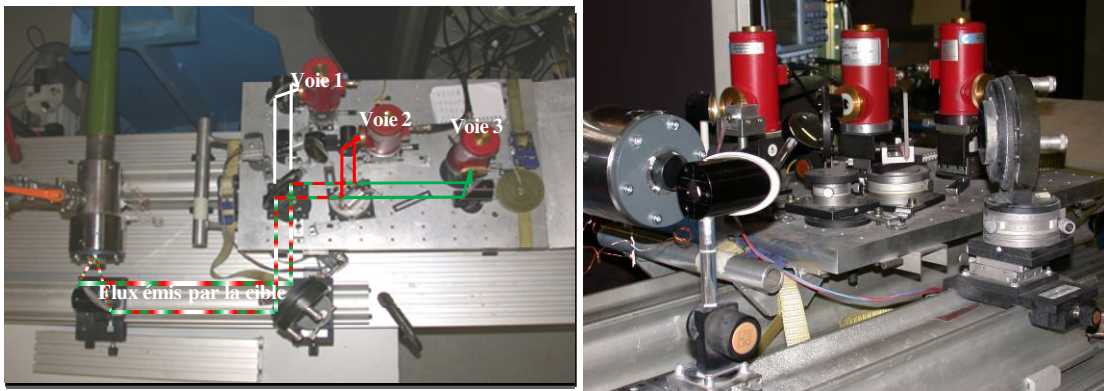


Figure 2-12 : Photographie du banc de pyrométrie optique.

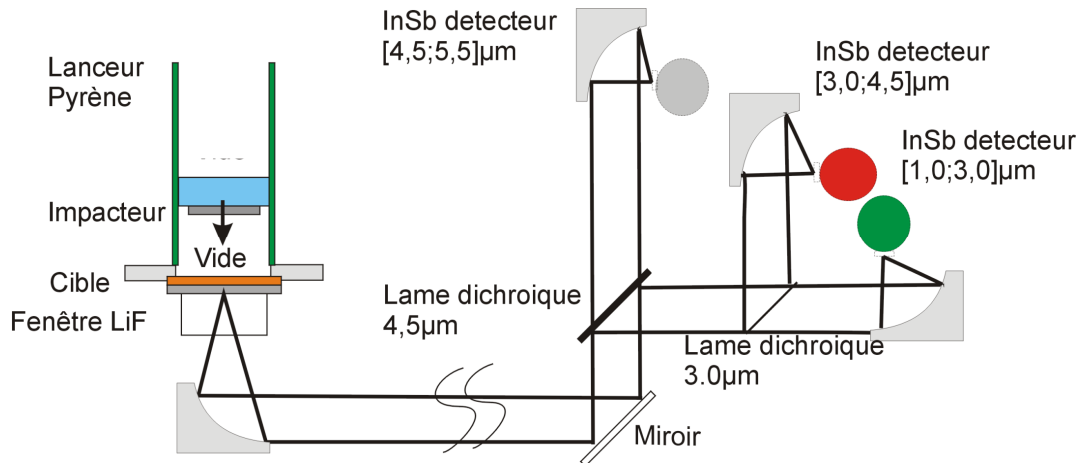


Figure 2-13 : Schéma de principe du pyromètre IR à trois voies.

Finalement, la réponse spectrale des trois différentes visées du pyromètre intégrant la chaîne pyrométrique depuis la cible jusqu'au système de détection (collection, transport et détection) est présentée sur la Figure 2-14.

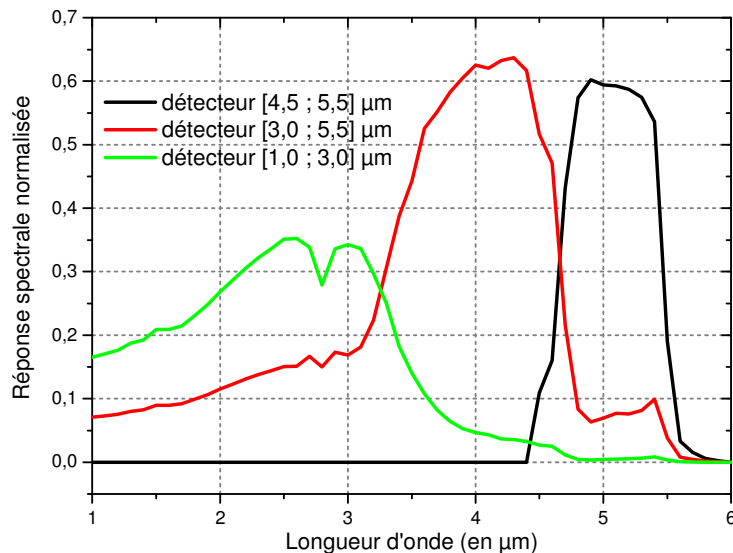


Figure 2-14 : Réponse spectrale des trois détecteurs du pyromètre.

2.3.4 Etalonnage

Au paragraphe 1.2.3, nous avons montré que l'émission thermique d'un objet quelconque était référencée par rapport à celle du corps noir. Celui-ci peut être une cavité presque totalement fermée ou une cible recouverte d'un revêtement absorbant parfait de référence.

L'étalonnage du pyromètre consiste à viser une source de rayonnement connue, un corps noir en l'occurrence. Cela permet de faire correspondre à une température de luminance du corps noir, une valeur de signal de tension sur les différentes voies du pyromètre à étalonner.

Le pyromètre optique utilisé pour la mesure de température de matériaux sous choc utilise un miroir parabolique et un miroir de renvoi permettant le transport du flux vers les détecteurs : la détection en température est améliorée. Cependant, l'alignement et la position des miroirs augmentent la sensibilité de détection entre l'étalonnage et l'essai. Il convient donc de réaliser l'étalonnage dans des conditions très proches du tir pour éviter toutes modifications dans la détection. Deux configurations d'étalonnage ont été mises en œuvre :

- soit avec le corps noir placé très proche de la bouche du canon : la table solidaire de l'ensemble de détection du pyromètre est déplacée devant le corps noir conservant la longueur du trajet optique de la cible au système de détection,
- soit avec la cible en cuivre recouverte du dépôt de référence ou à tester, placée sur la bouche du canon à la place de la future cible de l'essai (Figure 2-15).

Ils sont considérés corrects si le chemin optique est conservé lors de l'étalonnage et lors de l'essai.

L'étalonnage du pyromètre s'effectue avec une cavité corps noir de la société ECI. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- domaine de température 323 à 1273 K,
- émissivité 0.99 ± 0.01 ,
- diamètre d'ouverture 20 mm.

Un montage mécanique avec la fenêtre enclume du tir peut être placé devant le corps noir pour prendre en compte les pertes par transmission de la fenêtre lors de l'étalonnage.

Dans le second cas, l'étalonnage est effectué avec un revêtement absorbant parfait. Le dépôt est une peinture de référence dont l'émissivité 0.92 ± 0.04 est connue sur la bande spectrale du pyromètre.

Ce montage avec une pièce en cuivre recouverte du dépôt de référence est placé sur la bouche de canon comme cela est présenté sur la Figure 2-15. La gamme de mesure de température de ce dispositif s'étend de 323 à 773 K. La régulation de ce dispositif est réalisée par un thermocouple placé sur la pièce en cuivre. Une mesure de contrôle par un pyromètre étalon peut être également réalisée sur la surface chauffée : on vérifie donc la cohérence entre la température délivrée par le thermocouple et celle obtenue par le pyromètre.

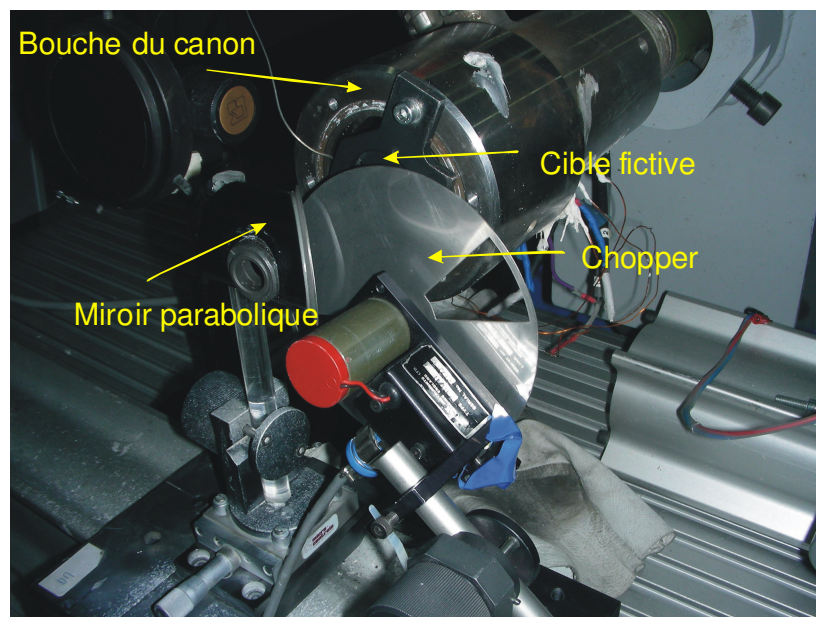


Figure 2-15 : Photographie d'un étalonnage avec la pièce sur la bouche du canon et modulateur mécanique.

Dans les deux cas, l'étalonnage de l'ensemble de la chaîne de mesure est réalisé en régime transitoire avec un modulateur mécanique (appelé chopper) dont la fréquence de rotation de 200 Hz se situe dans la bande passante des amplificateurs. Cette technique permet d'avoir une meilleure lisibilité pour le relevé des valeurs d'amplitude des signaux délivrés par les différentes voies du pyromètre en fonction de la température de consigne du système d'étalonnage (différence d'amplitude entre flux émis par le corps noir découvert puis caché).

Les performances de la chaîne de mesure de ce pyromètre répondent aux exigences de l'étude.

La gamme de température mesurée est de 350 à 1000 K. La borne inférieure est obtenue avec les deux voies de plus grandes longueurs d'onde avec un rapport signal sur bruit supérieur à 3. Pour atteindre les températures maximales (700 à 1000 K), le gain des amplificateurs est diminué.

Maintenant, il s'agit de décrire la méthode permettant d'obtenir la température vraie.

2.4 Détermination de la température vraie à l'interface

Le principe général de la méthode de calcul de la température vraie, ainsi que les principales sources d'incertitude de la mesure et du calcul sont rappelés.

Disposer d'un pyromètre trichromatique permet de travailler ou d'obtenir des informations supplémentaires sur l'émissivité de la surface. L'évolution de l'émissivité peut alors être décrite par une loi ou par un encadrement sur la plus courte longueur d'onde, qui permet ensuite de déterminer la température. Ces deux méthodes sont particulièrement adaptées pour obtenir une température vraie à l'interface avec une précision satisfaisante dans le cas de l'utilisation d'un dépôt émissif.

2.4.1 Principe

Afin de s'affranchir de probables variations de réponse de l'ensemble pyrométrique causées par le changement des parties consommables (miroirs paraboliques), un nouvel étalonnage du pyromètre est réalisé avant chaque tir. L'étalonnage permet de connaître les niveaux de tensions délivrées par les différentes voies du pyromètre en fonction de la luminance monochromatique théorique produite par une source dont l'émissivité est connue à une température vraie.

Un outil de traitement des résultats (Figure 2-16), développé dans le cadre de la thèse, assiste l'expérimentateur lors de l'utilisation du pyromètre pour chaque essai.

La première étape, lors de l'étalonnage, détermine les relations de proportionnalité tension-luminance de chaque voie du pyromètre.

Une deuxième étape, après l'essai, permet de déduire des signaux de tension obtenus lors de l'essai les luminances correspondantes, et par l'inversion de la loi de Planck d'obtenir les températures de luminance.

La troisième étape consiste à choisir la méthode de dépouillement pour obtenir la température vraie de l'échantillon ainsi que l'incertitude associée.

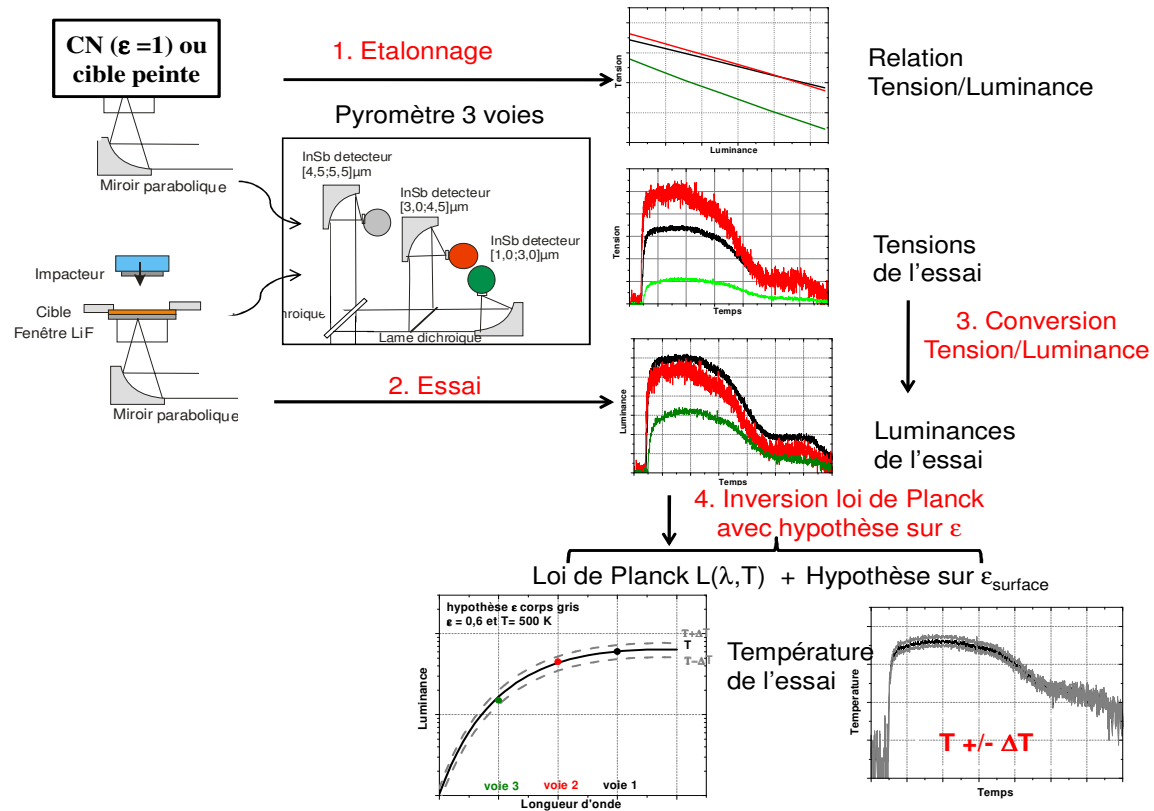


Figure 2-16 : Synoptique de dépouillement d'un essai

Pour déterminer les coefficients de proportionnalité lors de la première étape, deux calculs peuvent être réalisés : soit par approximation monochromatique à des longueurs d'onde effectives, soit par calcul avec les réponses spectrales exactes des différentes visées du pyromètre.

Approximation monochromatique :

Les relations de proportionnalité entre la tension et la luminance de chaque voie du pyromètre suivent l'Équation 2-2 :

$$V_i(T) = \alpha_i \cdot L_i(T) = \alpha_i \cdot \frac{C_1 \lambda_{eff_i}^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_{eff_i} T}\right)} \quad \text{Équation 2-2}$$

où V_i représente la tension, L_i la luminance, α_i le coefficient de proportionnalité et λ_{eff_i} la longueur d'onde effective et i l'indice de la voie du pyromètre.

Cette équation peut s'écrire sous une forme plus utilisable avec un logarithme (l'Équation 2-3) :

$$\frac{1}{T} = a_i + b_i \ln V_i$$

Équation 2-3

$$\text{avec } b_i = \frac{-\lambda_{\text{eff}i}}{C_2} \text{ et } a_i = \frac{\lambda_{\text{eff}i}}{C_2} \ln(\alpha_i C_1 \lambda_{\text{eff}i}).$$

En traçant les droites des différentes visées du pyromètre lors de l'étalonnage en température dans le plan $\left(\frac{1}{T}, \ln(V)\right)$, on vérifie la linéarité des détecteurs, et on détermine la longueur d'onde effective et le coefficient de proportionnalité de chaque voie du pyromètre. Cette méthode de longueur d'onde effective consiste à approcher l'ensemble de la bande spectrale sur laquelle on travaille par une seule longueur d'onde. Cela équivaut à assimiler notre détecteur travaillant dans une bande spectrale à un détecteur monochromatique.

Un exemple d'étalonnage par approximation monochromatique est donné sur la Figure 2-17.

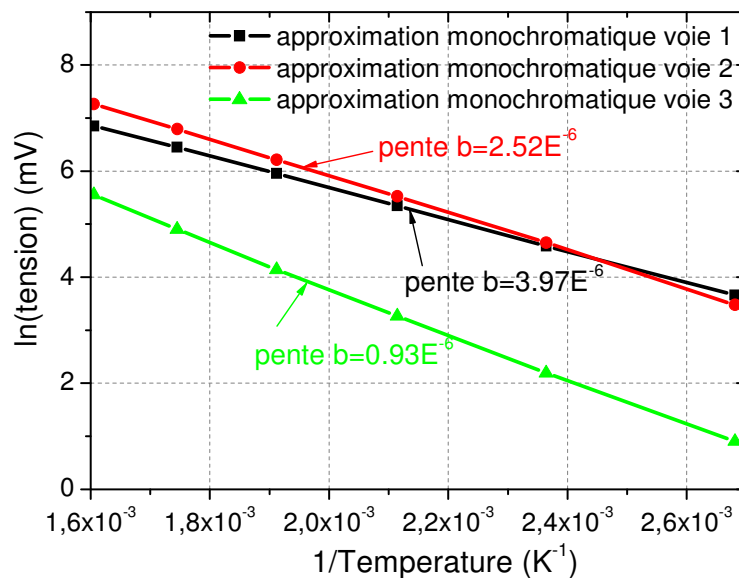


Figure 2-17 : Exemple d'une conversion tension/luminance des trois voies du pyromètre par approximation monochromatique.

Les longueurs d'onde effectives des trois voies ($\lambda_{\text{eff}1} = 5,0 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{eff}2} = 4,0 \mu\text{m}$ et $\lambda_{\text{eff}3} = 3,0 \mu\text{m}$) sont cohérentes avec la réponse relative des voies du pyromètre sur l'ensemble de la bande spectrale des visées.

La relation de proportionnalité liant le flux collecté aux tensions délivrées par le pyromètre sur une longueur d'onde effective attribuée à chaque voie est confirmée par cet étalonnage dans la gamme de température du pyromètre de 350 à 1000 K (Figure 2-17). En fait, cette hypothèse de monochromaticité présente l'avantage de vérifier rapidement la linéarité des voies sur la gamme de température lors de l'étalonnage et de simplifier l'exploitation des mesures sur une longueur d'onde : la conversion tension-luminance se résume à l'utilisation de la loi de Planck sur une longueur d'onde, ne nécessitant pas

l'intégration sur l'ensemble d'une bande spectrale, ni la connaissance précise des réponses spectrales des différentes voies de la chaîne de mesure.

Néanmoins, il apparaît important de vérifier cette hypothèse d'approximation monochromatique en prenant en compte les réponses exactes des différentes visées du pyromètre (issues des transmissions optiques de chacun des éléments optiques). En effet une approximation monochromatique peut à faibles températures et sur des larges bandes spectrales ne pas être raisonnable et engendrer des erreurs de calculs de luminance.

Sur l'ensemble de la bande spectrale :

Une autre façon de calculer le coefficient de proportionnalité tension-luminance de chaque voie consiste à prendre la totalité de la bande spectrale de chaque voie en tenant compte des réponses spectrales exactes des différentes visées du pyromètre de l'étude définies sur la Figure 2-14. Les détecteurs de chaque voie intègrent le flux émis par la surface en fonction de l'ensemble de la transmission des différents éléments de la chaîne de mesure comme cela est présenté sur la Figure 2-18.

L'intégration du flux reçu par le détecteur est comparée à la tension qu'il délivre. L'étalonnage des voies du pyromètre conduit à une relation linéaire entre la tension mesurée et la luminance de la source sur l'ensemble de la bande spectrale (Équation 2-4).

$$V_i(T) = \alpha_i \cdot \int_{\lambda_{ini}}^{\lambda_{fin}} L(\lambda, T) d\lambda = \alpha_i \cdot \int_{\lambda_{ini}}^{\lambda_{fin}} \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp(\frac{C_2}{\lambda T})} d\lambda \quad \text{Équation 2-4}$$

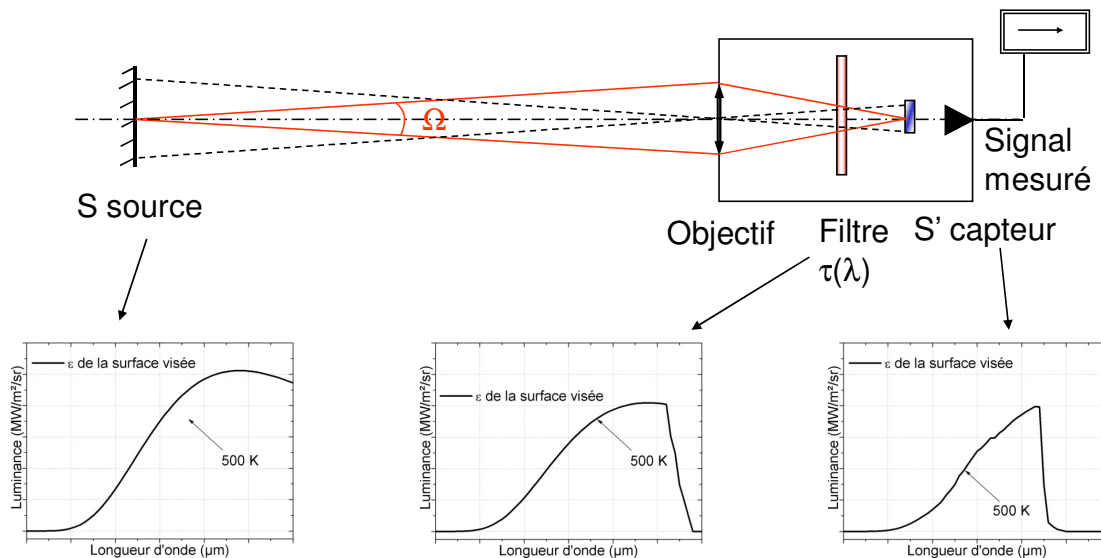


Figure 2-18 : Principe de détection du détecteur sur sa bande spectrale de travail.

Le même étalonnage que celui de la Figure 2-17 traité sur l'ensemble de la bande spectrale (Figure 2-19) montre aussi la linéarité des trois détecteurs.

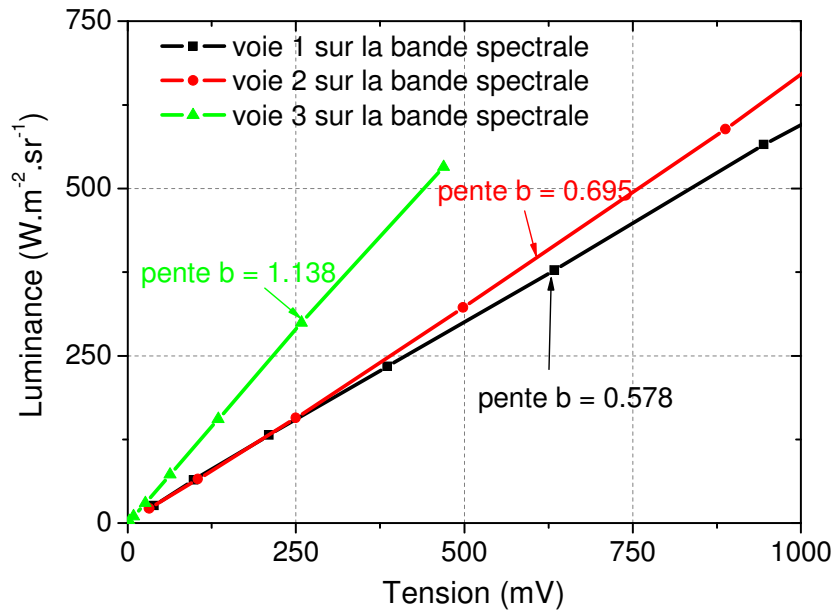


Figure 2-19 : Exemple d'une conversion tension/luminance des trois voies du pyromètre sur leur bande spectrale.

Les deux techniques d'étalonnage par approximation de la longueur d'onde effective et par prise en compte de la réponse exacte sur l'ensemble de la bande spectrale des différentes voies de mesure donnent des résultats comparables en luminance. Ceci justifie l'utilisation de l'approximation monochromatique pour simplifier les calculs.

Les luminances et température obtenues lors des tirs peuvent néanmoins être calculées avec ces deux méthodes afin de vérifier la cohérence des résultats si besoin est.

2.4.2 Précision de la mesure

Pour être capable de donner un encadrement précis de la valeur de la mesure de température réalisée, les sources potentielles d'incertitudes de l'ensemble de la chaîne de mesure ont été identifiées :

- l'incertitude sur l'étalonnage du pyromètre,
- l'incertitude de la position de l'échantillon par rapport à la tête optique,
- l'incertitude lors de la mesure du pyromètre au cours de l'expérience en dynamique,
- l'incertitude sur l'émissivité dynamique de l'échantillon.

2.4.2.1 Incertainde induite lors de l'étalonnage du pyromètre

L'étalonnage de chaque voie du pyromètre conduit à une relation de proportionnalité entre la tension et la luminance reçue.

L'incertitude de cette mesure peut être causée par :

- la température du corps noir en tant que cavité. D'après les données techniques du constructeur, la stabilité et l'hétérogénéité de la source se traduit par une incertitude de $\pm 0.25^\circ\text{K}$. Compte tenu du vieillissement de la cavité, des mesures ont été effectuées avec un pyromètre étalon (dont l'incertitude est de $\pm 3\text{ K}$ pour des températures inférieures à 773 K), la stabilité et l'hétérogénéité du corps noir ont été réévalués par excès à $\pm 3\text{ K}$.
- la température du corps noir en tant que revêtement absorbant. Il faut évidemment prendre en compte l'émissivité de la peinture appliquée. Par comparaison avec les mesures faites sur le corps noir. La stabilité et l'hétérogénéité de la plaque chauffante ont été évaluées à $\pm 4\text{ K}$.
- le calcul de la luminance du corps noir ou de la plaque chauffante pour chaque voie du pyromètre. Cette incertitude trouve son origine dans la méconnaissance des réponses spectrales relatives de chaque visée du pyromètre. Or, ici elles ont été calculées de manière exacte avec les données techniques du constructeur des différents éléments de la chaîne de mesure. L'approximation des trois bandes spectrales du pyromètre par trois longueurs d'onde effectives est vérifiée. Cette incertitude est donc négligeable.
- la visée pyrométrique : l'alignement de l'ensemble de la chaîne est pris en compte et n'est pas modifié lors de l'expérience (paragraphe 2.4.2.2),
- le rapport signal sur bruit des détecteurs et des amplificateurs associés.
- le codage des numériseurs sur 8 bits.

Après avoir effectué plusieurs étalonnages à plusieurs températures (Figure 2-17 et Figure 2-19), l'incertitude de l'étalonnage est estimée inférieure à 3% pour des températures inférieures à 773 K .

2.4.2.2 Incertitude de la mise en mouvement de l'échantillon

La visée du pyromètre s'effectue sur une tâche focalisée. L'influence d'un déplacement de la cible par rapport à la position de la tête optique (miroir parabolique) sur le niveau de détection des différentes voies du pyromètre a été vérifiée.

En effet, au cours de l'essai, l'interface de la cible vue par le pyromètre se déplace au plus de 2 mm .

L'influence d'une défocalisation sur le signal a été examinée lors d'un étalonnage en déplaçant une pièce en cuivre de diamètre équivalente à celle de la cible d'étude. Pour un déplacement de la position de la pièce en cuivre par rapport à celle de la tête optique de plus ou moins 10 mm , aucune variation du niveau de la détection du pyromètre n'a été constatée.

2.4.2.3 Incertitude induite lors de la mesure en dynamique de la luminance au cours de l'expérience

Cette incertitude est causée par :

- le rapport signal sur bruit de la mesure lié aux matériels spécifiques de l'étude : la durée de l'expérience et le temps de réponse impliquent un choix de matériels. Or au cours de

l'expérience, la durée de mesure est encore plus faible que lors de l'étalonnage, ce qui diminue le rapport signal sur bruit et donc augmente l'incertitude,

- le codage des numériseurs sur 8 bits.

Lors de l'expérience, l'incertitude peut varier et être différente de celle attendue. Le rapport signal sur bruit global dépend à la fois de la visée pyrométrique et de la température attendue liée à l'émissivité qui est inconnue. Les tensions évaluées et attendues avant tir peuvent être différentes. Cette incertitude ne dépasse pas 2% pour des températures inférieures à 773 K.

2.4.2.4 Incertitude sur l'émissivité dynamique de l'échantillon-cible

L'incertitude majeure dans la mesure de la température est essentiellement causée par la méconnaissance de l'émissivité dynamique (chapitre 1). Elle entraîne des incertitudes plus ou moins importantes suivant la méthode de dépouillement ou le type de pyromètre choisis. Dans tous les cas, cette incertitude atteint jusqu'à 15 % pour des températures inférieures à 1000 K.

La valeur de l'émissivité dynamique est comprise entre la valeur de l'émissivité statique et celle du corps noir pour la longueur d'onde la plus courte du pyromètre (Partouche 2002). Cet encadrement produit le moins d'incertitude sur la température mesurée. L'incertitude sur l'émissivité des autres longueurs d'onde est déterminée par l'encadrement de la température obtenue avec l'incertitude sur la plus courte longueur d'onde.

En conclusion, c'est l'émissivité qui contribue le plus à l'incertitude sur le résultat en température.

2.4.3 Méthode de dépouillement pour déterminer la température vraie d'interface

Alors que la méthode permettant de convertir les tensions en luminances a été décrite et que la principale source d'incertitude sur la température vraie provient de la méconnaissance sur le facteur d'émissivité, il s'agit maintenant de choisir la méthode pour obtenir la température vraie de l'interface matériau/fenêtre.

Deux méthodes différentes permettent de s'affranchir du problème de la méconnaissance de l'émissivité du matériau sous choc sur les bandes spectrales du pyromètre.

2.4.3.1 Méthode n°1 : les courtes longueurs d'onde

La méthode des courtes longueurs d'onde est la première méthode choisie (paragraphe 1.4.3).

Pour évaluer l'incertitude sur la température mesurée en fonction de l'émissivité, on utilise la loi de Planck que l'on réécrit de la façon suivante (Équation 2-5) :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{x}{C_3} \ln(\varepsilon) \qquad \text{Équation 2-5}$$

avec $x = \frac{\lambda}{\lambda_M}$ (et $\lambda_M T = 2898 \mu\text{m.K}$) et $C_3 = \frac{C_2}{\lambda_M T}$.

La température vraie et son incertitude sont déterminées en considérant un encadrement du facteur d'émissivité entre une borne minimale appelé ϵ_s et 1. La température minimale de l'essai appelée température de luminance est obtenue pour $\epsilon=1$.

Le Tableau 2-2 et la Figure 2-20 montrent l'intérêt de travailler à faible longueur d'onde et de réduire l'encadrement de l'émissivité pour obtenir une bonne précision sur la température mesurée.

Tableau 2-2 : Incertitude sur la température en fonction de l'incertitude sur l'émissivité sur différentes longueurs d'onde pour une température vraie de 500 K.

Pour T = 500 K	3.0 μm	4.0 μm	5.0 μm
$\epsilon \in [0.1;1]$	$\Delta T = 97 \text{ K}$	$\Delta T = 121 \text{ K}$	$\Delta T = 143 \text{ K}$
$\epsilon \in [0.5;1]$	$\Delta T = 33 \text{ K}$	$\Delta T = 44 \text{ K}$	$\Delta T = 54 \text{ K}$

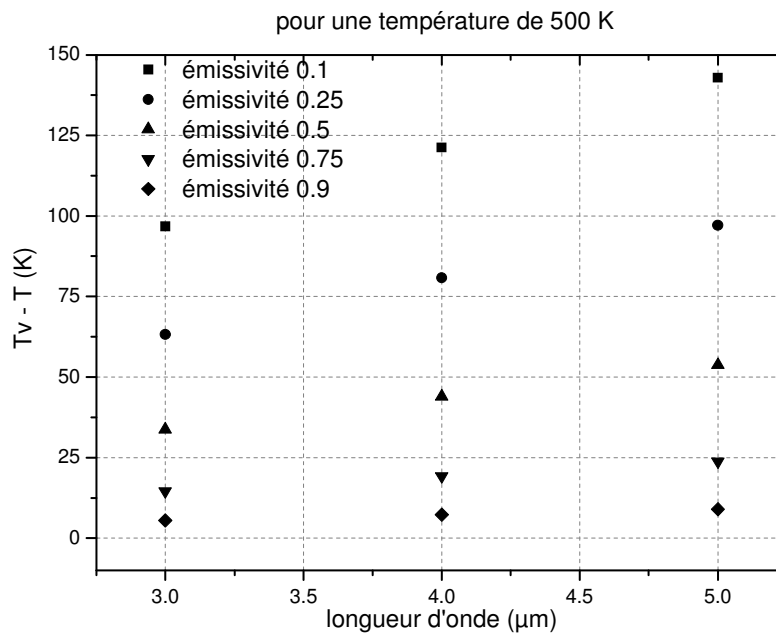


Figure 2-20 : Incertitude sur la température en fonction de la longueur d'onde λ pour différentes valeurs d'émissivité.

L'avantage de disposer d'un pyromètre trichromatique ou bichromatique permet de connaître l'évolution de l'émissivité sur les autres voies du pyromètre à partir de la température et de son incertitude calculée à la plus faible longueur d'onde (Figure 2-21).

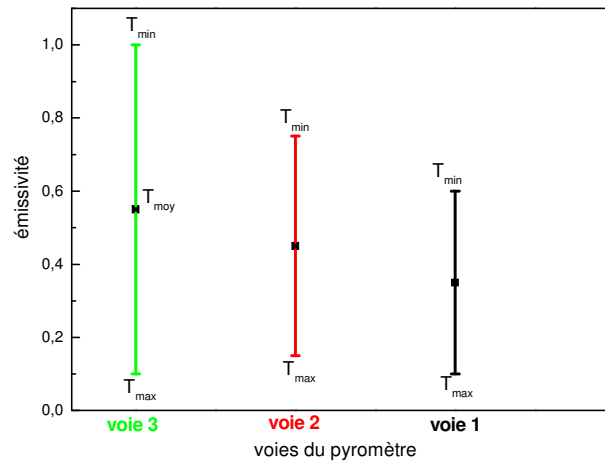


Figure 2-21 : Emissivité et température en fonction des longueurs d'onde du pyromètre.

L'encadrement de l'émissivité dynamique généralement utilisé est compris entre 0,1 ou une valeur statique mesurée préalablement et 1 car cette valeur est inconnue sous choc : on applique donc les bornes les plus extrêmes. Mais, il est généralement courant d'encadrer la valeur de l'émissivité dynamique entre la valeur statique de la surface et celle du corps noir de 1 : l'émissivité dynamique est supposée augmenter au cours de l'expérimentation puisque l'état de sa surface se détériore sous l'effet du choc ou encore sous l'influence de changement de phase, en particulier lors de la fusion (Blanco, 1997).

2.4.3.2 Méthode n°2 : Formulation analytique de l'émissivité

Une autre méthode consiste à utiliser une loi analytique décrivant l'évolution de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde pour obtenir la température vraie (paragraphe 1.4.2).

Les lois décrivant l'évolution de l'émissivité peuvent être :

- une loi de type corps gris : l'émissivité est indépendante de la longueur d'onde, elle est constante. Elle s'applique lorsque le nombre de voies de mesure est inférieur à trois (Perez et Costeraste, 1986),
- une loi linéaire en fonction de la longueur d'onde si le nombre de voies est au moins de trois (Mabire et Hérel, 2001),
- une loi en exponentielle $\varepsilon = a\lambda^{-b}$ qui traduit la décroissance de l'émissivité des métaux en fonction de la longueur d'onde pour un pyromètre dont le nombre de voies est au moins de quatre (Mondot, 1993).

Dans le cas d'un pyromètre trichromatique travaillant dans l'infrarouge, l'émissivité décrit de préférence une loi de type corps gris puisque l'émissivité d'un matériau varie peu dans cette gamme spectrale.

Les paramètres se déterminent à chaque pas de calculs. En effet, le principe de la méthode consiste non pas à résoudre le système obtenu mais à déterminer à chaque instant les paramètres de la loi d'émissivité adoptée (la constante pour le corps gris par exemple) et la

température vraie qui conduisent à obtenir le meilleur ajustement de la courbe de Planck (Figure 2-22).

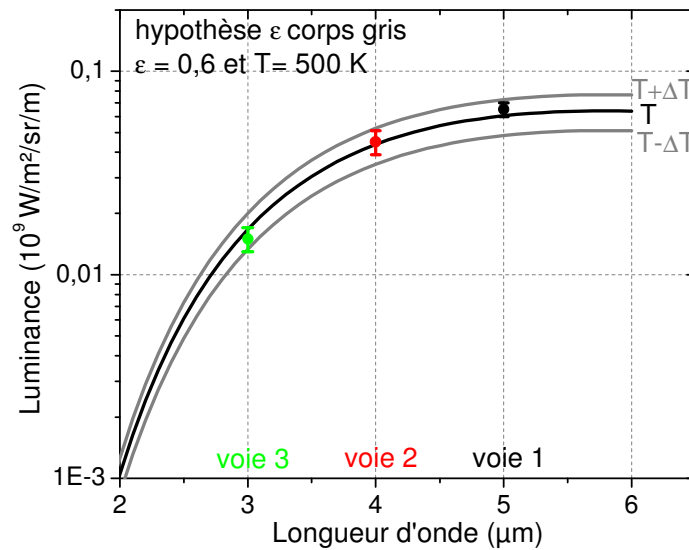


Figure 2-22 : Formulation analytique de l'émissivité.

Ces méthodes de dépouillement sont essentielles pour calculer la température vraie à l'interface avec son incertitude.

Avec ces méthodes de détermination de la température vraie à l'interface, l'incertitude sur la température reste tout de même excessive : elle est de 15 à 20 % pour des températures inférieures à 2000 K. Avec une telle incertitude, les résultats expérimentaux ne permettent pas une comparaison fine avec les modèles théoriques.

Pour obtenir une incertitude inférieure à 5 % pour des températures inférieures à 1000 K, les méthodes calculatoires ne sont pas suffisantes ; il faut travailler sur l'émissivité apparente de la surface visée par le pyromètre en utilisant notamment la technique de dépôt émissif.

2.4.3.3 Utilisation de dépôts émissifs

Pour améliorer la précision de la mesure de température inférieure à 1000 K, des dépôts dont l'émissivité est proche de celle d'un corps noir sont appliqués sur l'échantillon cible. Les deux méthodes (paragraphe 2.4.3.2 et 2.4.3.3) utilisées pour déterminer la température vraie prennent en compte l'émissivité statique du matériau, soit pour la valeur du corps gris, soit pour l'émissivité dynamique encadrée entre l'émissivité statique et celle du corps noir. La température vraie calculée est donc plus précise puisque la valeur du corps gris est mieux déterminée ou puisque l'encadrement sur l'émissivité est réduit.

L'intérêt d'un tel dépôt est aussi d'augmenter l'émissivité de la surface de l'échantillon visé donc d'améliorer le niveau de flux détecté, ce qui permet de mesurer, avec un meilleur rapport signal sur bruit, de faibles températures notamment celles inférieures à 700 K.

Dans un premier temps, il s'agit d'étudier la faisabilité d'un dépôt respectant plusieurs critères essentiels pour être utilisé en mesure de température :

- le dépôt doit présenter un coefficient d'émissivité élevé dans la bande 1,5 - 5,5 μm et être opaque,
- le temps de mise à l'équilibre thermique entre le dépôt et le matériau d'étude doit être le plus rapide possible (ce point contraignant l'épaisseur maximale du dépôt mais aussi imposant un fort coefficient de conduction thermique pour le dépôt),
- le dépôt doit conserver ses propriétés mécaniques et thermiques jusqu'à des températures de l'ordre de 2000 K,
- le dépôt doit adhérer à plusieurs types de substrats métalliques ou céramiques.

Réaliser des revêtements émissifs respectant ces critères requiert des compétences spécifiques. Les départements matériaux de l'ONERA, de l'université de Lyon, et d'entreprises spécialistes des revêtements comme Bodycote et Hydromécanique&Frottement ont été sollicités pour réaliser des études de faisabilité de différents revêtements.

Une autre alternative consiste à utiliser des peintures commerciales déjà existantes et respectant le critère de haute émissivité. Une pré-étude de mesure de température avec ces dépôts est réalisée pour illustrer le rôle prometteur des dépôts.

En parallèle, l'ONERA et d'autres entreprises spécialistes des dépôts mettent au point des revêtements émissifs dont l'épaisseur et la composition sont mieux maîtrisées et connues.

Afin d'obtenir les propriétés optiques de ces matériaux, quelques mesures de coefficients d'émissivité, de rugosité et de composition chimique des différents revêtements ont été réalisées.

La peinture du commerce

Dans un premier temps, des peintures émissives du commerce de la marque CMPC ou Würth, dont l'émissivité est supérieure à 0,8 dans le visible et l'infrarouge, ont été utilisées en tant que dépôt émissif (Annexe 9).

Ce sont des peintures majoritairement composées de graphite (Figure 2-23) et dont la résistance à la température est garantie jusqu'à 550°C environ.

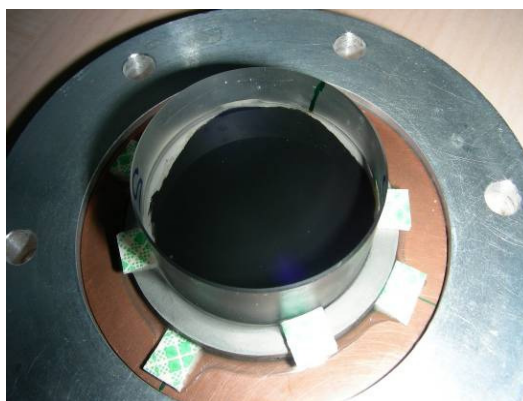


Figure 2-23 : Couche de peinture émissive sur une cible en étain.

Elles ont été sélectionnées sur plusieurs critères :

- leur coefficient d'émissivité est supérieur à 0,8,
- leur composition chimique analysée au MEB ; le choix se porte vers les peintures présentant le moins de quantités d'espèces chimiques autres que le carbone,
- leur aspect homogène analysé au MEB et au microscope optique,
- leur rugosité proche de celle du substrat (matériau sur lequel on dépose le dépôt),
- leur épaisseur inférieure à 10 μm : mesure réalisée au micro-profilomètre.

Les deux peintures sélectionnées dans le cadre de cette thèse permettent de réaliser des études de faisabilité de mesures de température. Le principal critère exigé étant une émissivité statique proche de celle du corps noir dans l'infrarouge.

Cependant, leur inconvénient majeur est le principe de dépôt. Ces peintures se présentent sous forme de pulvérisateur. Bien que la façon de déposer ne soit pas facile à réaliser, l'épaisseur obtenue est comprise entre 6 et 10 μm .

Le dépôt ReSi_2

Dans le cadre de la thèse de Costeraste (1986), une étude réalisée par l'ONERA (Indrigo, 1991) avait permis de sélectionner le ReSi_2 comme le matériau susceptible de répondre aux critères d'émissivité et d'adhérence sur les différents substrats d'étude.

Le dépôt en ReSi_2 avait également été sélectionné à l'époque pour la valeur de son impédance. Cela permettait d'éviter un décollement de ce dépôt sur le matériau d'étude lors du choc puisque les mesures étaient réalisées en surface libre.

Une nouvelle étude de faisabilité de dépôt réalisée par l'ONERA (Landais, 2008) montre que ce dépôt adhère uniquement sur les matériaux métalliques. Le ReSi_2 répond à la plupart des exigences demandées pour notre étude. Mais son adhérence reste délicate sur quelques matériaux (comme le cuivre). Son émissivité a été mesurée et est supérieure à 0,8 sur la gamme spectrale de travail du pyromètre. Mais elle baisse en fonction de l'épaisseur du dépôt tout comme son opacité.

Les épaisseurs des dépôts peuvent être de quelques nanomètres au micromètre.

Le dépôt DLC (*Diamond Like Carbon*)

Un autre type de dépôt en carbone a été étudié. En effet, la peinture émissive précédemment utilisée est en réalité une peinture graphitée qui présente un critère d'émissivité supérieur à 0,8 mais dont la composition est inconnue.

Le nouveau dépôt carbone doit répondre à des critères supplémentaires. Il doit être à la fois :

- émissif, afin de réduire l'encadrement sur l'émissivité et augmenter le flux lumineux,
- suffisamment fin pour éviter que la température soit affectée par le comportement de ce dépôt et que l'équilibre thermique se fasse le plus rapidement possible,

Des dépôts sur le cuivre ont été réalisés par la société Bodycote Nitruvid. Mais l'émissivité n'a pu être mesurée.

L'utilisation de ces dépôts permet d'obtenir une émissivité apparente de la surface du matériau d'étude supérieure à 0,8 en statique pour la peinture émissive et le dépôt ReSi_2 . En appliquant les méthodes de la loi de type corps gris sur l'émissivité et l'encadrement de l'émissivité avec cette nouvelle émissivité de surface, il doit alors être possible de déterminer une température vraie avec une précision satisfaisante inférieure à 5 % pour des températures inférieures à 1000 K.

2.5 Conclusion

La chaîne de mesure de pyrométrie optique a été améliorée dans le cadre de cette thèse. Elle prend en compte la conception de la cible, le pyromètre trichromatique infrarouge et le logiciel d'exploitation des données. La phase de validation réalisée grâce aux étalonnages a confirmé le bon fonctionnement du système de mesure. L'ensemble permet d'atteindre des performances qui répondent aux objectifs de l'étude : mesurer des températures comprises entre 350 et 1000 K avec un temps de réponse de 70 ns adapté aux expériences de détonique. L'utilisation originale du miroir parabolique permet de déporter la mesure pyrométrique.

Pour calculer la température vraie à l'interface entre le matériau d'étude et la fenêtre, les luminances des trois voies du pyromètre mesurées sont exploitées à l'aide des méthodes basées sur l'encadrement de l'émissivité à courte longueur d'onde ou sur l'hypothèse de la loi de la variation spectrale de l'émissivité. Mais ces méthodes de calcul ne sont pas suffisantes pour obtenir la température vraie avec une incertitude inférieure à 5 %.

Appliquer un dépôt émissif sur le matériau permet d'atteindre une émissivité apparente supérieure à 0,8. Cela est nécessaire pour réduire l'incertitude sur la température vraie. Cette nouvelle émissivité apparente du matériau présente l'intérêt d'obtenir une température vraie avec une précision inférieure à 5 % soit en précisant la loi spectrale de l'émissivité, soit en réduisant notamment l'encadrement sur l'émissivité à courte longueur d'onde.

Chapitre 3: Outils expérimentaux et numériques pour la mise en œuvre du pyromètre optique

Avant de réaliser des mesures à basse température (inférieure à 800 K), la chaîne de mesure par pyromètre optique infrarouge à trois voies doit être validée dans les conditions expérimentales de physique des chocs. Pour cela, le lanceur de laboratoire Pyrène du CEG a été remis en œuvre. Il permet de générer des faibles contraintes dans les matériaux.

Pour valider la faisabilité de la mesure aux basses températures, deux types de configurations expérimentales sont étudiés. Il s'agit d'utiliser deux matériaux d'étude différents, le cuivre et le plomb. L'objectif est de mettre en évidence les différences de température entre les deux essais pour comprendre l'origine des flux thermiques mesurés.

Pour accéder aux profils temporels et mécaniques de l'essai et pour les comparer aux profils de température, une technique de mesure simultanée de la vitesse matérielle et de la température à l'interface a été développée.

Les outils expérimentaux, comme le choix de la configuration d'essais et l'utilisation du diagnostic de vitesse, servent à la validation des performances de la chaîne pyrométrique dans les conditions d'essais. Mais ils ne permettent pas d'interpréter l'origine de la température mesurée à l'interface matériau/fenêtre. Ils ne sont pas suffisants pour comprendre la propagation des transferts thermiques à l'interface. La deuxième partie est donc consacrée aux outils numériques, en l'occurrence le logiciel Unidim et son module de conduction thermique, et aux calculs réalisés sur les configurations d'essais standards. Ils contribuent à comprendre l'évolution de la température dans les différentes couches minces par conduction thermique.

3.1 Outils expérimentaux.

Ce paragraphe est consacré à la présentation de la configuration d'essais d'impact de plaques à l'aide du lanceur Pyrène et à l'association d'un diagnostic de mesure de vitesse avec le pyromètre optique.

3.1.1 Configuration des expériences

Le principe de ces essais permet, par impact de plaques avec un projectile, d'induire une onde de choc plane et soutenue dans le matériau d'étude. Ces expérimentations ont pour but de valider la chaîne de mesure par pyrométrie optique dans une gamme de température de 350 à 1000 K.

Le moyen de sollicitation, en l'occurrence un lanceur, doit répondre aux contraintes de mise en œuvre du pyromètre développé. C'est l'objet du paragraphe 3.1.1.1.

Le dimensionnement des cibles doit permettre d'observer le profil de température dans un écoulement unidimensionnel plan soutenu, non affecté par d'éventuelles détentes latérales et de mettre en évidence la propagation des transferts thermiques à l'interface matériau/fenêtre (paragraphe 3.1.1.2).

3.1.1.1 Le lanceur pyrène

La chaîne de mesure par pyrométrie optique telle qu'elle a été conçue (paragraphe 2.3.2), avec son miroir parabolique et son trajet aérien, contraint le moyen d'expérimentation sur lequel elle doit être mise en œuvre. Le moyen expérimental, générateur de choc, retenu pour cette étude est le lanceur de laboratoire simple étage de calibre 32 mm, Pyrène (Hérel, 2006) (Annexe 4).

Il a l'avantage de produire peu de débris et de souffle suite à un impact grâce à son calibre réduit. Le pyromètre peut alors être placé proche de la cible (Figure 3-1).

La cible est montée directement sur la bouche du lanceur. Cela facilite l'alignement du miroir parabolique pour collecter et transporter le flux.

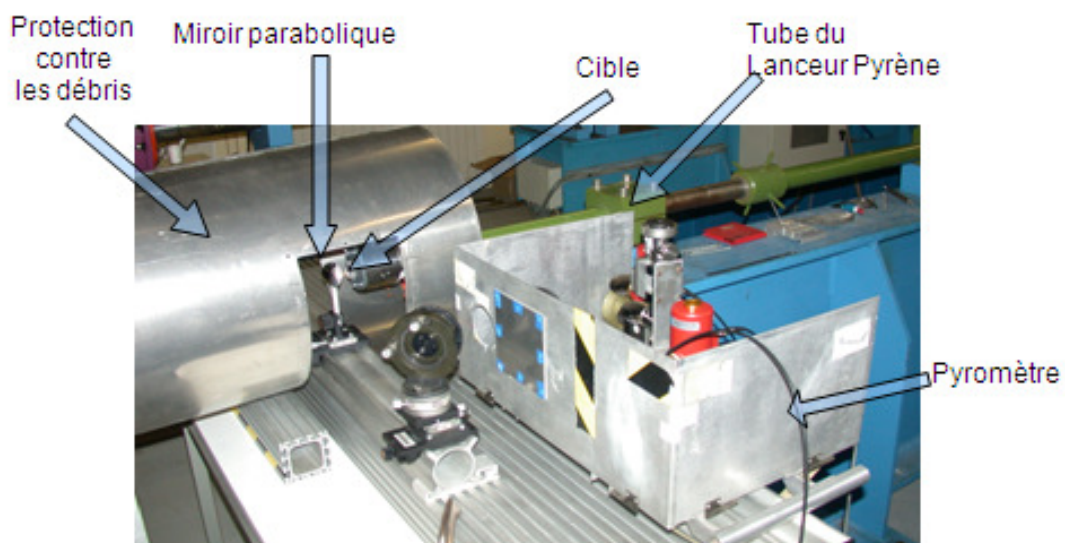


Figure 3-1 : Lanceur Pyrène et pyromètre optique.

Néanmoins, ce lanceur de laboratoire de petite dimension a une vitesse d'impact limitée à environ 700 m/s pour un projectile de 60 g. La contrainte générée dans le matériau d'étude et inévitablement sa mise en température sous choc est donc restreinte. De plus, les dimensions des impacteurs et cibles sont limitées en diamètre. La configuration et le dimensionnement des cibles nécessitent une analyse particulière pour s'assurer que le profil de température mesuré se situe dans un écoulement unidimensionnel.

3.1.1.2 Configuration standard de l'étude

Les essais réalisés dans le cadre de ces travaux mettent en contrainte le matériau d'étude en générant des ondes de choc dans une configuration relativement simple de déformation uniaxiale.

Etant limité par la vitesse d'impact sur Pyrène, l'impacteur utilisé est un disque en tantale fixé sur un sabot en delrin. Le tantale possède une impédance de choc élevée qui permet d'atteindre une amplitude de choc suffisante pour générer dans le matériau d'étude une température se situant dans la gamme de détection du pyromètre. Le diamètre (de 25 mm) et l'épaisseur (de 3 ou 4 mm) du disque de tantale résultent d'un compromis entre :

- les capacités du lanceur (masse à projeter en fonction de la vitesse d'impact),
- un temps de maintien de l'onde de choc dans le matériau d'étude suffisamment long (supérieur à 500 ns), déterminé par l'arrivée des détenteurs arrières de l'impacteur (liée à son épaisseur),
- un écoulement unidimensionnel maintenu pendant l'onde de choc soutenu dans le matériau, déterminé par l'arrivée des détenteurs latérales issues du bord de l'impacteur (liée à son diamètre).

La configuration de la cible nécessite l'utilisation d'une plaque de transfert en cuivre (diamètre 40 mm et épaisseur 3 mm). Elle permet de rigidifier l'ensemble de la cible sur le porte-cible et d'assurer la planéité de l'impact : le cuivre, contrairement à certains matériaux, ne se déforme pas sous l'effet d'une dépression sur une de ses faces. En effet, avant chaque essai, une mise sous vide (de l'ordre de 10^{-2} mbar) est réalisée entre le projectile et la cible dans le canon du lanceur pour éviter la formation d'un coussin d'air à l'impact et assurer une bonne qualité d'impact.

L'objectif des essais est d'analyser les transferts thermiques en exploitant le rayonnement émis à l'interface entre le matériau et la fenêtre en LiF composée de colle et éventuellement d'un dépôt émissif. Deux matériaux d'étude, le cuivre et le plomb, sont sélectionnés.

Découplage des ondes thermiques et mécaniques à l'interface matériau/fenêtre.

Pour dissocier les effets thermiques et mécaniques à l'interface, un même niveau de contrainte est généré à l'interface de ces deux matériaux différents et de la fenêtre en LiF. La contrainte à l'interface est choisie de 8 GPa pour que les températures étudiées à l'interface des deux matériaux et de la fenêtre en LiF soient suffisamment différentes pour être facilement détectées.

Ces deux matériaux d'étude, cuivre et plomb, présentent des polaires de choc relativement proches et des propriétés thermiques à priori différentes :

- le plomb (Figure 3-2) est un matériau qui présente une température importante (de l'ordre de 500 K) sous choc même à très faible contrainte (de l'ordre de 10 GPa),
- le cuivre (Figure 3-3) a une température sous choc de l'ordre de 350 K à des valeurs faibles de contrainte (de l'ordre de 10 GPa). En plus, il s'agit d'un matériau école bénéficiant de nombreuses données bibliographiques et dont le comportement et la modélisation sous choc ont été étudiés au CEG (Petit, 2006).

Les Figure 3-2 et Figure 3-3 présentent deux configurations d'impact de plaques différentes permettant de découpler la propagation des ondes mécaniques des effets thermiques. Les contraintes à l'interface Pb/LiF (Figure 3-2 b) et Cu/LiF (Figure 3-3 b) sont d'environ 8 GPa et génèrent des températures à l'interface différentes (Figure 3-2 c et Figure 3-3 c).

Les diagrammes (P,T) (Figure 3-2 c et Figure 3-3 c) sont obtenus à partir des équations décrites en annexe 3.

Les résultats présentés dans le diagramme (P,T) ne sont donnés qu'à titre qualitatif : la température d'interface matériau/LiF indiquée est obtenue de manière analytique (annexe 3).

Bien que la mesure expérimentale de la température soit nécessaire pour valider ou préciser les modèles utilisés pour décrire le comportement des matériaux sous choc, les valeurs calculées de température à l'interface Pb/LiF d'environ 500 K (Figure 3-2 c) et à l'interface Cu/LiF (Figure 3-3 c) d'environ 350 K ne doivent pas être très éloignées des valeurs réelles.

Par la suite, ces valeurs calculées serviront de référence pour donner une tendance des valeurs de température mesurées.

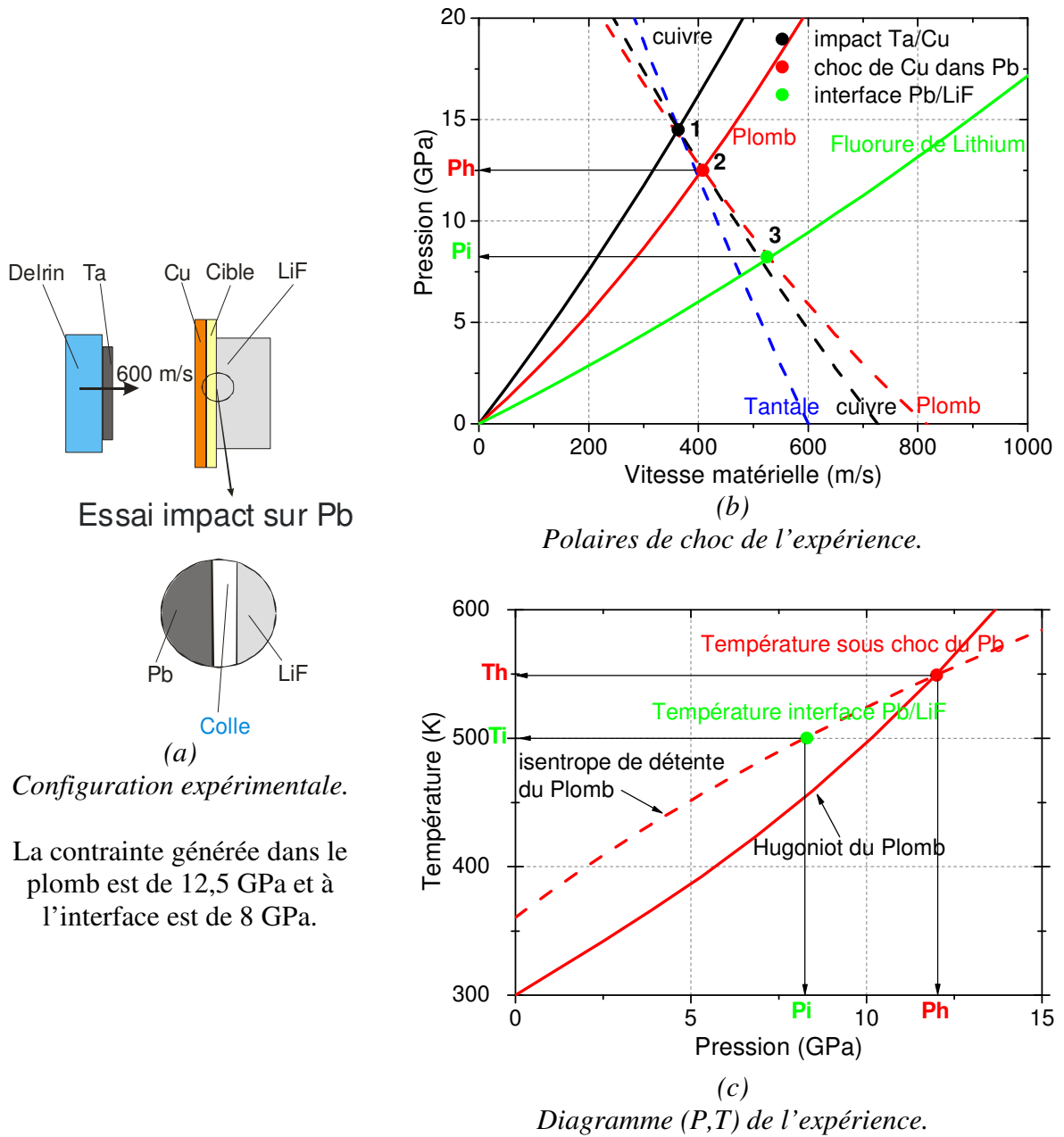


Figure 3-2 : Etude expérimentale avec le Plomb pour matériau d'étude.

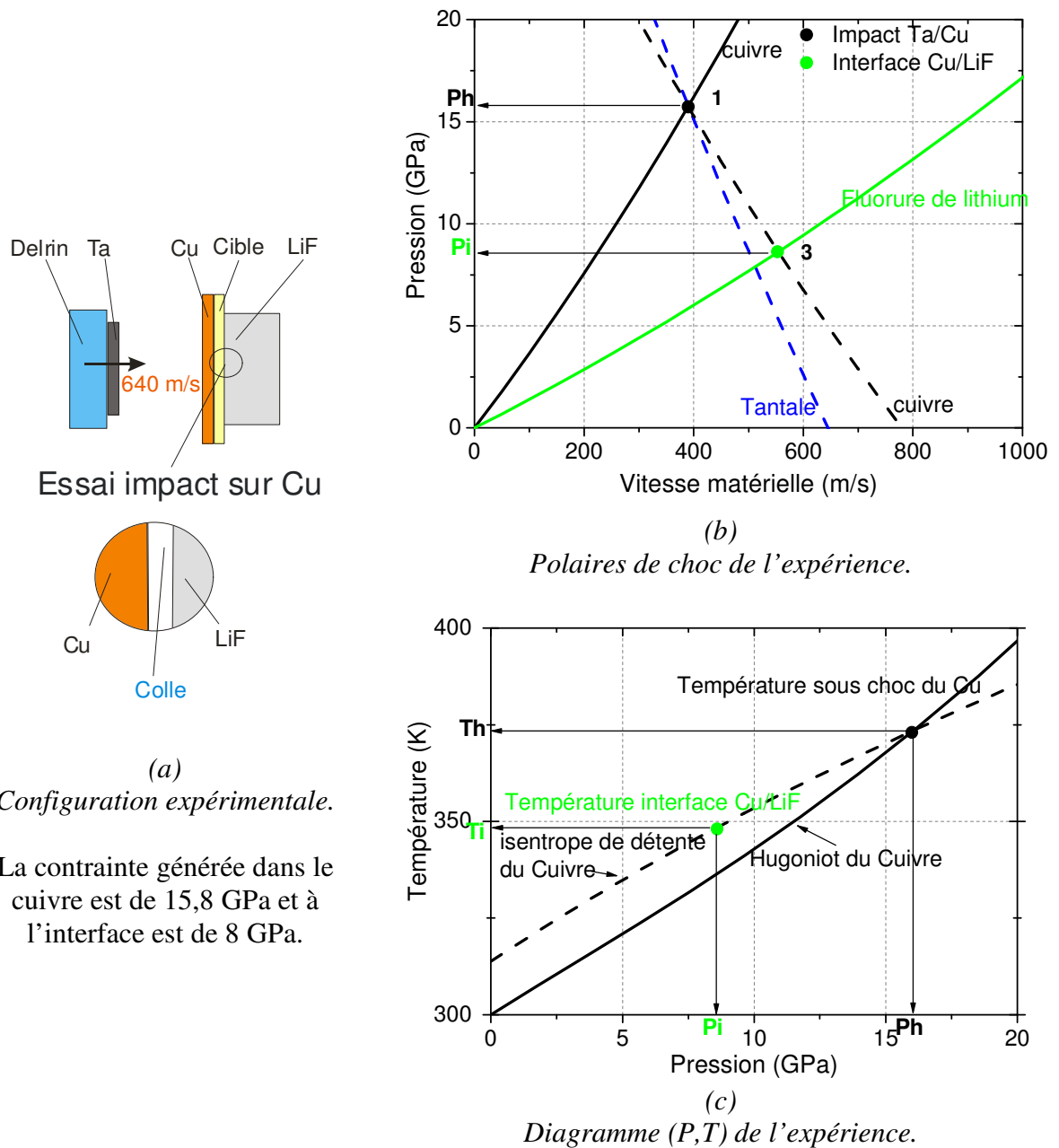


Figure 3-3 : Etude expérimentale avec le cuivre pour matériau d'étude.

Dimensionnement de l'essai pour obtenir un écoulement unidimensionnel lors du choc soutenu.

Les deux configurations sont rappelées sur la Figure 3-4 a et Figure 3-4 b (paragraphe 3.1.1.2).

Afin de révéler les différents états (compression, traction) atteints dans les matériaux et la chronométrie de l'essai, le diagramme de marche des deux configurations standards obtenu (Figure 3-5 a et Figure 3-5 b) donne les étapes de transmission des ondes de choc et de détente dans les différents matériaux de l'édifice et permet d'expliquer le profil temporel des

signaux de vitesse et de température mesurées. Les règles de transmission des ondes sont rappelées en Annexe 2.

Les simulations OURANOS 2D axisymétriques (Figure 3-6 à Figure 3-11) ont été réalisées. Ces simulations permettent de confirmer le caractère unidimensionnel de l'écoulement lors de la phase de choc soutenu aux interfaces Pb/LiF et Cu/LiF (Figure 3-6 à Figure 3-11). Les cartographies dans le plan (x,r) et les profils de contraintes suivant x à différents rayons (sur l'axe et à 2 mm de l'axe) sont analysés à différents temps caractéristiques de l'essai.

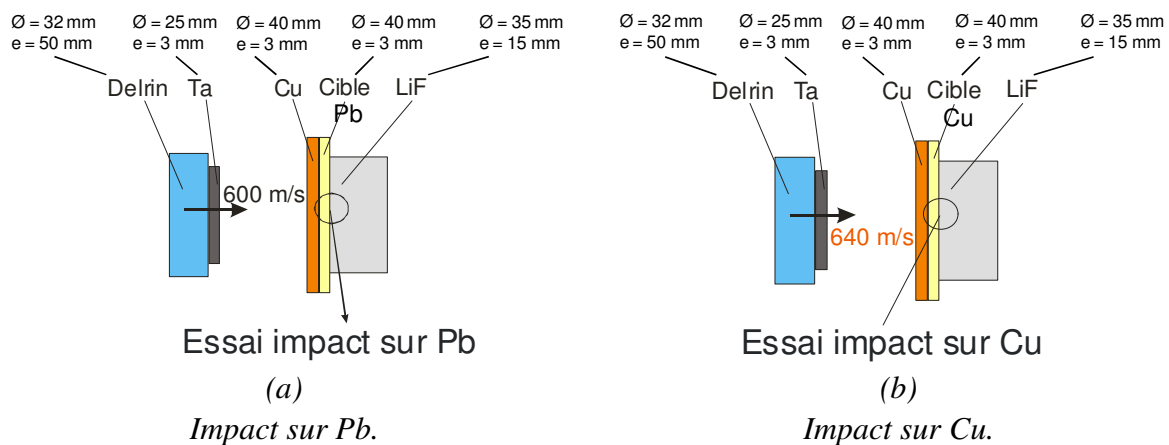


Figure 3-4 : Configurations des essais.

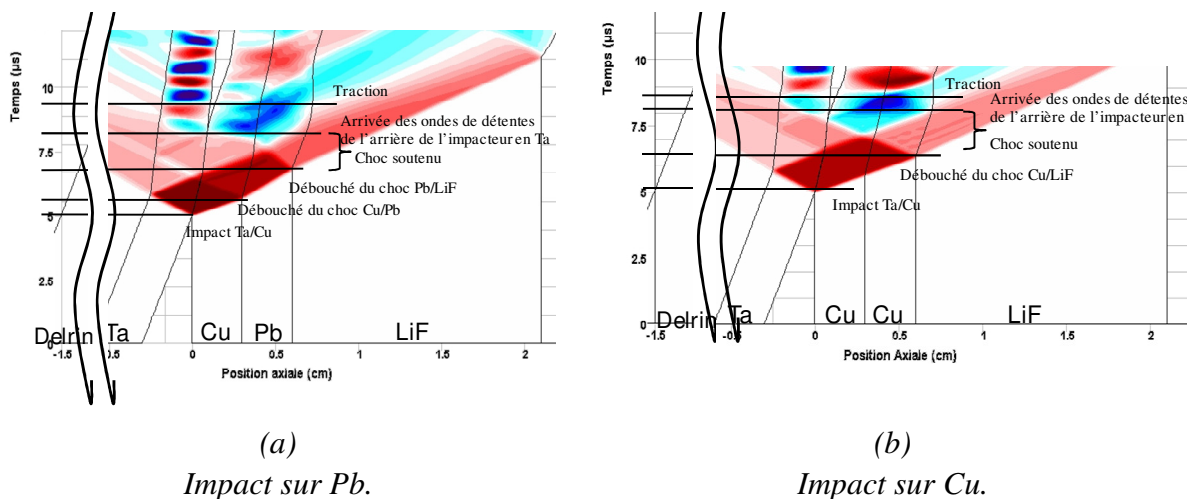
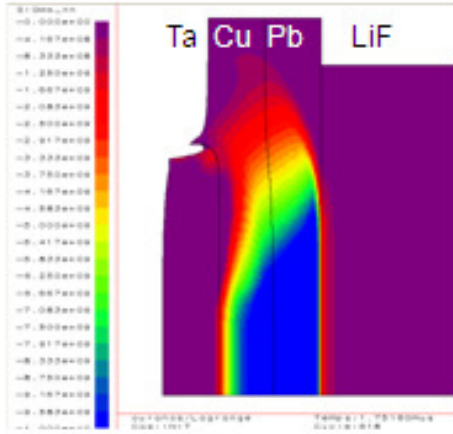


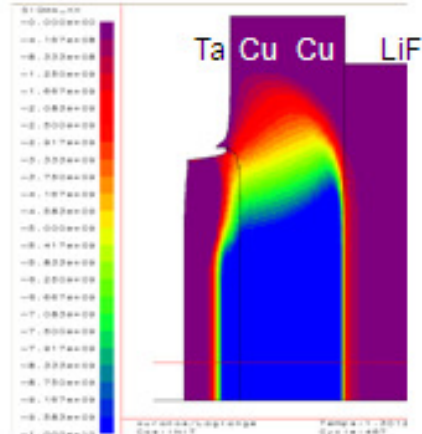
Figure 3-5 : Diagramme de marche des essais.

à $t=1,75 \mu\text{s}$
(débouché du front de choc à l'interface
Pb/LiF)



(a)
Impact sur Pb.

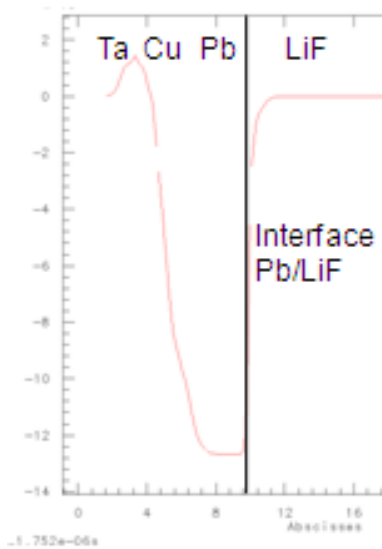
à $t=1,30 \mu\text{s}$
(débouché du front de choc à l'interface
Cu/LiF)



(b)
Impact sur Cu.

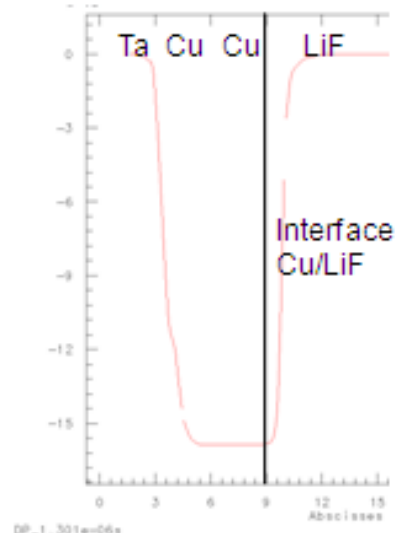
Figure 3-6 : Cartographies des contraintes dans le plan (x,r) au débouché du choc à l'interface cible/LiF.

à $t=1,75 \mu\text{s}$
(débouché du front de choc à l'interface
Pb/LiF)



(a)
Impact sur Pb.

à $t=1,30 \mu\text{s}$
(débouché du front de choc à l'interface
Cu/LiF)



(b)
Impact sur Cu.

Les profils de contrainte sur l'axe et à 2 mm de l'axe sont confondus.

Figure 3-7 : Profils de contraintes au débouché du choc à l'interface cible/LiF.

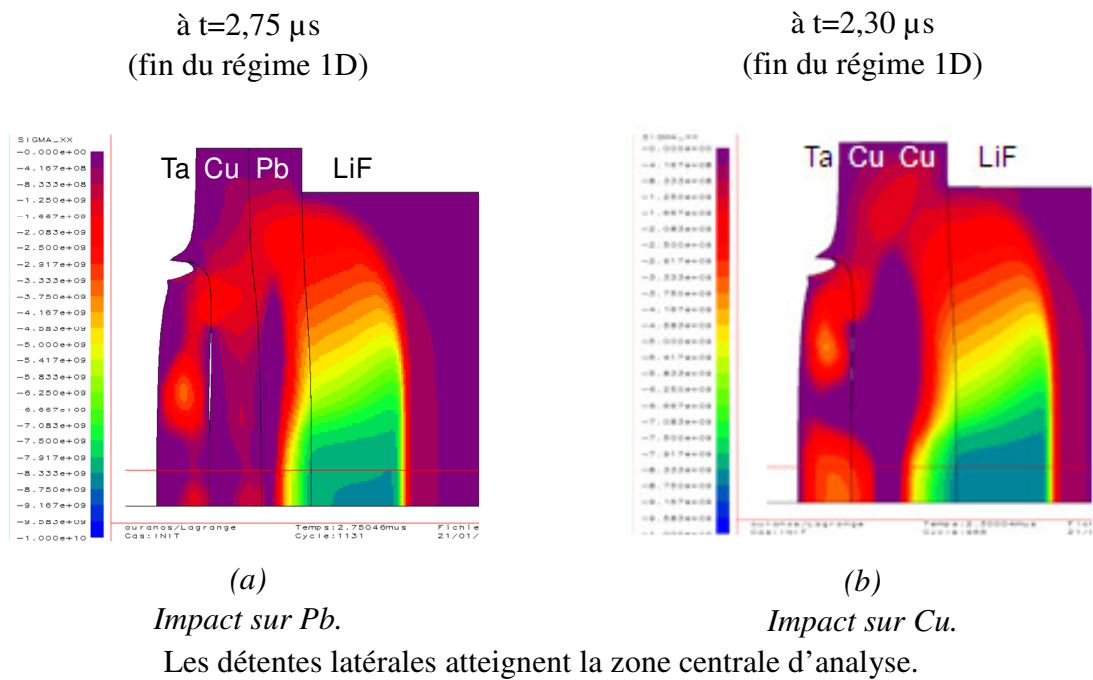
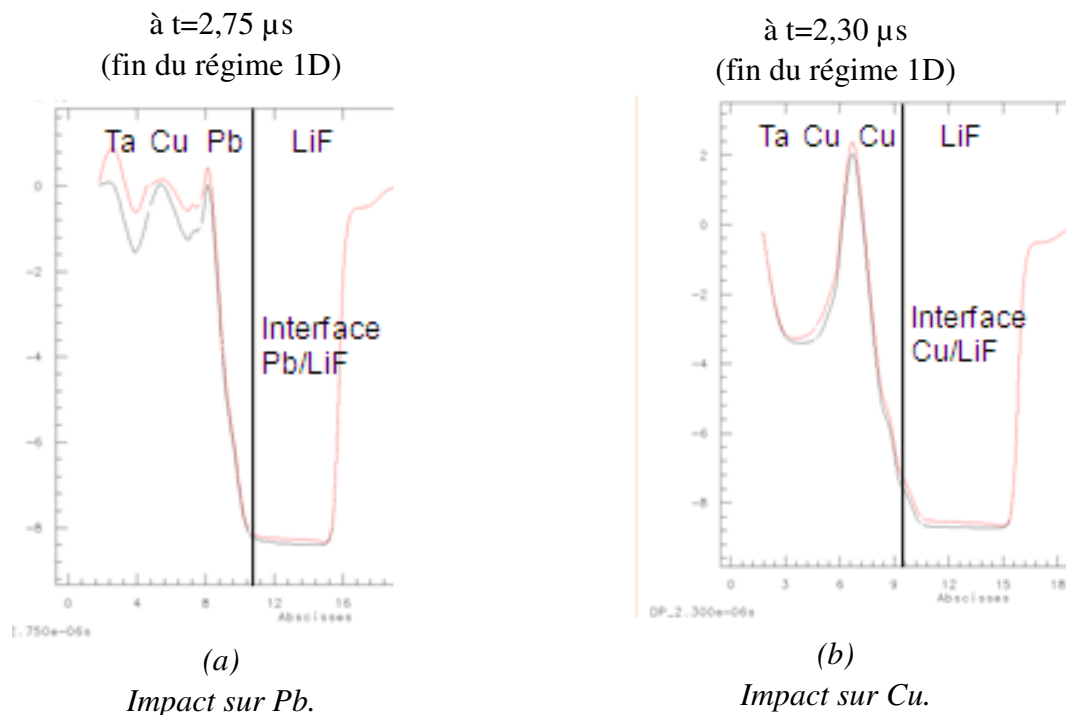


Figure 3-8 : Cartographies des contraintes dans le plan (x,r) $1 \mu\text{s}$ après le débouché du choc à l'interface cible/LiF.



Les profils de contraintes sur l'axe et à 2 mm de l'axe s'écartent progressivement les uns des autres.

Figure 3-9 : Profils de contraintes $1 \mu\text{s}$ après le débouché du choc à l'interface cible/LiF.

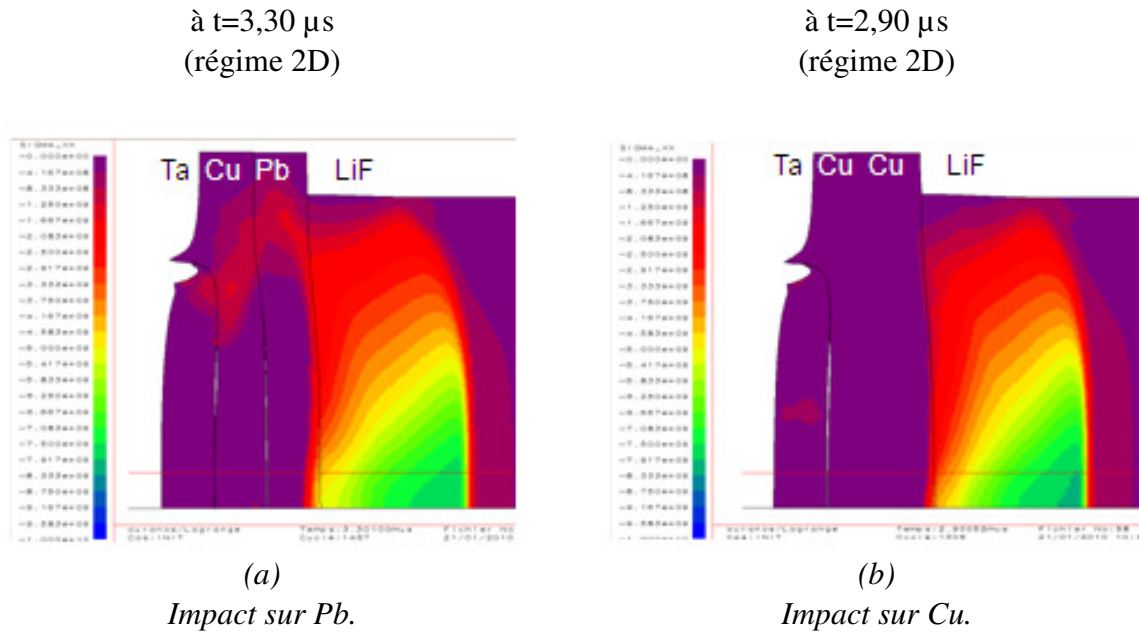
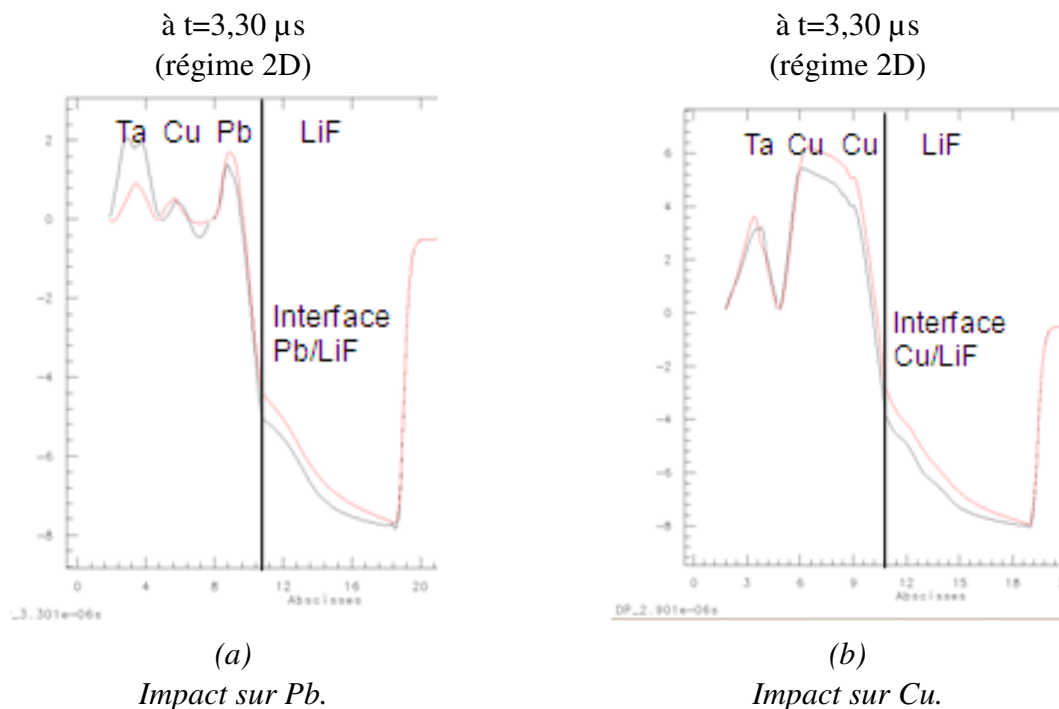


Figure 3-10 : Cartographies des contraintes dans le plan (x,r) lors du début du régime 2D à l'interface cible/LiF.



Les profils de contraintes s'éloignent mais restent encore proches.

Figure 3-11 : Profils de contraintes lors du début du régime 2D à l'interface cible/LiF.

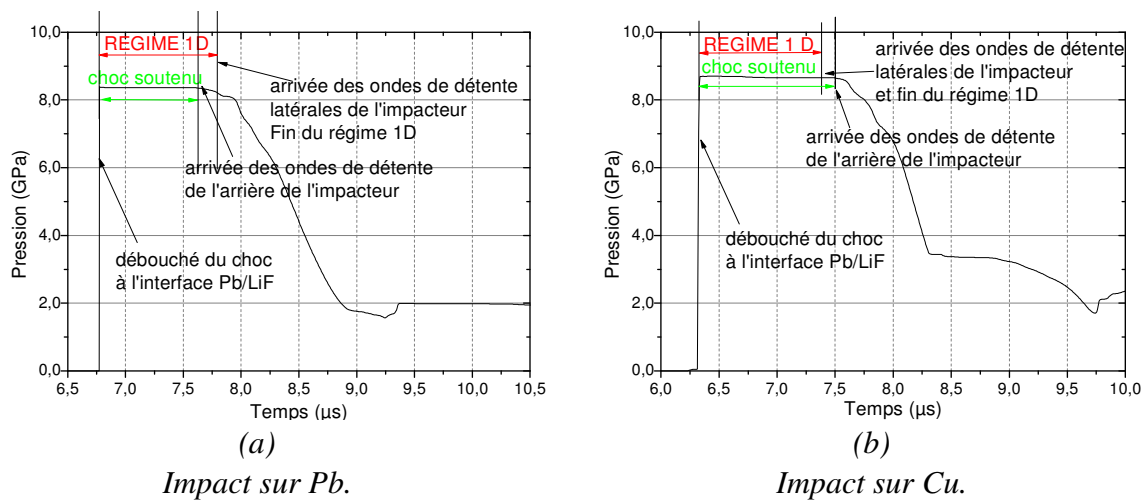


Figure 3-12 : Profil de contraintes à l'interface cible/LiF.

La propagation et la chronométrie des ondes mécaniques à l'interface Pb/LiF (à l'interface Cu/LiF) sont décrites de la manière suivante et sont valables pour l'ensemble des essais de cette configuration (Figure 3-12).

- à l'impact, une onde de choc est générée dans la plaque de transfert en cuivre et dans l'impacteur en Tantale,
- l'onde de choc du cuivre se transmet dans le matériau d'étude en plomb (en cuivre),
- l'onde de choc du matériau génère une onde de choc dans la fenêtre en LiF. Le temps de début du signal correspond à l'établissement de la contrainte à l'interface. La fenêtre en LiF ayant une impédance plus faible que le Pb (que le Cu), l'onde réfléchie à l'interface matériau d'étude est une onde de détente,
- l'onde de choc qui a été transmise dans le tantale génère une onde de choc dans le sabot en delrin. Le delrin ayant une impédance plus faible que celle du tantale, l'onde réfléchie est donc une onde de détente qui se propage dans l'ensemble projectile/cible jusqu'à l'interface Pb/LiF (interface Cu/LiF) correspondant au temps d'arrivée des ondes de détente de l'arrière de l'impacteur au bout de 0,8 μs (1,3 μs) indique la fin du choc soutenu. La contrainte lors de ce choc soutenu est bien de 8 GPa à l'interface Pb/LiF (et Cu/LiF),
- une phase de détente apparaît ensuite dans le plomb (le cuivre).

Les simulations OURANOS 2D axisymétrique (Figure 3-6 à Figure 3-11) montrent également que les détentes latérales issues de la surface d'impact apparaissent 1 μs après le débouché du choc à l'interface Pb/LiF (et Cu/LiF) dans la zone centrale d'analyse. En effet, les contraintes des deux profils suivant x à différents rayons s'écartent progressivement et prouvent la fin du régime strictement 1D. Les effets 2D et les courbes de contrainte sont présentés pour la cible avec Plomb à $t=3,30$ μs (avec Cuivre à $t=2,90$ μs), temps ultérieurs à la fin du régime stricte 1D. Les courbes de contrainte s'écartent peu, ce qui montre que l'on reste encore proche des tendances et valeurs obtenues en régime 1D.

Ces simulations 2D permettent de confirmer le caractère unidimensionnel de l'écoulement lors de la phase de choc soutenu à l'interface Pb/LiF (à l'interface Cu/LiF).

L'ensemble des essais réalisés dans le cadre de cette thèse présente les mêmes configurations standards. La chronométrie des ondes mécaniques à l'interface du matériau d'étude (Cuivre ou Plomb) et de la fenêtre LiF ont donc été décrits. L'analyse de l'ensemble des signaux obtenus se limite à l'étude du choc soutenu où le caractère unidimensionnel des ondes est garanti.

Configuration d'interface

La configuration des cibles diffère également par la conception de leur interface :

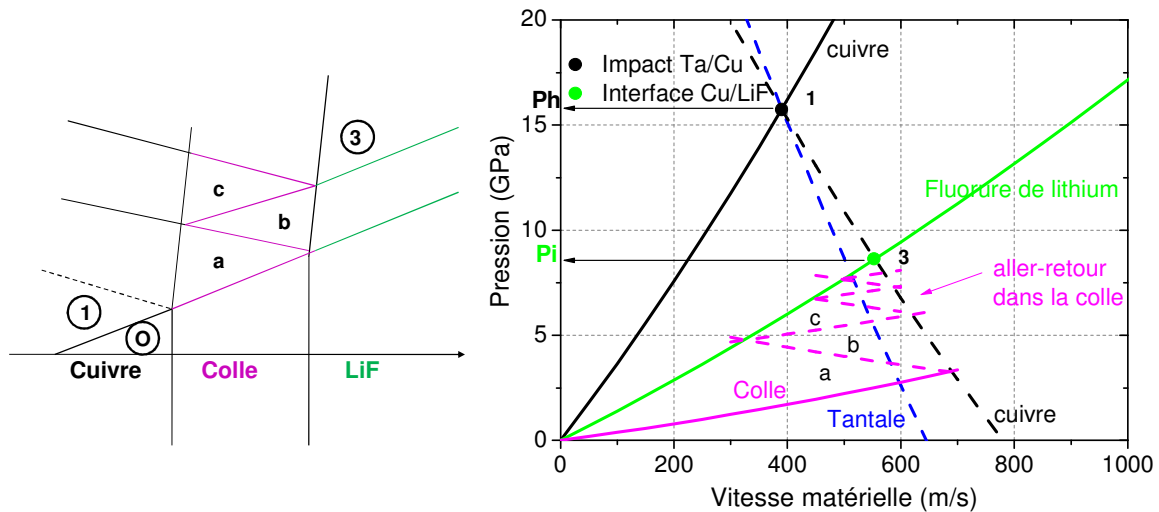
- elle peut être composée uniquement d'une couche de colle (épaisseur inférieure ou égale à 10 μm) qui sert au maintien mécanique de l'ensemble,
- elle peut être constituée d'une couche de peinture ou autre dépôt émissif (épaisseur inférieure à 10 μm) et d'une couche de colle ou inversement.

La présence d'une faible épaisseur de colle n'influence pas de manière significative l'allure temporelle du profil de contrainte. En effet, lorsque l'onde de choc débouche à l'interface cible/colle, l'ensemble colle et dépôt à l'interface cible/LiF atteint la contrainte et la vitesse matérielle obtenue à une interface cible/LiF sans colle ni dépôt par choc-rechoc successifs (Figure 3-13 a). Approximativement quatre allers-retours d'onde suffisent à atteindre cet équilibre dans les deux configurations (Figure 3-13 b). Le cas à l'interface Pb/LiF n'est pas présenté car il est similaire à celui à l'interface Cu/LiF ; en effet, les impédances de choc du plomb et du cuivre sont proches.

Ces allers et retours n'ont donc pas de conséquence au niveau de la propagation des ondes mécaniques à l'interface. Le temps de traversée d'une onde dans 10 μm de colle est de 3 ns

$$\Delta t = \frac{x}{c} = \frac{10 \cdot 10^{-6}}{3000} = 3 \cdot 10^{-9}$$

L'équilibre est donc atteint au bout de 24 ns, temps négligeable vis-à-vis du temps de maintien du choc et vis-à-vis du temps de réponse du pyromètre.



(a)

Diagramme de marche simplifié.

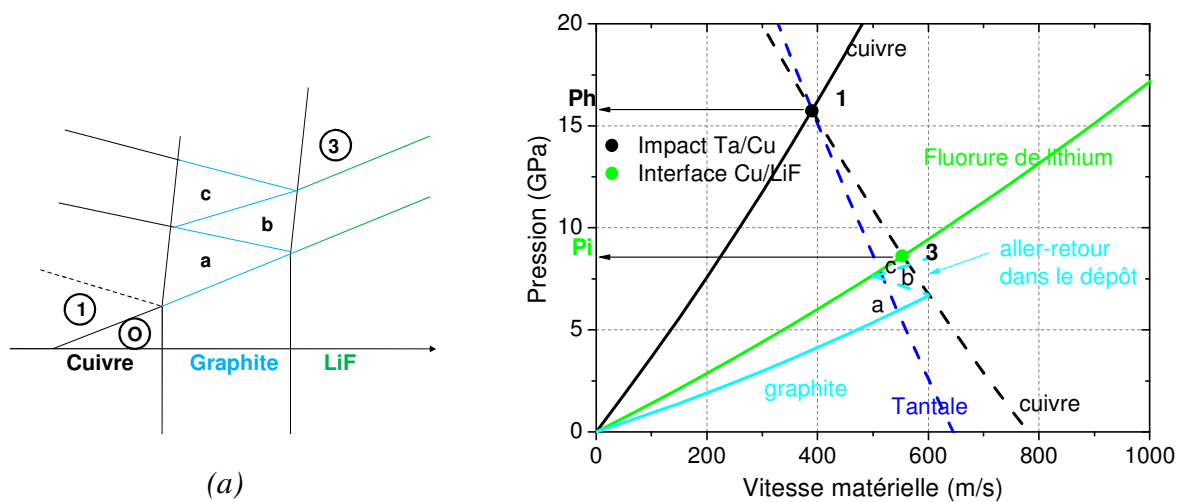
(b)

Polaires de choc.

Figure 3-13 : Influence d'une épaisseur de colle à l'interface Cu/LiF.

La présence d'une faible épaisseur d'un dépôt émissif influence peu l'allure temporelle du profil de contrainte. Sur le même principe que celui appliqué à la colle, deux allers et retours (Figure 3-14 a) par choc-rechocs successifs permettent d'atteindre l'équilibre d'une simple détente du matériau dans le LiF (Figure 3-14 b) et n'ont donc pas de conséquence au niveau de la propagation des ondes mécaniques à l'interface : l'équilibre est atteint au bout de 5 ns. Le temps de traversée d'une onde dans 10 μm de graphite est de 2,5

$$\text{ns. } \Delta t = \frac{x}{c} = \frac{10 \cdot 10^{-6}}{3900} = 2,5 \cdot 10^{-9}$$



(a)

Diagramme de marche simplifié.

(b)

Polaires de choc.

Figure 3-14 : Influence d'une épaisseur de dépôt graphité à l'interface Cu/LiF.

La présence de la colle ou de la couche émissive n'aura pas d'effet mesurable sur les différents états principaux observés aux interfaces.

3.1.2 Mesure couplée de température et de vitesse matérielle par IDF ou VISAR

Afin de vérifier expérimentalement le caractère unidimensionnel lors des phénomènes observés et de comparer le profil temporel des ondes mécaniques et thermiques, la mesure double-diagnostic pyrométrie optique et mesure de vitesse matérielle par VISAR ou IDF (principe rappelé en annexe 5 et annexe 6) a été développée.

La mesure simultanée de la vitesse d'interface et du flux émis à l'interface a été possible grâce à l'utilisation du miroir parabolique en tant que tête optique du pyromètre. Celui-ci a été percé et la tête optique du VISAR (ou de l'IDF) a pu être insérée (Figure 3-15). On accède donc au profil de vitesse.

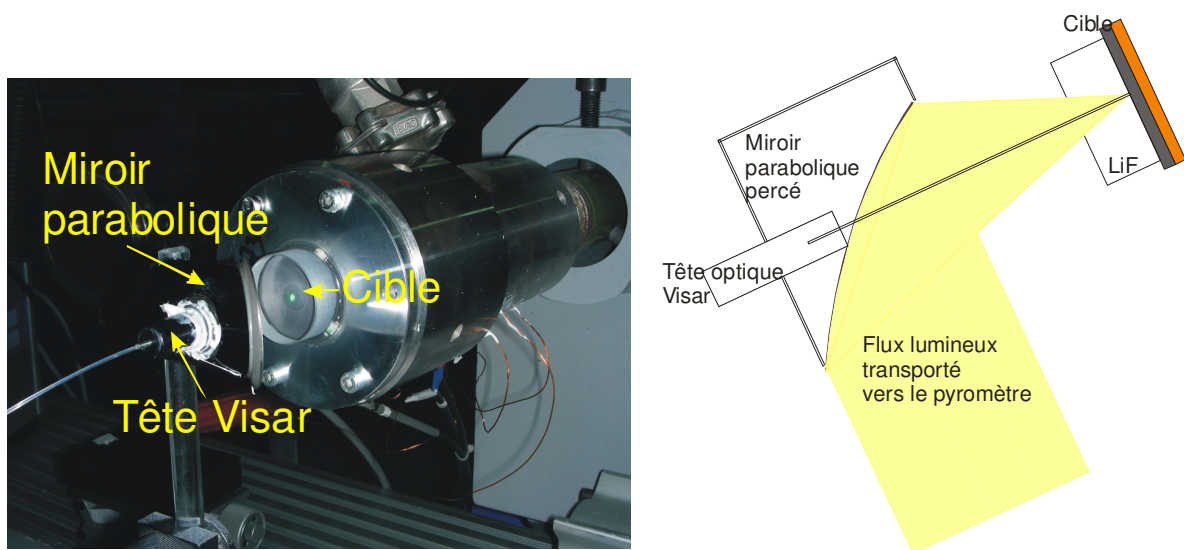


Figure 3-15 : Photographie et schéma de la partie cible et mesure de l'essai.

A titre d'exemple et par anticipation sur l'ensemble des résultats expérimentaux qui seront présentés au chapitre 4, les signaux obtenus au cours de l'essai pyr08 (Figure 3-16) sont présentés sur la Figure 3-17. Ces résultats des profils temporels de luminance et de vitesse montrent le bon fonctionnement de l'ensemble des outils expérimentaux et la chronométrie correcte des événements attendus à l'interface de mesure.

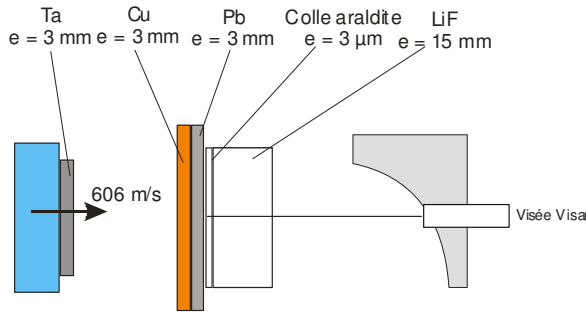


Figure 3-16 : Configuration de l'essai double diagnostic VISAR et pyrométrie pyr08.

Les aspects temporels des luminances des trois voies de mesure du pyromètre présentent une allure similaire avec le profil temporel de mesure de vitesse à l'interface obtenu simultanément. Ce double-diagnostic prouve que le temps de réponse du pyromètre est suffisant et que le profil de flux thermique obtenu suit l'évolution des contraintes.

Les profils des signaux de vitesse et de flux thermique présentent :

- une première montée correspondant à l'arrivée du choc à l'interface Pb/LiF,
- un choc soutenu à l'interface Pb/LiF qui présente une vitesse constante de 530 m/s sur une durée de 800 ns cohérente avec un écoulement unidimensionnel,
- puis un signal décroissant correspondant à l'arrivée des ondes de détentes provenant de l'impacteur (latérales ou arrière),

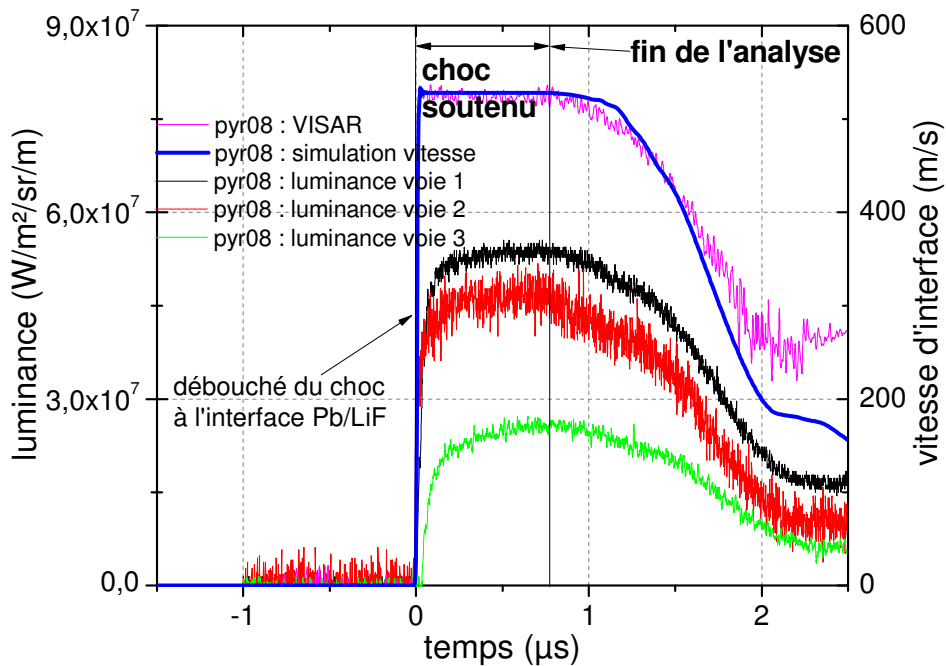


Figure 3-17 : Luminances et vitesse de l'essai pyr08.

Doubler la mesure pyrométrie et VISAR présente aussi l'avantage de préciser la pression d'interface par rapport à celle déterminée par la mesure de la vitesse d'impact et des polaires de choc des différents matériaux. La vitesse matérielle d'interface matériau/LiF est déterminée à 1% près.

L'étude des profils de luminance et de vitesse se limite à la fin de la phase de choc soutenu, temps d'analyse de nos signaux.

3.2 Outils numériques

Le pyromètre optique utilisé permet de détecter le flux thermique issu de l'interface entre le matériau et la fenêtre. Pour réduire l'incertitude sur la mesure de température, un dépôt émissif peut être appliqué : la présence de cette nouvelle interface influence peu la propagation des ondes mécaniques. Mais qu'en est-il des transferts thermiques ?

En ajoutant un dépôt émissif, on mesure le flux issu de l'arrière de cette couche et on s'éloigne inévitablement du flux produit par le matériau : or, c'est la température du matériau que l'on souhaite atteindre. Comprendre les mécanismes de propagation de la chaleur au sein des couches minces de l'interface est essentiel et nécessite une étude numérique.

La simulation numérique peut être choisie comme un outil aidant à la conception des essais mais également comme un outil aidant à l'analyse des résultats expérimentaux. C'est ce deuxième aspect qui est utilisé pour apporter des réponses sur la propagation de chaleur à l'interface. Le code de calcul Unidim apporte des éléments de réponse sur la propagation de la chaleur au sein de l'interface matériau/fenêtre.

3.2.1 Le logiciel Unidim

Les simulations numériques suivantes ont été réalisées avec le code monodimensionnel lagrangien Unidim du CEG (décrit en annexe 7). Travailler en 1D permet d'utiliser des maillages très fins et des algorithmes précis à faible coût. Ce code a l'avantage d'être flexible et modulable : sa programmation se modifie facilement et il s'adapte à chaque cas de calcul.

UNIDIM est un code numérique explicite, lagrangien aux différences finies traitant de la propagation des ondes en géométrie unidimensionnelle. Il est inspiré du code de calcul WONDY V (Kipp, 1982). Il a été au fur et à mesure des années et des utilisateurs (Héreil, à paraître) enrichi de modules, pour la modélisation du comportement des matériaux et de la conduction thermique ou pour décrire des contraintes particulières de sollicitation (rampe de courant), qui permettent des calculs spécifiques (Petit, 1997).

Il résout les équations générales de la mécanique (Équation 3-1, Équation 3-2, Équation 3-3 et Équation 3-4) exprimées en coordonnées lagrangiennes.

Définition de la vitesse matérielle $\frac{\partial x}{\partial t} = U$ *Équation 3-1*

Conservation de la masse $\frac{\partial x}{\partial X} = \frac{v}{v_0}$ *Équation 3-2*

Conservation de la quantité de mouvement $\rho_0 \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial \sigma}{\partial X} = 0$ *Équation 3-3*

Conservation de l'énergie $\frac{\partial E}{\partial t} - (p + q) \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial w_d}{\partial t} - \frac{\partial w_k}{\partial t} = 0$ *Équation 3-4*
 avec w_d et w_k respectivement énergies spécifiques apportées par travail déviatoire et conduction thermique.

3.2.2 La conduction thermique

Les valeurs de températures d'interface issues des expériences de pyrométrie optique et de celles issues des valeurs de la simulation sous Unidim et de son module de conduction thermique seront comparées (Chapitre 4). Les températures d'interface sont déterminées de la manière suivante :

- à partir des équations d'état du matériau, les calculs donnent accès à la température du matériau,
- à partir de la température du matériau et des équations de propagation de la chaleur, on accède à la valeur de la température d'interface.

L'objet de cette étude numérique est de comprendre l'influence de la conduction thermique dans les différentes couches de l'interface et de comparer la température de la surface visée par le pyromètre et celle du matériau.

3.2.2.1 Rappel sur la conduction thermique

On sait que la température du matériau d'étude partiellement détendu est supérieure à celle de la fenêtre en LiF choquée. La température d'interface est donc influencée par un transfert thermique entre ces deux matériaux.

L'équation de Fourier (Équation 3-5) en 1D a été utilisée pour résoudre les échanges thermiques par conduction.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{K} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Équation 3-5}$$

avec T : Température (K)

x : abscisse (m)

t : temps (s)

K : diffusivité thermique ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$) avec $K = \frac{k}{\rho C_V}$

k : conductivité thermique ($\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

C_V : chaleur spécifique ($\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)

ρ : masse volumique ($\text{kg}.\text{m}^{-3}$)

La situation la plus simple est traitée dans un premier temps : elle consiste à considérer une interface idéale séparant deux matériaux semi-infinis caractérisés par deux températures T_1 (température du matériau 1) et T_2 (température du matériau 2 accolé au matériau 1) (Gosse, 1981). La température d'interface se calcule avec l'Équation 3-6 :

$$T_I = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{1 + \alpha} \quad \text{Équation 3-6}$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{\sqrt{(k\rho C_V)_1}}{\sqrt{(k\rho C_V)_2}}$$

Dans ce cas particulier, la température d'interface est indépendante du temps et s'approche de la température du matériau possédant la plus grande effusivité ξ en $\text{W}.\text{s}^{1/2}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ définie par $\sqrt{(k\rho C_V)}$.

L'évolution de la température en fonction de la distance x par rapport à l'interface et du temps se calcule analytiquement dans ces conditions d'interface idéale.

Dans ce cas général, la température d'interface n'est pas évidente à appréhender dans les configurations avec des interfaces complexes (couche émissive, présence de colle) dont les caractéristiques mécaniques et thermiques peuvent évoluer au cours du temps. La simulation numérique avec Unidim permet d'analyser ces mécanismes.

Les valeurs des effusivités des matériaux utilisés au cours de l'étude sont dans le Tableau 3-1.

3.2.2.2 Calcul de la température d'interface dans Unidim

Les échanges de conduction thermique dans Unidim sont obtenus par le calcul explicite des flux thermiques à chaque pas de temps. Le flux thermique est calculé à partir des températures de mailles, qui sont estimées par l'intermédiaire de l'équation d'état choisie pour le matériau. Le flux thermique surfacique est déterminé à partir de la loi de Fourier (Équation 3-7) :

$$\vec{F} = -k \overrightarrow{\text{grad}T} \quad \text{Équation 3-7}$$

Dans le logiciel Unidim, les caractéristiques de mailles (comme la température de maille notée T ou la conductivité thermique k) sont calculées au milieu de la maille. Pour obtenir les températures aux nœuds, à l'interface de deux mailles, on travaille avec les flux notés F. Les paramètres et les abscisses s'appliquant aux nœuds et aux mailles dans l'architecture du code Unidim sont présentés sur la Figure 3-18.

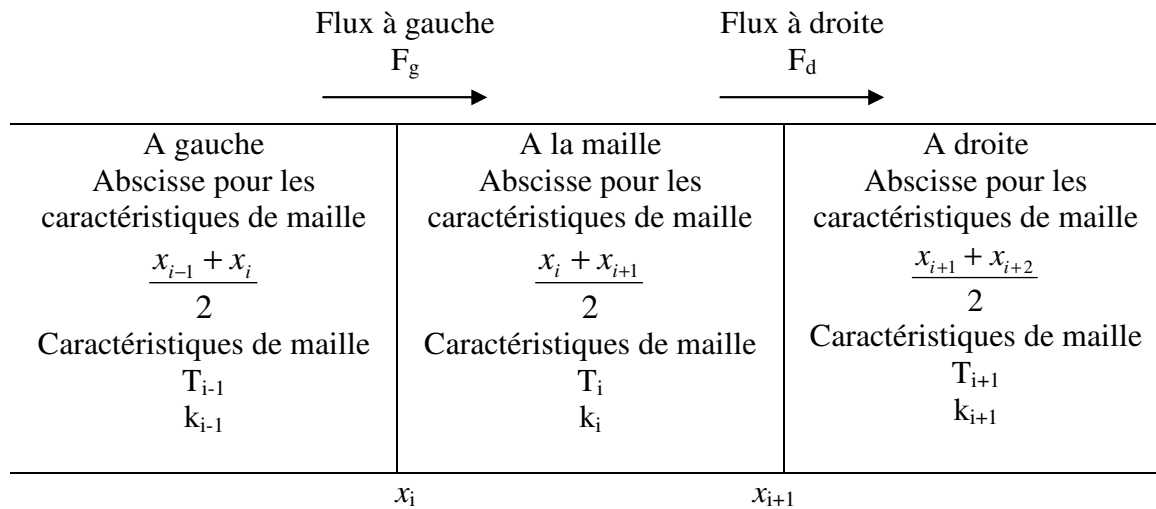


Figure 3-18 : Caractéristiques des paramètres dans Unidim.

Nous allons déterminer la valeur de la température d'interface $T_{x_{i+1}}$ à partir des valeurs de températures de maille, de conductivités thermiques et des abscisses qui sont connues.

On sait qu'en 1D, on peut écrire le flux thermique à partir de l'équation du transfert thermique en régime stationnaire par l'Équation 3-8 :

$$F = -k(T) \frac{dT}{dx} \quad \text{Équation 3-8}$$

En discrétisant l'équation précédente pour la Figure 3-18, on obtient l'Équation 3-9 :

$$F_d = - \frac{2k_i k_{i+1} (T_{i+1} - T_i)}{k_i (x_{i+2} - x_{i+1}) + k_{i+1} (x_{i+1} - x_i)} \quad \text{Équation 3-9}$$

On en déduit $T_{x_{i+1}}$ (Équation 3-10) :

$$T_{x_{i+1}} = T_i - \frac{F_d (x_{i+1} - x_i)}{2k_i} \quad \text{Équation 3-10}$$

3.2.2.3 Propriétés thermiques des matériaux de l'étude

La difficulté principale pour estimer la valeur de la température d'interface est la méconnaissance des propriétés thermiques des matériaux dans les gammes de pressions de notre étude.

Les chaleurs spécifiques de chacun des matériaux de l'étude sont considérées constantes. Elles sont issues de la littérature ou de mesure réalisée au CEG (sur la colle, par exemple) et sont rappelées dans le Tableau 3-1.

Les valeurs de conductivité thermique de chaque matériau sont issues de la littérature en statique. On sait que ce paramètre peut évoluer en fonction de la température mais également de la pression : faute de données sur l'évolution de ce paramètre en fonction de la pression, nous prendrons uniquement son évolution en fonction de la température.

La conductivité thermique des matériaux s'écrit sous une fonction polynomiale de la température (Équation 3-11) :

$$k(T) = k_0 + k_1 \cdot 10^{-3} \cdot T + k_2 \cdot 10^3 \cdot T^{-1} + k_3 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 \quad \text{Équation 3-11}$$

Les paramètres de la loi de la conductivité thermique des matériaux de l'étude sont rappelés dans le Tableau 3-1.

Pour la conductivité thermique du graphite, nous avons également utilisé la table SESAME n°27831 qui donne la conduction thermique en fonction de la masse volumique et de la température.

Tableau 3-1 : chaleur spécifique et conductivité thermique des matériaux utilisés dans le cadre des essais de la thèse (Touloukian 1972, Steinberg 1996, base TAPP 1994, Loctite, 2004).

	Ta	Cu	Pb	Graphite	Colle	LiF
ξ (W.√s.m ⁻² .K ⁻¹)	12500	33910	7048	14244	400	7650
C_V (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	135	392.4	124	704	1356	1560
k_0 (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	69.52	407.72	35.3	69.52	0.1	14.2
k_1 (W.m ⁻¹ .K ⁻²)	0	-29.2	0	-25.1	0	0
k_2 (W.m ⁻¹)	0	-21.24	0	20.73	0	0
k_3 (W.m ⁻¹ .K ⁻³)	0	0	0	2.8	0	0

3.2.3 Etude numérique

Les simulations sont réalisées suivant la configuration expérimentale type présentée sur la Figure 3-19.

L'objet de ce paragraphe consiste à réaliser des calculs préliminaires pour aider à la compréhension des transferts thermiques à l'interface : l'influence de la valeur de certaines données des matériaux et l'évaluation de l'effet de la conduction thermique sur les configurations d'interface avec colle et présence de couche émissive sont examinées.

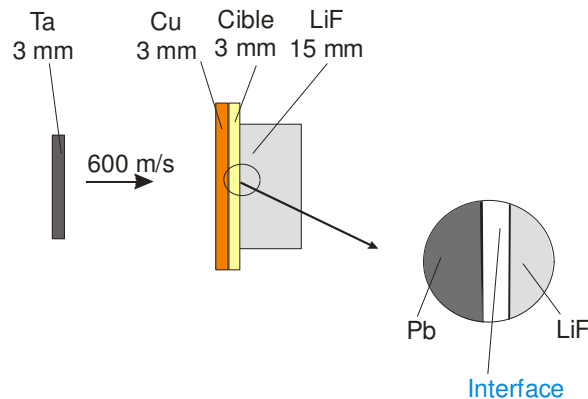


Figure 3-19 : Configuration des simulations numériques.

L'interface est différente pour chaque cas de calcul (colle seule ou avec couche émissive).

L'épaisseur de colle est de 10 μm et celle de la couche émissive est de 5 μm .

Il y a 100 mailles par mm. A l'interface, le nombre de mailles passe à 10 par μm dans les couches de colle et de matériau émissif. A l'approche de l'interface, le maillage des autres matériaux est adapté pour que l'épaisseur de la maille adjacente à l'interface soit également de 0,1 μm .

Pour éviter les instabilités au front de choc, des valeurs de pseudoviscosité ont été utilisées : le coefficient de la pseudoviscosité linéaire est de 0.2 et celui de la pseudoviscosité quadratique est de 1.4. Les modèles et valeurs des modèles de cisaillement et d'écoulement plastique pour chacun des matériaux sont décrits en annexe 8.

Pour l'ensemble des matériaux, une formulation d'EOS de Mie-Grüneisen avec une partie froide de Birch-Murnaghan est utilisée. Cette formulation est réputée être la plus adaptée pour calculer la température (Mabire, 1999) (Annexe 8).

Les résultats de température calculée ne peuvent être considérés comme exacts puisque les mesures par pyrométrie optique ont pour objectif de valider les modèles utilisés. L'utilisation d'une EOS est néanmoins nécessaire pour comprendre les transferts thermiques.

3.2.3.1 Informations préliminaires

Afin d'aider dans la compréhension des transferts thermiques au sein des différentes couches minces de la cible, les températures atteintes dans les différents matériaux sous choc de l'étude sont données à titre indicatif (Figure 3-20). Elles résultent d'une simulation réalisée sans conduction thermique avec Unidim. Elles donnent les valeurs des températures sous choc du plomb, du cuivre, de la couche émissive, de la colle et du LiF dans les configurations standards (Figure 3-4 a et Figure 3-4 b).

Les positions des indicateurs de mailles ou d'interface utilisés comme référence dans l'ensemble des résultats de l'étude numériques sont également présentées.

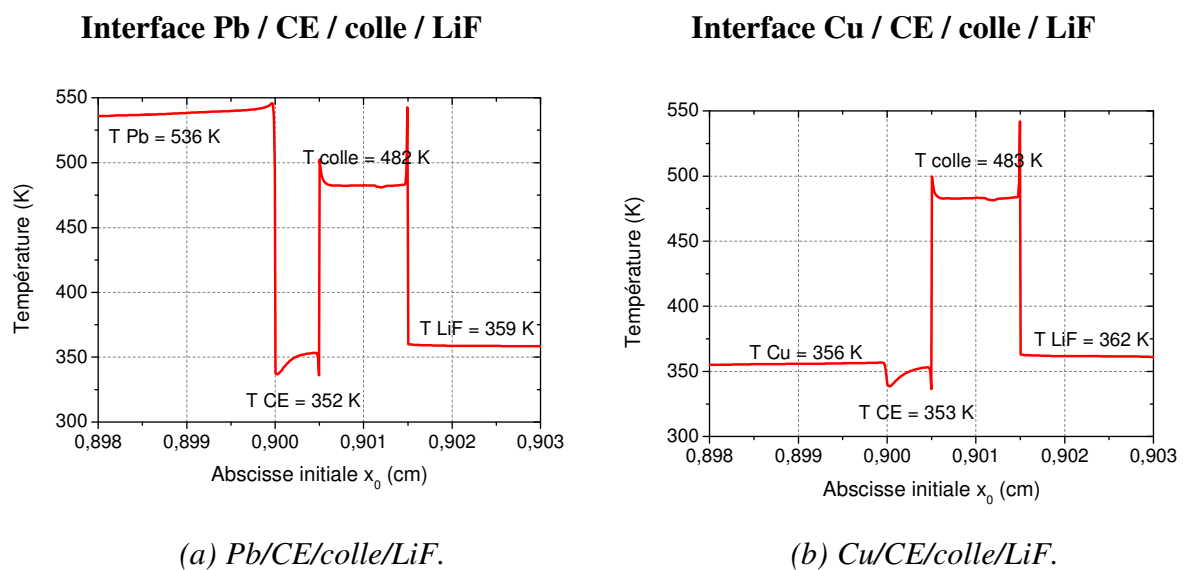


Figure 3-20 : Température au sein des différents matériaux dans la configuration standard.

La température à 8 GPa du plomb est de 536 K et celle du cuivre de 356 K. La couche émissive modélisée par du graphite et la fenêtre en LiF chauffent très peu dans cette gamme de contrainte, leurs températures sont respectivement de 350 K et 360 K environ.

La colle, par contre, est un matériau qui chauffe à cette gamme de contrainte, elle atteint 475 K : son coefficient d'effusivité et de conductivité très faible par rapport aux autres matériaux évitent la forte contribution de sa température sur l'évolution des échanges des flux thermiques à son interface. La température d'interface entre le matériau et la colle est très proche de celle du matériau. En effet, d'après l'Équation 3-6 du paragraphe 3.2.2.1, on a :

$$T_{Interface} = T_{matériau} - \frac{T_{matériau} - T_{colle}}{1 + \alpha}$$

Avec $\alpha \gg 1$ puisque l'effusivité de la colle est faible par rapport à celle des autres matériaux, on a donc $T_{Interface} \approx T_{Matériau}$.

Après ces informations, les échanges de flux thermique et l'influence des paramètres des différentes couches minces sont présentés dans l'étude numérique.

3.2.3.2 *Influence de la taille du maillage*

L'étude porte sur le paramètre de la température d'une maille du plomb à l'interface matériau/fenêtre (sans colle). Pour l'analyse de la taille du maillage, la discrétisation varie de 50 à 1000 mailles par millimètres à l'interface. La conduction thermique n'est pas prise en compte dans cet exemple.

Les valeurs et les profils temporels obtenus sont les mêmes avec différentes tailles de maillage pour la pression et la température (Figure 3-21).

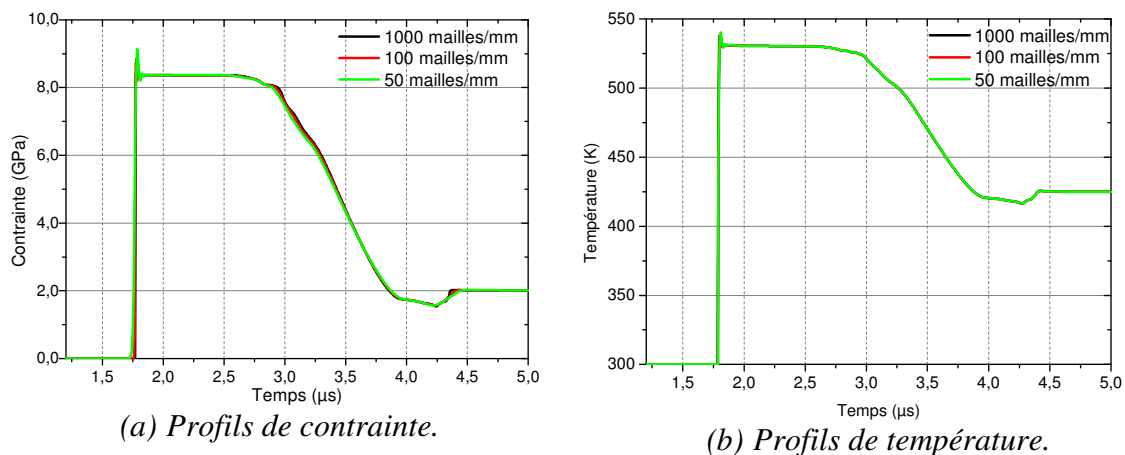


Figure 3-21 : Influence de la taille du maillage.

Les résultats ne dépendent donc pas de la taille de maillage au-delà de 50 mailles/mm. On remarque qu'il faudrait retravailler sur la pseudoviscosité pour éviter l'instabilité au front de choc pour les grandes tailles de mailles. Un maillage de 100 mailles par mm est suffisant pour reproduire correctement le front de choc dans notre étude.

3.2.3.3 *Influence de l'épaisseur de la couche de colle et de sa nature.*

La présence de la colle est nécessaire dans le cadre de nos expériences pour réaliser un contact mécanique parfait entre le matériau d'étude et la fenêtre en LiF. Ce premier calcul met en évidence l'influence d'une couche de colle sur la valeur de la température à l'interface.

La conduction thermique est introduite. Il s'agit de comparer les températures d'interface Pb/LiF et Pb/colle qui représentent les points visés par le pyromètre (la colle étant transparente sous choc) suivant les deux configurations (Figure 3-22).

Les contraintes aux deux interfaces sont équivalentes et d'environ 8 GPa (

Figure 3-23). La contrainte dans la colle atteint celle de l'interface Plomb/LiF par chocs-rechocs successifs (Figure 3-13). Du point de vue de la propagation des ondes mécaniques, cette épaisseur de colle n'a donc pas d'effet notable (paragraphe 3.1.1.2).

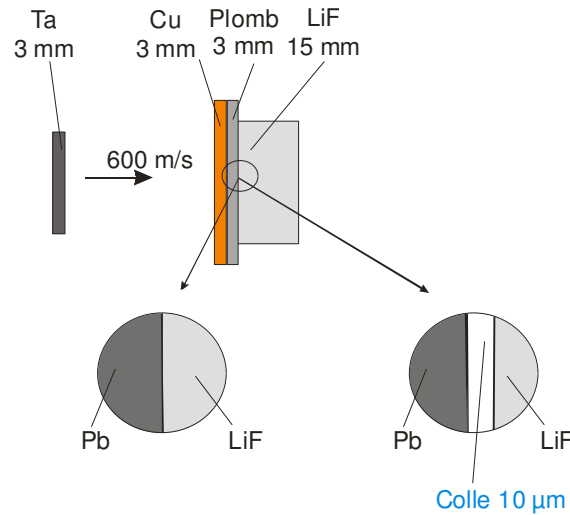


Figure 3-22 : Configuration de calcul pour étudier l'influence de la colle à l'interface.

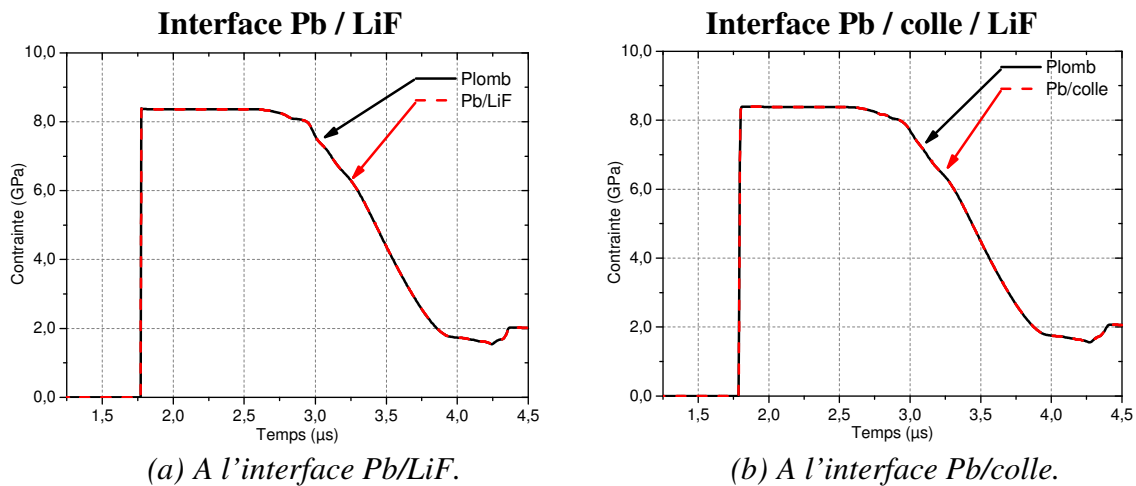


Figure 3-23 : Influence de la taille du maillage sur la contrainte.

Du point de vue thermique, la colle de conductivité thermique et d'effusivité très faible isole le matériau d'étude de la fenêtre. Comme cela a été montré dans les paragraphes 3.2.2.1 et 3.2.3.1, la température d'interface se rapproche du matériau ayant la plus grande effusivité thermique.

Les valeurs d'effusivité des matériaux de l'étude sont de $\xi_{plomb} \approx 7048$, $\xi_{LiF} \approx 7650$ et $\xi_{colle} \approx 400$. La température d'interface Plomb/colle est donc très proche de celle du plomb même si la colle chauffe sous choc (paragraphe 3.2.3.1), contrairement à la température d'interface Plomb/LiF qui est partagée entre celle du plomb et du LiF (Figure 3-24). La présence d'une couche de colle influence de manière évidente la température de l'interface par rapport à celle du matériau.

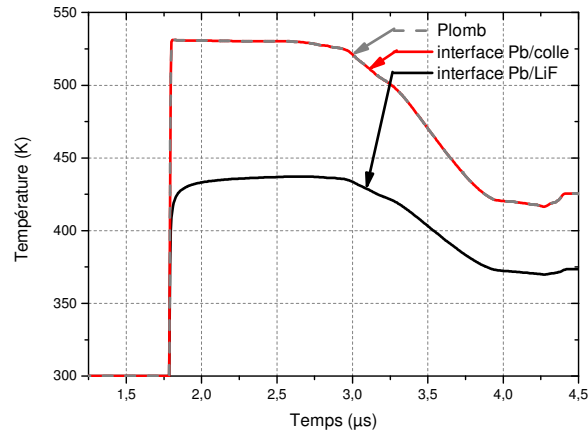


Figure 3-24 : Températures d'interface calculées avec et sans couche de colle.

La colle empêche aussi le refroidissement du matériau vers la fenêtre par sa propriété isolante constatée (Figure 3-24). Après mise en équilibre thermique, la température d'interface matériau/colle est celle de la température du matériau.

L'épaisseur de la colle n'a pas d'influence sur la température à l'interface matériau/colle puisque la valeur de l'effusivité ne dépend pas de l'épaisseur (Figure 3-25). La température de l'interface Pb/colle visée par le pyromètre est donc très proche (à moins de 1%) à celle du plomb. L'utilisation d'une couche de colle avec une très faible effusivité par rapport à celle du matériau étudié est donc très intéressante dans le cadre de la mesure de température.

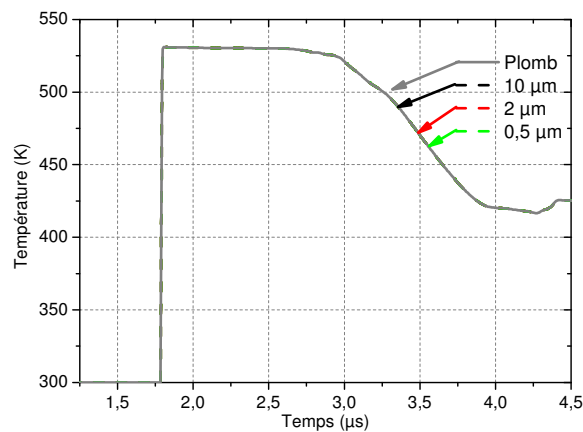


Figure 3-25 : Influence de l'épaisseur de colle sur la température d'interface Plomb/colle.

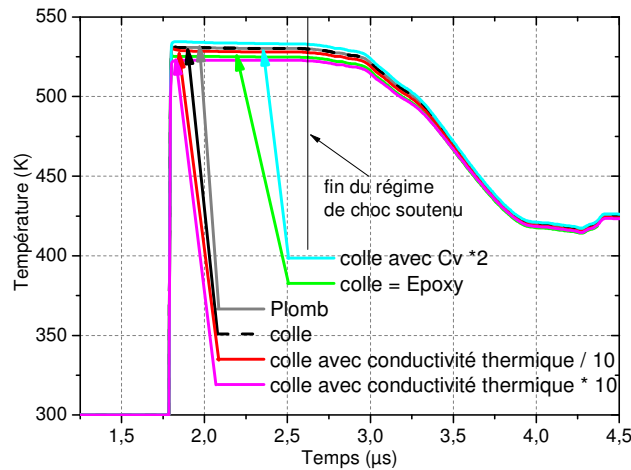


Figure 3-26 : Influence de la nature de la colle sur la température à l'interface Pb/colle.

Or, les valeurs des propriétés thermiques, choisies pour modéliser la colle, sont des valeurs statiques. On ne connaît pas leur évolution dans le domaine de pression de l'étude. Il s'agit donc ici de faire varier les paramètres de conductivité thermique ou de chaleur spécifique.

La Figure 3-26 présente les températures à l'interface Plomb/colle avec des paramètres de la colle comparés à la température du matériau Plomb.

La conductivité thermique choisie provient de la valeur indiquée par le fabricant de colle ($k_{\text{colle}} = 0.1 \text{ W/m}^2/\text{K}$). Ne la connaissant pas précisément sous contrainte, on a choisi de la faire varier entre 0.01 (valeur peu probable car trop faible pour une colle) et 1 pour vérifier son influence. Sa valeur influence peu la valeur et l'allure de la température d'interface. Plus sa valeur augmente, plus son effusivité augmente aussi et tend donc à éloigner la température de l'interface Pb/colle de celle du plomb. Cependant, l'écart pour $k_{\text{colle}} = 1 \text{ W/m}^2/\text{K}$ reste raisonnable (10 K d'écart).

La nature de la colle peut également se rapprocher de celle d'un époxy (Epon 828) dont les propriétés de polaires de choc sont connues (Marsch, 1980). La courbe associée à cette modélisation montre une allure de température d'interface similaire avec celle obtenue avec celle sélectionnée pour notre modélisation mais donnent des valeurs différentes (de l'ordre de 7 K d'écart) car l'effusivité de l'Epon 528 est supérieure.

La chaleur spécifique de la colle a été modifiée du C_v de référence (de 1356 J/kg/K mesurée à l'aide d'un calorimètre) à $2 * C_v$, valeur choisie arbitrairement. Les valeurs des températures d'interface diffèrent en moyenne de moins de 10 K.

De manière générale, la méconnaissance des propriétés thermiques de la colle ne fait pas évoluer sensiblement la valeur de la température d'interface par rapport à celle du matériau : les écarts calculés demeurent faibles de l'ordre de 10 K lors du choc soutenu.

Finalement, la colle présente deux avantages majeurs : obtenir un contact parfait entre le matériau et la fenêtre et maintenir la température d'interface proche de celle du matériau d'étude.

3.2.3.4 Influence d'une couche émissive composée de carbone

Dans le paragraphe 3.2.3.3, les avantages d'une couche de colle ont été exposés et en particulier, celui d'éviter le refroidissement du matériau dans la fenêtre en l'isolant thermiquement. La température à l'interface matériau/colle, interface visée par le pyromètre, est très proche de la température du matériau. Cependant, expérimentalement, cette surface visée présente une émissivité inconnue qui va entretenir l'incertitude sur la température d'interface mesurée (chapitres 1 et 2).

L'utilisation d'une couche émissive (nommée CE par la suite) à l'interface devrait réduire expérimentalement l'incertitude sur la température d'interface en améliorant la connaissance de l'émissivité de la surface visée.

Pour comprendre les transferts thermiques à cette interface, les configurations pour l'étude numérique sont les suivantes (Figure 3-27) :

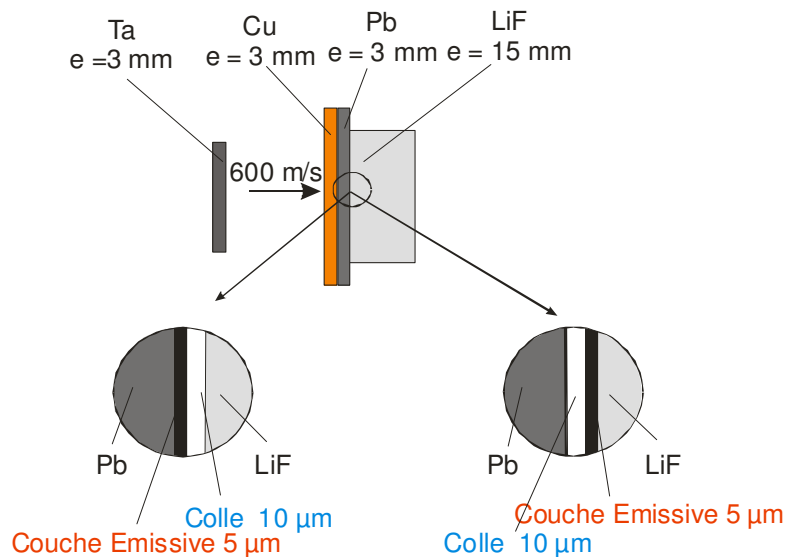


Figure 3-27 : Configuration de calcul « influence de la couche émissive à l'interface ».

Dans chaque cas de calcul, la pression et la température dans le plomb sont présentées.

Les résultats de la contrainte et de la température d'interface en fonction de la configuration étudiée sont exposés (Figure 3-28 et Figure 3-29). On analyse en particulier deux interfaces :

- celle du matériau avec la première couche qui lui est apposée (soit Pb/CE, soit Pb/colle),
- celle visée par le pyromètre qui correspond à la surface de la CE (soit CE/colle, soit CE/LiF).

Du point de vue de la propagation des ondes mécaniques, cette épaisseur de CE n'a donc pas d'effet (paragraphe 3.1.1.2). Au niveau des températures obtenues, les résultats sont présentés sur la Figure 3-29.

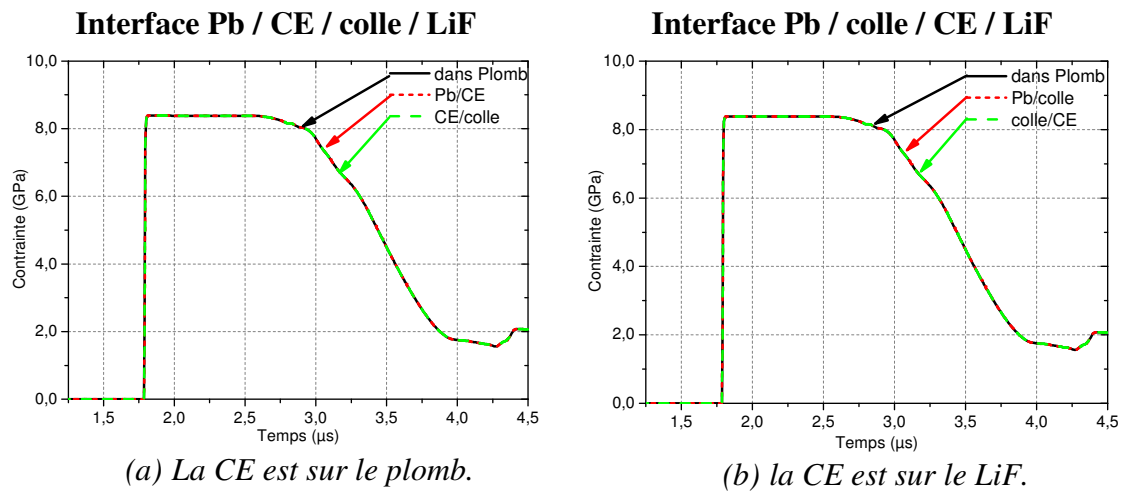


Figure 3-28 : Influence de la présence d'une couche émissive (CE) sur la contrainte.

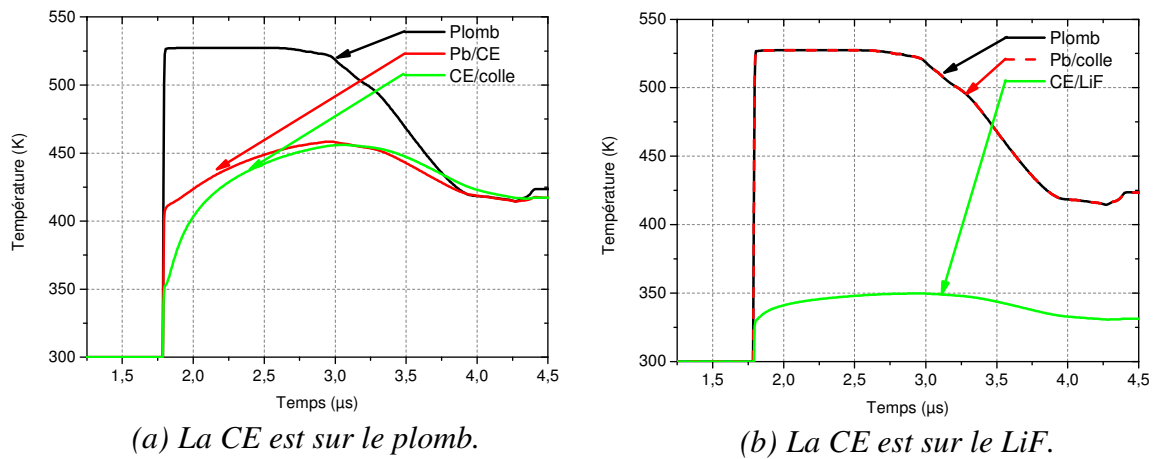


Figure 3-29 : Influence de la présence d'une couche émissive (CE) sur la température.

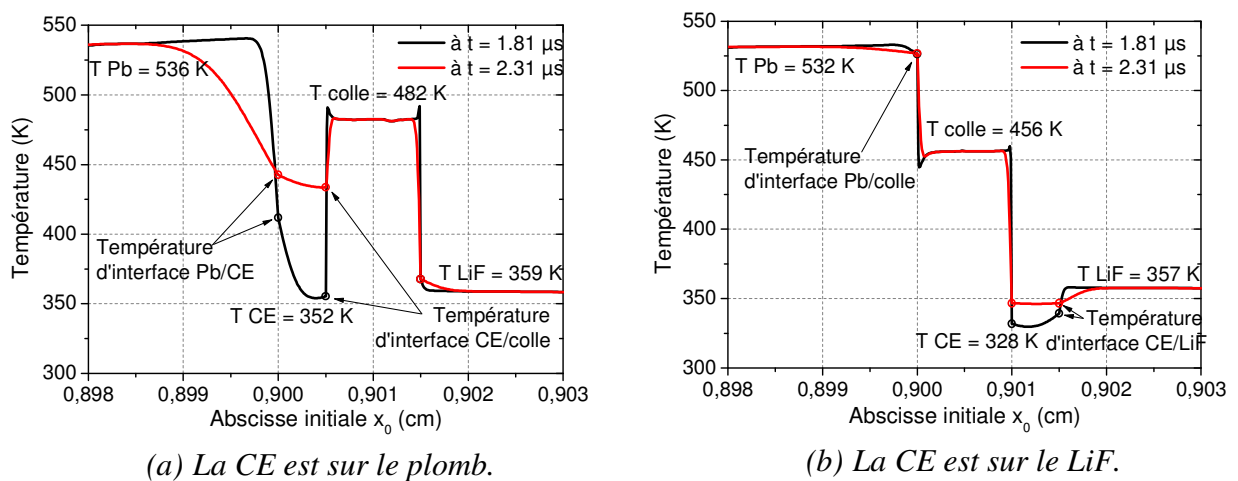


Figure 3-30 : Evolution de la température au sein des différents matériaux.

Lorsque la CE est sur le plomb (Figure 3-29 a), la température à l'interface Pb/CE et CE/colle tendent à être identique après avoir atteint un équilibre thermique au bout d'1 μ s. En effet :

- le transfert thermique au sein de la couche émissive est rapide grâce à la bonne conductivité thermique du graphite (Figure 3-30 a),
- le caractère isolant et la faible effusivité de la couche de colle permet un excellent transfert thermique au sein de la couche émissive en évitant le refroidissement de la CE qui est donc alimenté par le flux thermique du matériau.

Néanmoins, on remarque que la température de l'interface CE/colle (interface qui matérialise la visée du pyromètre) est très éloignée de celle de la température du matériau. La CE ayant une température faible sous choc et une effusivité supérieure à celle du plomb, la température au sein de la couche reste différente de celle du matériau (Figure 3-30 b) sur la durée de l'expérience.

Lorsque la CE est sur le LiF (Figure 3-29 b), la température à l'interface CE/LiF (qui matérialise la surface visée par le pyromètre) ne correspond pas à celle du matériau. En effet, la colle placée entre le matériau et la CE les isole thermiquement. Aucun transfert thermique ne peut se faire entre le plomb et la CE (Figure 3-30 b).

Dans cette analyse, la conductivité thermique de la couche émissive a été fixée à la valeur à pression ambiante de celle du graphite : il est probable que ce ne soit pas sa valeur réelle, il faut donc évaluer son influence.

3.2.3.5 Influence de la conductivité thermique de la couche de carbone

La présence d'une couche émissive influence la température à l'interface (paragraphe 3.2.3.4). Or, les valeurs des propriétés thermiques, utilisées pour la CE équivalente à du graphite, sont des valeurs statiques. On ne connaît pas leur évolution dans le domaine de pression de l'étude. Il s'agit donc ici de faire varier les paramètres de conductivité thermique. Nous avons donc appliqué des coefficients de 1/10 et 1/100 à la conductivité de la CE pour vérifier l'influence de cette valeur sur la température calculée.

La configuration utilisée pour le calcul est représentée sur la Figure 3-31.

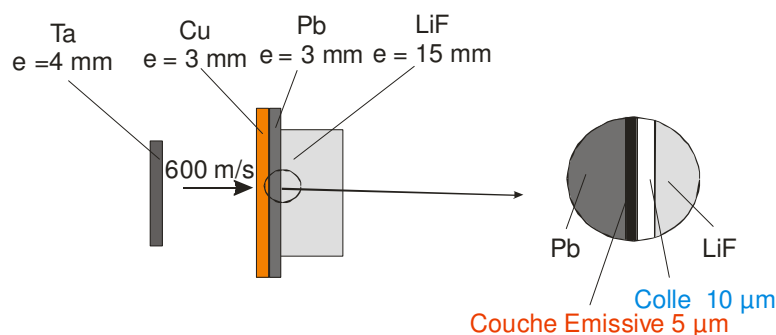


Figure 3-31 : Configuration de calcul pour montrer l'influence de la conductivité thermique de la couche émissive.

Deux températures d'interface sont analysées en fonction de la valeur de k pour la CE :

- la température d'interface Pb/CE,
- et celle qui matérialise la visée du pyromètre à l'interface CE/colle.

On remarque qu'en dégradant la valeur de la conductivité thermique de la CE, on rapproche la température d'interface matériau/CE de la température du matériau puisque l'effusivité de la CE baisse. La CE se comporte comme la colle : elle isole le matériau (Figure 3-32). L'effusivité de la CE diminuant, la température de l'interface Pb/CE se rapproche de celle du Pb.

Mais, contrairement à la colle, la couche émissive n'est pas transparente et l'interface de mesure correspond à celle de la CE et de la colle. Baisser la conductivité de la CE empêche le transfert thermique dans la CE et donc la température d'interface CE/colle diverge de plus en plus de la valeur de la température du matériau. (Figure 3-32).

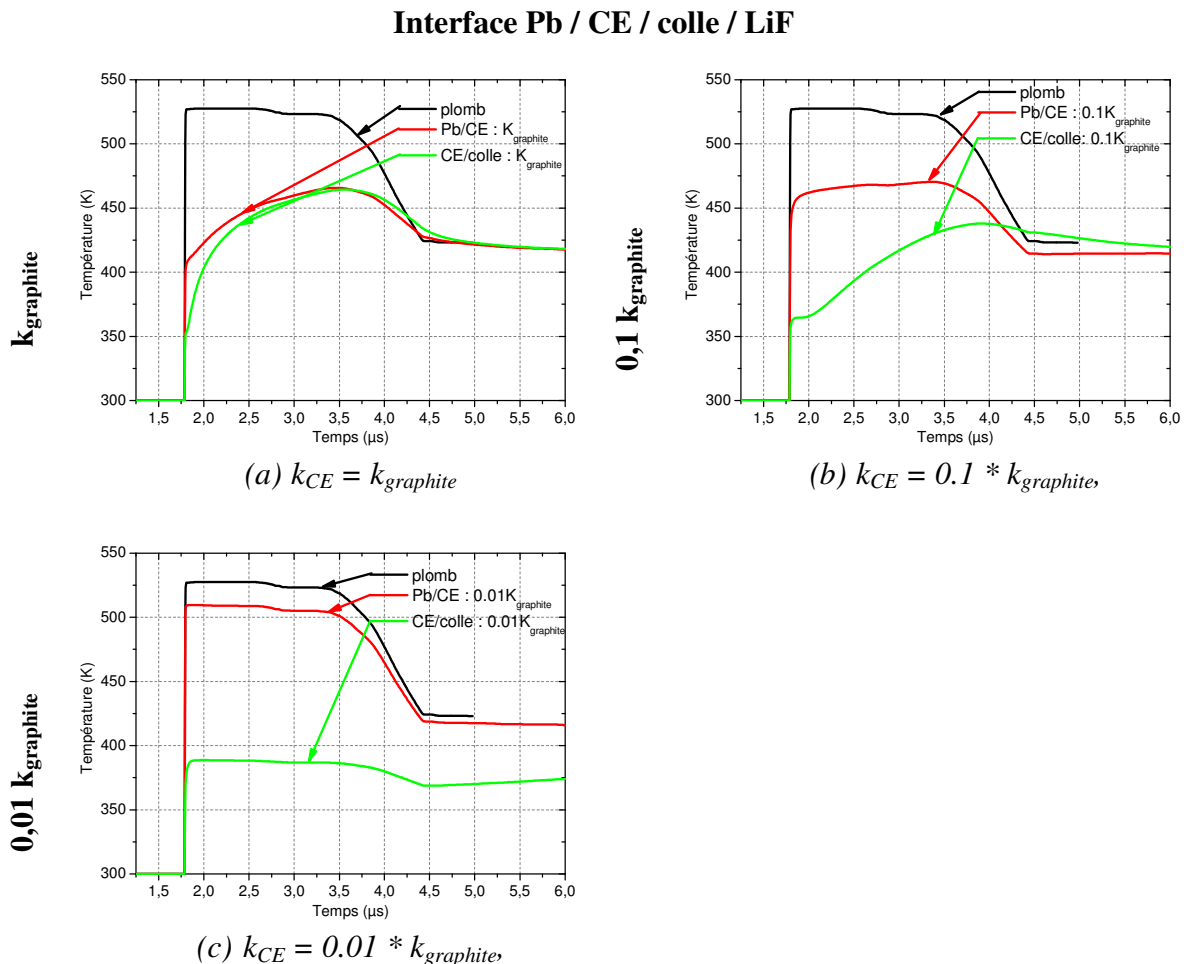


Figure 3-32 : Influence de la conductivité thermique de la CE sur la température.

On peut également vérifier l'influence de la conductivité thermique du graphite issue de la table SESAME (paragraphe 3.2.2.3).

Quels que soient les modèles de conductivité thermique choisies pour le graphite (TAPP ou SESAME), l'allure et les valeurs de température d'interface obtenues sont similaires (Figure 3-33).

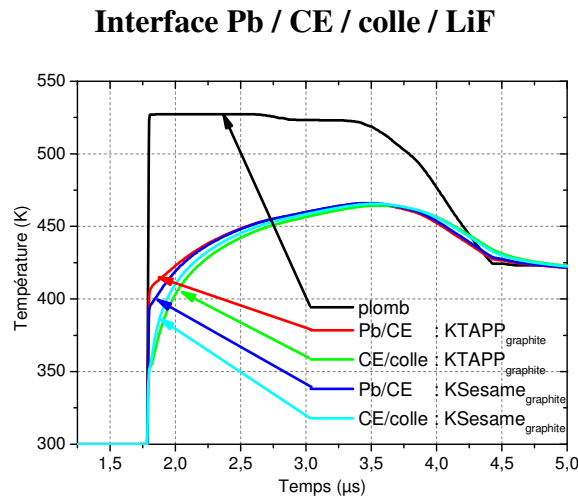


Figure 3-33 : Comparaison des températures d'interface pour des valeurs de conductivité thermique issues de TAPP ou de la table SESAME pour la CE.

Les valeurs et profils des températures de la couche émissive sont différents de celle du matériau cible. Cette couche émissive, placée sur le matériau, permet d'obtenir à 10% près la température calculée du matériau après sa mise à l'équilibre thermique lors du choc soutenu.

3.2.3.6 Bilan de cette étude numérique

Par l'intermédiaire de cette étude, nous avons montré que la colle joue un rôle très intéressant dans le cadre de la mesure de température du matériau sous choc : elle permet un contact mécanique parfait (évitant des phénomènes de parasites de la mesure) et d'un point de vue thermique donne une température d'interface matériau/colle semblable à quelques degrés près à celle du matériau cible. Les faibles effusivité et conductivité thermique de la colle sont à l'origine de cet avantage. Néanmoins, la simulation numérique a montré que la colle chauffait sous choc. Cela n'a pas d'influence sur la mesure si la colle reste transparente sous choc et si elle n'émet pas. Cela nécessite de vérifier expérimentalement les propriétés optiques de la colle.

Même si la température du point visé par le pyromètre est celle du matériau lorsque l'interface est uniquement composée de colle, la méconnaissance de l'émissivité de la surface matériau/colle entraîne trop d'incertitude (de l'ordre de 20 % pour des températures inférieures à 2000 K). C'est pourquoi, l'utilisation d'une couche émissive est un moyen de s'affranchir de la méconnaissance de l'émissivité. Les premiers résultats obtenus par simulation numérique montrent que la température de cette couche émissive placée sur le

matériau est raisonnablement différente de celle du matériau (de l'ordre de 10 %) et que son profil est influencé par la conduction thermique et par ses propriétés thermiques.

De plus, cette couche émissive ne peut être placée sur le matériau fenêtre : aucune propagation de chaleur entre le matériau et la couche émissive n'est possible par conduction thermique.

L'utilisation de la couche émissive résulte donc d'un compromis : si la couche émissive permet d'obtenir expérimentalement une température d'interface CE/colle avec une excellente précision et si les transferts thermiques sont identifiés, elle reste un moyen très intéressant pour déterminer la température du matériau même si la température d'interface reste éloignée de celle du matériau.

L'analyse numérique des transferts thermiques par conduction à l'interface avec une couche émissive permet d'appréhender les résultats expérimentaux qui font l'objet du chapitre suivant. Ces essais sont nécessaires pour identifier l'origine du flux thermique mesuré par le pyromètre à l'interface du matériau et de la fenêtre composée de plusieurs fines couches de natures différentes.

3.3 Conclusion

Des moyens expérimentaux spécifiques, le lanceur Pyrène ou les moyens de diagnostics de mesure de vitesse (par VISAR ou IDF) sont utilisés pour que le pyromètre optique réponde aux performances exigées et aident à la vérification du bon déroulement des essais.

Le dimensionnement et l'intérêt de deux types de configurations ont été exposés. Par l'intermédiaire de l'utilisation de deux matériaux d'étude différents, le cuivre et le plomb qui présentent des propriétés thermiques différentes. Les objectifs sont :

- d'une part, de valider la faisabilité de la mesure aux basses températures en générant des températures d'interface différentes,
- d'autre part, d'analyser les transferts thermiques dans les couches minces en faisant varier les configurations d'interface (présence de colle ou de dépôts émissifs).

La simulation numérique a mis en évidence l'intérêt d'utiliser une couche de colle pour donner la température du matériau adjacent. Par sa faible effusivité, elle donne donc accès à la température du matériau. Néanmoins, expérimentalement, la méconnaissance de l'émissivité de la surface entraîne une incertitude trop grande sur la température du matériau.

L'utilisation de la couche émissive donne une température, certes éloignée de la température du matériau (à 10 % près), mais si elle est précise permet de déduire la température du matériau par un calcul de conduction thermique.

L'étude expérimentale est néanmoins nécessaire pour confronter les résultats issus de la simulation numérique et d'identifier les flux thermiques issus de l'interface entre le matériau et la fenêtre.

Chapitre 4: Présentation et analyse des résultats

Ce chapitre présente l'étude expérimentale et son analyse dont les objectifs principaux sont de :

- valider l'utilisation d'un pyromètre optique infrarouge spécifique associé à des moyens expérimentaux spécifiques pour répondre aux exigences de détection de basses températures (de 350 à 1000 K) à l'interface d'un matériau et d'une fenêtre en LiF dans le cadre de phénomènes rapides par impact de plaques,
- mettre en évidence la précision obtenue sur la température mesurée par l'utilisation d'un dépôt émissif à l'interface,
- identifier l'origine du rayonnement à l'interface entre le matériau et la fenêtre collecté par le pyromètre par comparaison avec les résultats obtenus par l'étude numérique précédente.

La première partie de ce chapitre présente la démarche pour accéder aux informations essentielles pour la compréhension des phénomènes thermiques et mécaniques se déroulant à l'interface. Elle récapitule les différentes configurations d'essais qui aident à la mise au point de la cible et de la chaîne de mesure, et surtout elle présente les choix stratégiques pour analyser et comprendre les phénomènes physiques.

Ensuite, l'exploitation des résultats fait l'objet des parties suivantes.

L'optimisation de la configuration expérimentale fait l'objet de la deuxième partie avec l'étude en particulier du collage et de l'état de la cible. Les troisième et quatrième parties concernent la connaissance de l'origine du flux thermique mesuré et l'analyse des transferts thermiques au sein de l'interface constituée soit d'une unique couche de colle, soit d'une couche de colle et d'une couche émissive constituée de peinture graphitée. Les températures aux interfaces déterminées expérimentalement sont confrontées aux valeurs théoriques de l'étude numérique précédente. L'analyse effectuée s'appuie sur les deux configurations standards, elle permet de conclure sur le mode de transfert thermique à l'interface et sur l'utilisation non concluante de la peinture graphitée en tant que dépôt émissif.

Finalement, une étude numérique déduite des précédentes conclusions permet de caractériser et de sélectionner des nouveaux dépôts, tels que le DLC et le ReSi₂. Elle est ensuite confrontée à une étude expérimentale validant l'utilisation de dépôt en ReSi₂ qui démontre l'application prometteuse des dépôts émissifs pour obtenir des températures d'interface répondant aux critères de précision exigés.

4.1 Configuration et choix stratégiques des expérimentations.

Une sélection d'essais effectués au cours de cette étude est récapitulée dans le Tableau 4-1 : leurs configurations y sont rappelées ainsi que leurs objectifs. Les résultats expérimentaux de ces essais sont exploités dans les prochains paragraphes.

Les premiers essais de (Pyr01 à Pyr07) représentent un travail de conception de la cible (collage à l'interface et état de la cible). Ils sont indispensables pour confirmer que le pyromètre détecte uniquement le flux émis par l'interface matériau/fenêtre et non une lumière parasite provenant d'une éventuelle mauvaise conception de l'édifice.

L'essai Pyr08 a permis de confirmer expérimentalement le bon dimensionnement de la configuration pour obtenir une mesure de choc soutenu lors d'un écoulement unidimensionnel à l'aide du double diagnostic vitesse-température (paragraphe 3.1.2).

Ces expérimentations préliminaires ont permis la mise au point expérimentale de la chaîne de mesure.

L'étude numérique précédente (paragraphe 3.2) a aidé à appréhender l'évolution de la température et à évaluer la température de l'interface visée par le pyromètre par rapport à celle du matériau dans le cas de transfert thermique par conduction. Les essais Pyr04, Pyr09 à Pyr13 sont dédiés à la confrontation des résultats expérimentaux et des résultats théoriques.

A l'aide des configurations types présentées au paragraphe 3.1.1 avec les deux matériaux cuivre et plomb, l'exploitation des résultats en température à l'interface constituée uniquement de colle permettra d'analyser les propriétés optiques de la colle ainsi que la précision de la température mesurée. C'est l'objet des essais Pyr04 et Pyr10.

La présence d'une couche émissive de peinture graphitée à l'interface met en évidence une augmentation du flux émis à l'interface. Par conséquent, la précision de la température est améliorée (essais Pyr03, Pyr10 et Pyr11). L'objectif des essais Pyr09 à Pyr13 est d'évaluer les capacités de cette peinture à améliorer l'émissivité de la surface tout en vérifiant l'origine du flux collecté. Les résultats expérimentaux et théoriques sont alors comparés afin de mettre en évidence la participation éventuelle d'autres modes de transfert thermique, par rayonnement par exemple.

D'autres types de dépôts sélectionnés en s'appuyant sur une étude numérique sont évalués au cours des Pyr14, Pyr15 et Pyr16 où leurs avantages et inconvénients sont présentés.

L'ensemble des essais sont analysés lors de la phase de choc soutenu en écoulement unidimensionnel.

Le Tableau 4-1 résume l'ensemble des configurations d'interface des différentes cibles. On rappelle qu'une fenêtre enclume en LiF de diamètre 35 mm et 15 mm d'épaisseur est accolée à l'ensemble des cibles de tous les essais.

Tableau 4-1 : Tableau de synthèse de l'ensemble des essais réalisés.

N° essai	V_p (m/s) \pm 6 (m/s)	Impacteur Ta (mm)	Plaque de transfert Cu (mm)	Matériau cible (mm)	CE1	Colle	LiF	CE2	Colle	Mesure vitesse	Objectif
Pyr01	600	3.000	2.996	Pb (3.017)	5 μ m	9 μ m	-	-	-	-	Mise au point – présence de bulles d'air
Pyr02	570	2.954	3.012	Pb (2.965)	5 μ m	7 μ m	-	-	-	-	Mise au point – décollement de l'interface
Pyr03	586	2.954	2.999	Pb (2.910)	7 μ m	6 μ m	-	-	-	-	Mise au point – essai de référence + étude effet de la peinture émissive
Pyr04	637	2.927	2.994	Cu (2.981)	-	3 μ m	-	-	-	-	Mise au point – Effet de la rugosité Ra=0.01
Pyr05	639	2.932	3.015	Cu (2.997)	-	5 μ m	-	-	-	-	Mise au point – Effet de la rugosité sablage
Pyr06	597	2.955	3.070	Pb (3.070)	-	UV 4 μ m	-	-	-	-	Mise au point – test de la colle de référence UV326
Pyr07	581	2.950	3.003	Pb (4.120)	-	9 μ m	-	-	-	-	Mise au point – test de la colle
Pyr08	606	2.910	2.987	Pb (3.100)	-	3 μ m	-	-	-	VISAR	Mise au point double diagnostic – température/vitesse
Pyr09	654	2.930	3.014	Cu (3.016)	8 μ m	5 μ m	-	-	-	-	Mise au point – Etude effet de la peinture émissive
Pyr10	602	3.958	3.005	Pb (3.110)	-	6 μ m	-	-	-	-	Etude conduction colle + effet de la peinture émissive
Pyr11	585	3.960	3.004	Pb (3.100)	-	5 μ m	-	10 μ m	-	-	Etude effet de la peinture émissive
Pyr12	633	2.920	2.977	Cu (2.992)	-	5 μ m	1.942	7 μ m	5 μ m	IDF	Etude transfert radiatif
Pyr13	600	2.929	2.976	Pb (4.123)	-	6 μ m	2.039	6 μ m	6 μ m	IDF	Etude transfert radiatif
Pyr14	629	2.925	2.978	Cu (3.002)	2 μ m	3 μ m	-	-	-	IDF	Etude dépôt DLC
Pyr15	603	3.927	2.999	Pb (3.120)	1 μ m	3 μ m	-	-	-	IDF	Etude dépôt ReSi ₂
Pyr16	601	3.940	2.997	Pb (3.000)	0.5 μ m	3 μ m	-	-	-	IDF	Etude dépôt ReSi ₂

Remarque : par souci de clarté, la voie 1 du pyromètre qui est la plus bruitée est présentée avec un lissage haute fréquence de 100 MHz (méthode Butterworth) lors de l'exploitation des signaux.

4.2 Optimisation de la configuration expérimentale.

Avant de réaliser des essais effectifs avec le pyromètre adapté aux mesures de faibles températures, plusieurs problèmes ont été rencontrés et résolus. Cette partie est dédiée à la présentation des principales difficultés identifiées et à l'influence de certains paramètres de la configuration expérimentale afin de s'assurer de la fiabilité et de la reproductibilité des mesures. En effet, la principale contrainte en mesure de température par pyrométrie optique est de collecter le flux thermique issu de l'interface matériau/LiF et uniquement ce flux. Il s'agit donc de masquer les sources de lumières parasites classiquement observées sous choc.

Pour ces essais, seules les courbes de luminances sont présentées et calculées à partir des signaux de tensions délivrés par les voies du pyromètre et des coefficients d'étalonnage établis avant l'essai. Les températures de luminance ne sont pas pour l'instant calculées. En effet, elles n'ont aucune réalité physique. Le flux collecté ne provient pas uniquement du flux thermique émis par le matériau sollicité mais aussi de rayonnements parasites non quantifiables.

L'ensemble des résultats présentés ci-après ne sont dépouillés que de manière qualitative : dans ce paragraphe, la chronologie et les niveaux des signaux ne sont pas détaillés, ils ne font pas l'objet d'une étude particulière.

4.2.1 Influence du collage à l'interface matériau/LiF

Pour mettre en évidence les problèmes liés au collage de l'interface du matériau d'étude en plomb et de la fenêtre en LiF, nous présentons l'expérience Pyr03 qui fournit un signal pyrométrique de référence sans parasite.

La configuration de l'essai est celle décrite sur la Figure 4-1.

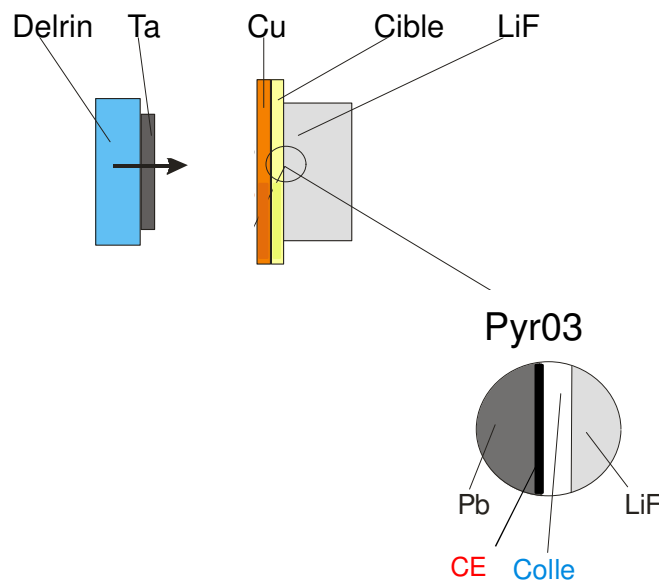


Figure 4-1 : Configuration de l'essai Pyr03.

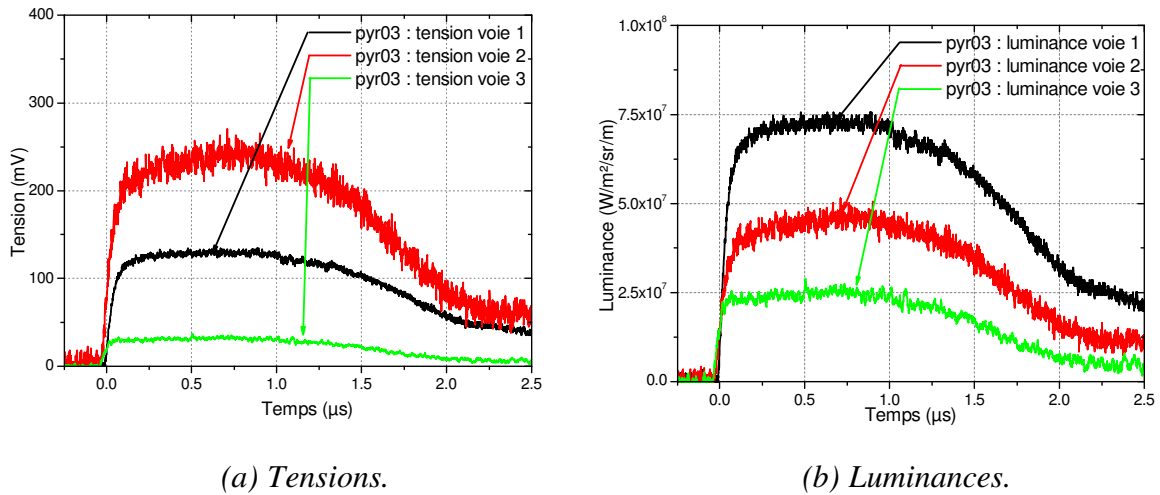


Figure 4-2 : Signaux issus des voies du pyromètre pour l'essai Pyr03.

Dans un premier temps, les signaux obtenus sont décrits de manière qualitative. Il s'agit dans ce chapitre de mettre en évidence les anomalies de lumière parasite.

Les tensions et luminances de l'essai Pyr03 présentent une montée du flux détecté au moment du débouché du choc à l'interface puis un plateau de moins d'1 μs (

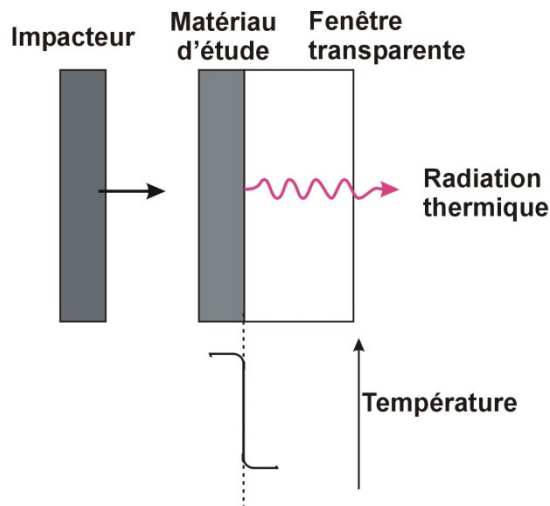
Figure 4-2).

La description en détail du profil temporel de cet essai n'est pas analysée ici. Il s'agit seulement d'observer les premiers instants des signaux du pyromètre pour mettre en évidence d'éventuels défauts de l'interface qui ont été observés par Urtiew et Grover (1974 et 1977) ou encore Ahrens (1990), lors des premières mesures de température sous choc.

Les mesures de température issues des travaux de Urtiew et Grover (1974 et 1977) et en partie de Ahrens (1990) s'effectuaient à l'interface matériau/fenêtre : le montage cible/fenêtre était réalisé sans colle, une excellente planéité du matériau et de la fenêtre devait permettre d'assurer leur assemblage en les appliquant l'un contre l'autre.

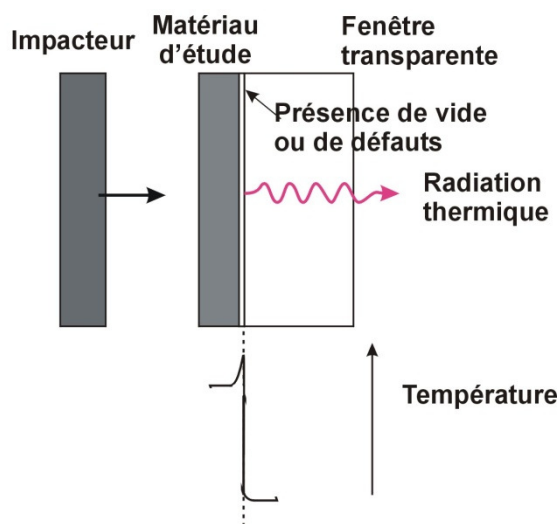
Or, les mesures présentaient pour la plupart un pic au débouché du choc à l'interface matériau/fenêtre. L'interprétation des auteurs explique que l'apparition de ce pic est causée lorsque l'onde de choc atteint un espace de vide : dans le cas de ces premières expériences, il s'agissait de faibles défauts de planéité inhérents à l'assemblage du matériau et du LiF.

La Figure 4-3 donne une représentation de la formation du pic à l'interface en cas de présence de vide d'air.



(a)

Un contact idéal à l'interface matériau/fenêtre permet d'atteindre une valeur correcte de la température à l'interface comme on a pu le voir dans l'essai Pyr03.



(b)

Un contact non idéal à l'interface matériau/fenêtre présentant des défauts ou un vide d'air du au collage provoque une élévation du flux émis à l'interface et perturbe la mesure.

Figure 4-3 : Représentation de la mesure de la température à l'interface matériau/fenêtre.

Ahrens interprète l'origine de ce pic par deux phénomènes couplés à l'interface matériau/fenêtre :

- une détente jusqu'à contrainte nulle et un re-choc dans le matériau se produisent. Proche de l'interface, ce double choc dans le matériau provoque une température plus élevée que celle attendue lorsque l'interface est sans défaut,
- et un phénomène d'ionisation de l'air dans le vide occasionne également une élévation du flux lumineux parasitant le flux thermique issu de l'interface.

En réalisant des assemblages collés, on pensait éliminer ce problème de lumière parasite. Mais plusieurs études récentes avec assemblage collé (Partouche 2002, Poulsen 2000) ont mis en évidence des problèmes liés au collage de l'interface matériau d'étude et de la fenêtre. Un pic de flux lumineux peut apparaître sur les signaux. Il s'explique également par la présence de vide qui peut être causée par :

- la présence de bulles d'air piégées dans la colle qui provoque une ionisation de l'air au moment du passage du choc comme nous allons le voir pour l'essai Pyr01,
- un décollement de l'interface comme le montre l'essai Pyr02. L'effet de la rugosité peut entraîner un mauvais écoulement de la colle dans les défauts et une mauvaise adhérence des éléments à coller.

Au CEG, ce phénomène parasite a également été observé. Les essais Pyr01 et Pyr02 comparables à la configuration de l'essai de référence Pyr03 montrent des profils de tension et de luminance dont le front est perturbé par un important pic parasite (Figure 4-6). On remarque également que certains détecteurs présentent une saturation (la voie 2 pour l'essai Pyr01 et la voie pour l'essai Pyr02) : le signal du détecteur a dépassé l'amplitude de mesure de l'oscilloscope (lié au choix du calibre de l'oscilloscope).

Pour l'essai Pyr01, de fines bulles étaient présentes à l'interface. Elles peuvent être observées à la loupe mais ne sont pas visibles à l'œil nu (Figure 4-4). Le rayonnement thermique issu de l'interface a donc été parasité par un rayonnement lumineux au moment du débouché du choc en surface qui s'est traduit par un pic.

Il peut également arriver que la fenêtre en LiF se décolle partiellement : l'air pénètre à l'interface et s'ionise au passage du choc, une forte quantité de lumière parasite est alors émise (Partouche 1998, Blanco 2002). Comme on le remarque sur la photographie de la Figure 4-5 de l'essai Pyr02, le centre de la cible présente une tâche blanche caractéristique d'un décollement de l'interface.

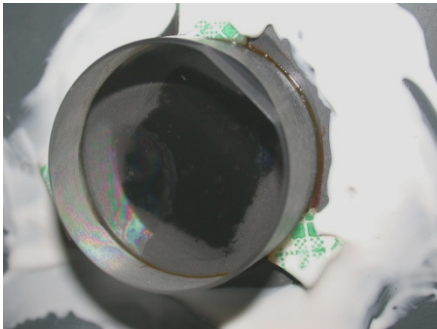


Figure 4-4 : Présence de bulles à l'interface - essai Pyr01.

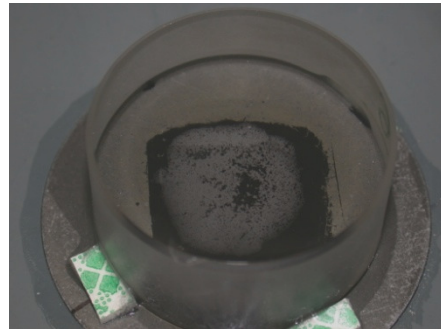


Figure 4-5 : Décollement de l'interface - essai Pyr02.

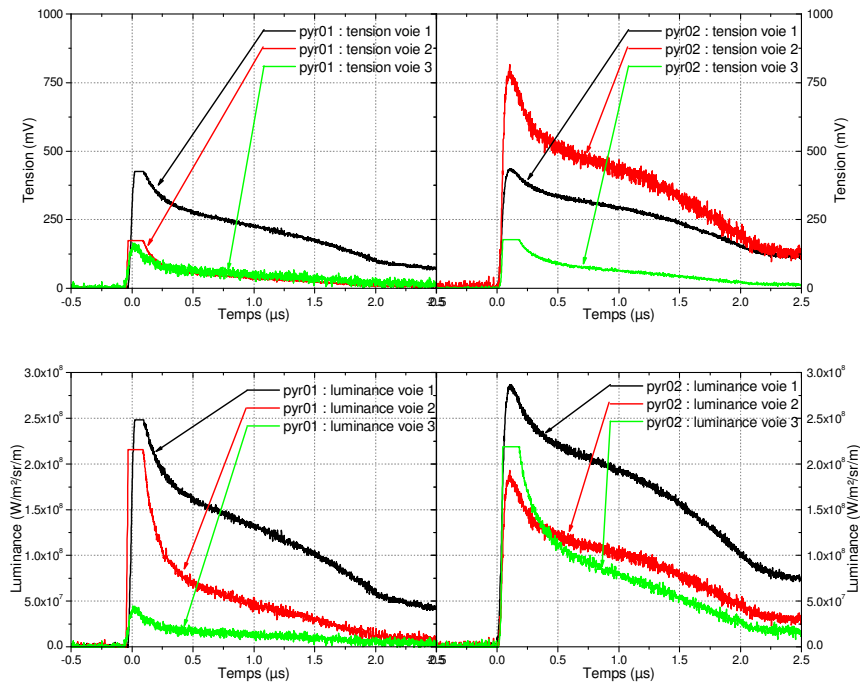


Figure 4-6 : Comparaison des signaux de tension et de luminance des essais Pyr01 et Pyr02.

Les signaux obtenus (Figure 4-6) lors de ces deux essais parasités sont donc très différents de ceux obtenus lors de l'essai de référence Pyr03. Ils ne peuvent être exploités pour obtenir la température du matériau puisqu'un autre flux parasite non quantifiable s'ajoute au flux émis par le matériau. Ce pic de flux masque la température vraie de l'interface.

Ce problème de parasite lumineux à l'interface peut être éliminé par une préparation minutieuse de l'échantillon cible. Une procédure de collage a été mise au point afin d'éviter la présence de bulles perturbant la mesure. Un dégazage de la colle est indispensable. De plus, un soin particulier est apporté lors du collage ; la fenêtre en LiF est déposée délicatement sur une goutte de colle placée sur le matériau d'étude de manière à faire fluer la colle de manière homogène à l'interface.

4.2.2 Effet de la rugosité

Il s'agit, dans ce paragraphe, de montrer l'influence de la rugosité sur l'émissivité ou sur l'hétérogénéité de température de surface et donc la nécessité d'avoir une surface sans défaut et la plus lisse possible.

L'essai Pyr04 a été réalisé avec une cible en cuivre polie de rugosité $R_a = 0,01 \mu\text{m}$, celle de l'essai Pyr05 est un cuivre sablé de $R_a = 0,80 \mu\text{m}$. Ces deux expériences sont strictement identiques au niveau de la configuration et de la contrainte de sollicitation (Figure 4-7).

La comparaison de ces deux essais montre l'augmentation des niveaux de flux détectés en fonction de la rugosité (Figure 4-8 et Figure 4-9) également constatée dans les travaux de Costeraste (1986) et de Seifter (2006). Cette augmentation peut être l'effet :

- d'une augmentation du niveau de l'émissivité (chapitre 1),
- d'une apparition de points chauds (généralement aux endroits où se concentrent les défauts).

Ces deux effets augmentent considérablement le niveau du flux thermique détecté avec pourtant la même température de la cible (cible en cuivre sous la même contrainte).

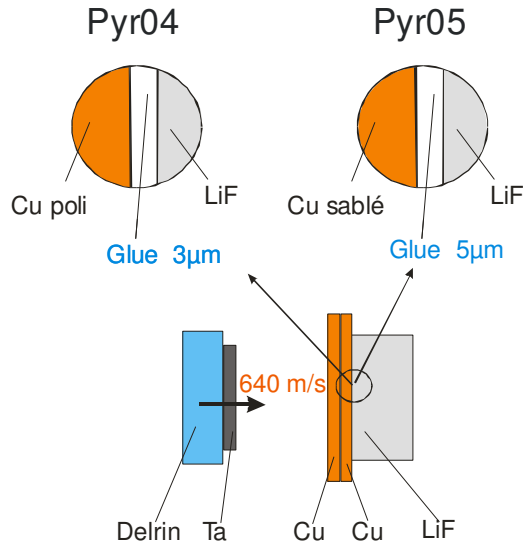


Figure 4-7 : Essais « Influence de la rugosité de la cible ».

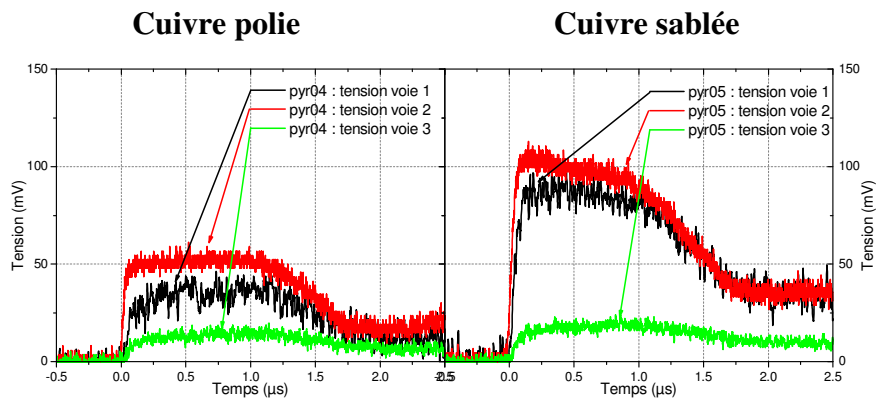


Figure 4-8 : Comparaison des signaux de tension des essais Pyr04 et Pyr05.

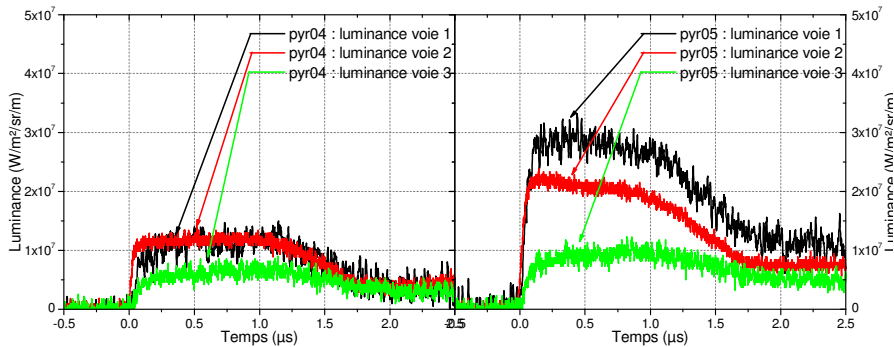


Figure 4-9 : Comparaison des signaux de luminance des essais Pyr04 et Pyr05.

Mesurer le flux thermique issu de la surface sous contrainte et uniquement ce flux nécessite donc de s'affranchir de problèmes inhérents à l'état de surface. La surface doit être la plus propre et lisse possible.

Les résultats en luminance de ces deux essais (Figure 4-9) montrent que l'utilisation d'une cible dont la surface présente des défauts permet de détecter plus de flux thermique par rapport à celui émis par une cible polie à la même température. Cela pourrait être un principe intéressant pour mesurer de faibles températures : par une dégradation préalable contrôlée de la surface visée, le flux émis est augmenté. Mais un tel procédé conduirait à augmenter artificiellement la température mesurée dans des proportions qui ne sont pas maîtrisées. De plus, cette température nominale risque d'être majorée par la présence de points chauds.

4.2.3 Nature de la colle

Les colles UV Loctite 326 et 358 sont les colles de références utilisées en pyrométrie optique. Leurs transparences ont été testées et démontrées jusqu'à des niveaux de contrainte de 35 GPa (Héreil et Mabire, 2001). Cependant, ces colles présentent quelques inconvénients : elles polymérisent sous UV et ne peuvent être dégazées avant collage, des bulles peuvent donc subsister et provoquer des parasites lumineux lors du débouché du choc à l'interface.

La colle Araldite AY103 présente des avantages par rapport aux deux autres colles testées :

- elle présente un coefficient de viscosité plus faible,
- elle peut être dégazée simplement sous vide,
- elle est adaptée aux collages de tous types de matériaux (verre, céramique et métaux),
- elle a un indice optique proche de celui du verre.

Les mesures réalisées au CEP Arcueil montrent que les propriétés de transmission spectrale de cette colle sont appropriées à nos essais. En effet, la transmission sur l'ensemble de la bande spectrale vue par le pyromètre est supérieure à 95%.

Une colle de référence et la nouvelle colle ont été comparées à travers deux expériences strictement identiques au niveau de la configuration et de la contrainte de sollicitation : pour l'essai Pyr06, la colle utilisée est la colle UV 326 de référence et pour l'essai Pyr07, il s'agit de la colle Araldite (Figure 4-10).

La nature de la colle n'influence pas le niveau de flux reçu par le pyromètre (Figure 4-11 et Figure 4-11). La colle se comporte donc de la même manière à ce niveau de contrainte. Ainsi, l'Araldite est utilisée dans la plupart des essais développés dans les paragraphes suivants.

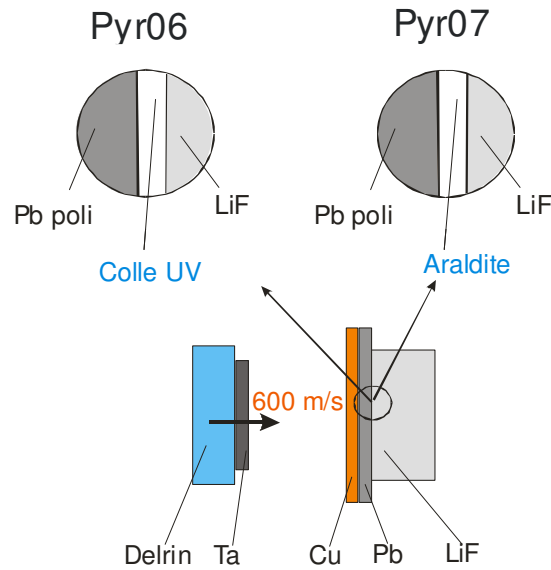


Figure 4-10 : Essais « Influence de la nature de la colle ».

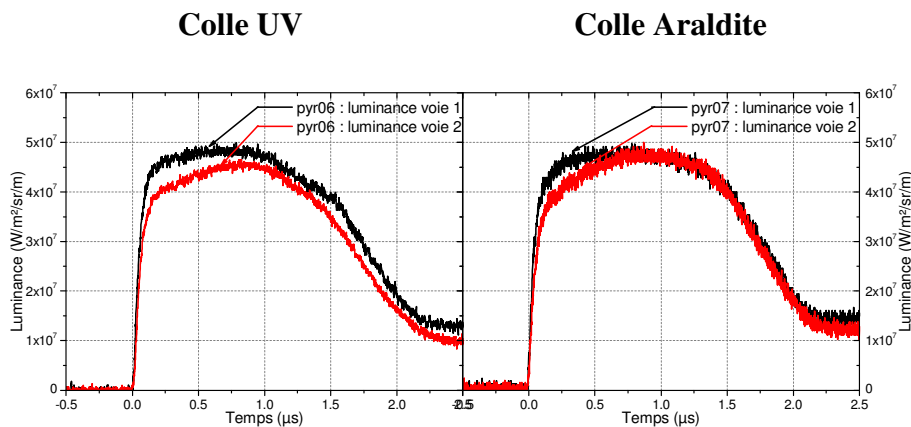


Figure 4-11 : Comparaison des signaux de luminances des essais Pyr06 et Pyr07.

Remarque : Dans ces deux essais, seules deux voies du pyromètre sont exploitées : il s'agit des tous premiers essais réalisés avec le pyromètre IR basse température et certaines pièces du pyromètre étaient en cours d'approvisionnement, comme les préamplificateurs.

4.3 Analyse des flux thermiques émis par une interface constituée uniquement de colle.

Dans un premier temps, la colle a fait l'objet de plusieurs essais afin d'identifier l'origine du rayonnement émis par cette interface de référence. Les résultats expérimentaux (paragraphe 3.2.3.3) sont confrontés aux résultats issus de l'étude numérique.

La colle est utilisée pour ses avantages optiques (paragraphe 2.2) et thermiques (paragraphe 3.2.3.3). Elle présente un taux de transmission de plus de 95% sur l'ensemble de la gamme spectrale vue par le pyromètre. On a supposé jusqu'ici qu'elle se comportait optiquement de la même manière que le matériau fenêtre en LiF : elle n'émet pas et reste

transparente. Ses faibles effusivité et conductivité thermique lui confèrent un avantage indéniable. Elle permet d'obtenir une température d'interface très proche de celle du matériau. Cependant, la colle est un matériau qui chauffe sous choc, d'après les simulations numériques et les paramètres choisis pour la modéliser (paragraphe 3.2.3.1). Pour s'assurer que le flux émis par l'interface provient bien de l'interface et non de la colle, il faut vérifier qu'elle reste transparente et qu'elle n'émette pas.

Les essais de comparaison entre la colle de référence UV, qui reste transparente sous choc jusqu'à 35 GPa (Héreil, 2002), et la colle de l'étude donnent des résultats comparables. Les deux colles se comportent de la même manière dans cette gamme de contrainte. Ce premier résultat indique que la colle est transparente.

Une vérification avec deux essais, présentés sur la Figure 4-12, apporte les informations essentielles sur l'origine du rayonnement émis par l'interface avec de la colle. Les signaux mesurés par les différentes voies du pyromètre sont présentés sur la Figure 4-13.

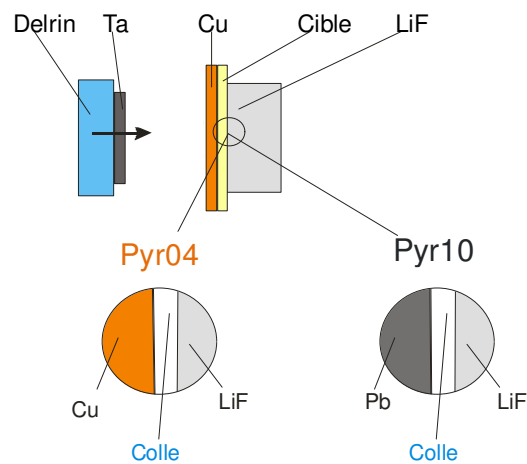


Figure 4-12 : Configuration des expériences Pyr04 et Pyr10.

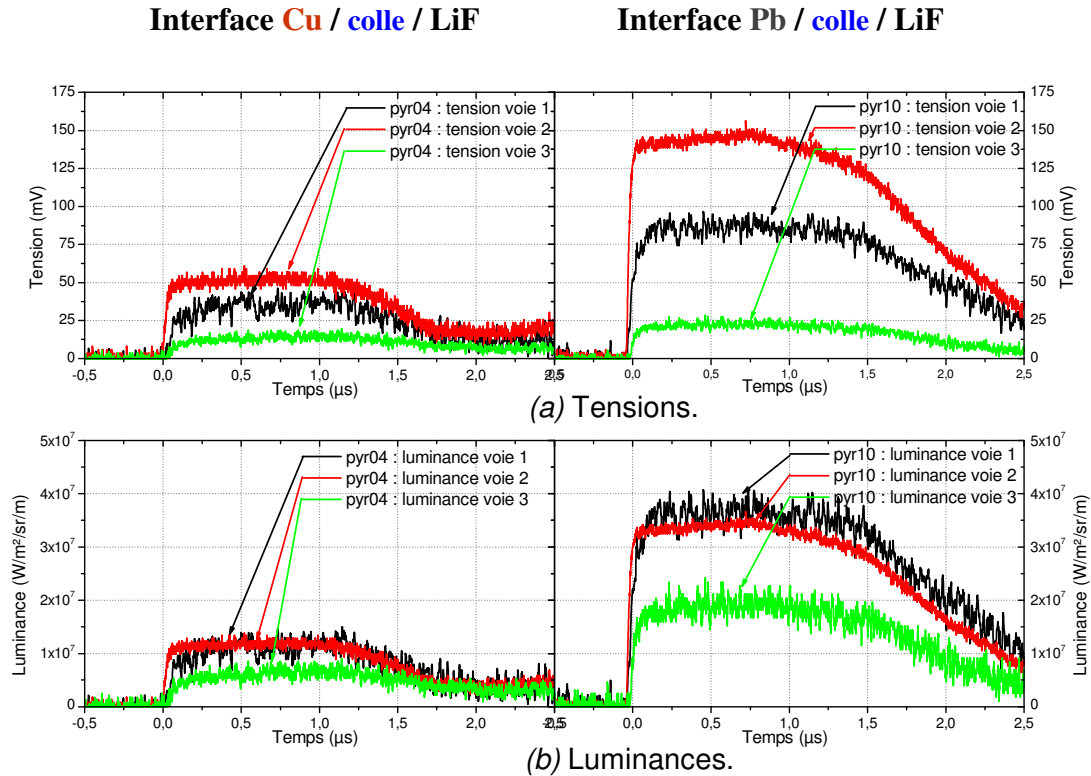


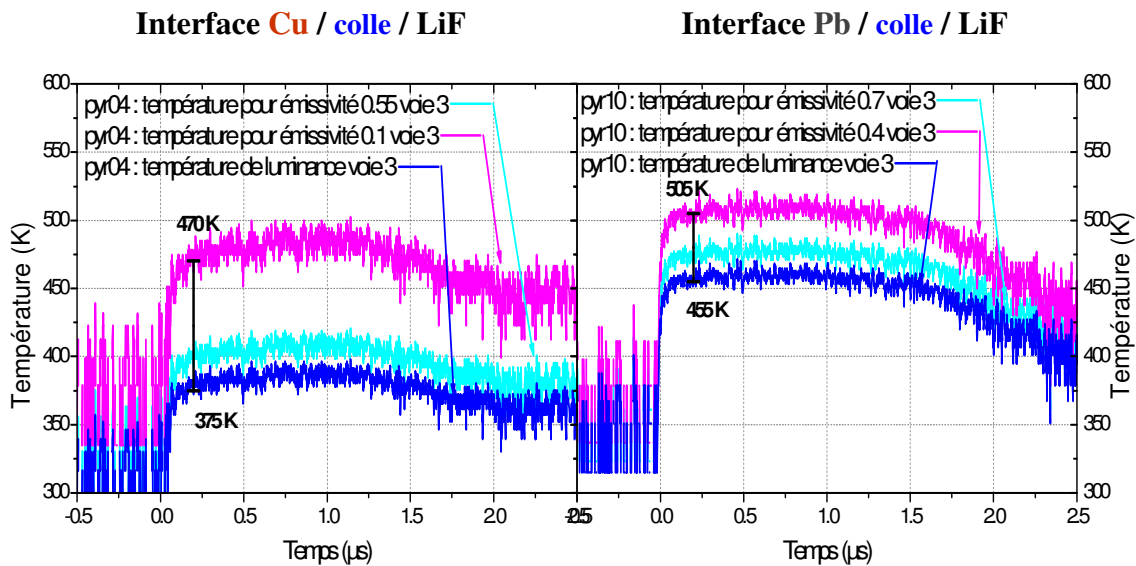
Figure 4-13 : Signaux pyrométriques pour les essais Pyr04 et Pyr10,

Les deux essais présentent pour chaque voie une allure temporelle cohérente avec le profil de contrainte attendu à l'interface cible/LiF (chapitre 3). La colle, dans les deux cas, atteint rapidement la contrainte d'équilibre qui est la même dans ces deux essais.

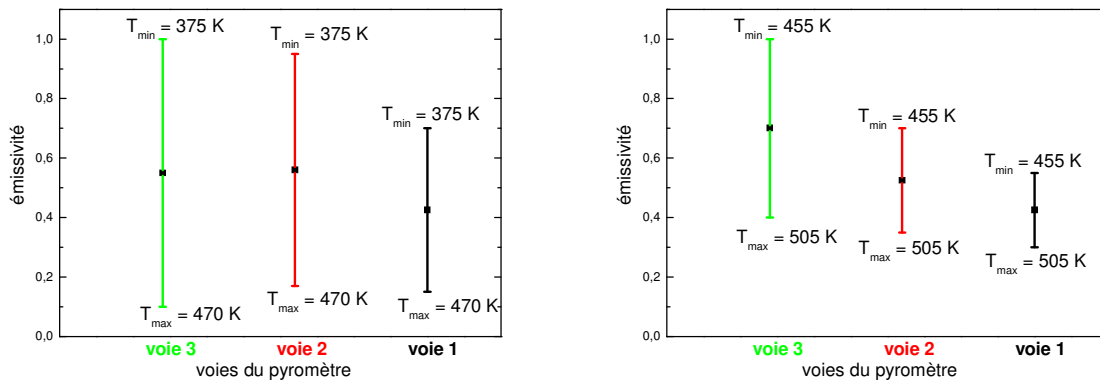
Or, les luminances de chaque voie reçues par le pyromètre sont différentes pour l'expérience avec la cible en cuivre et celle avec la cible en plomb. Les résultats expérimentaux montrent que le flux collecté à l'interface Cu/LiF est plus faible que celui reçu par l'interface Pb/LiF, ce qui suit la tendance issue de l'étude préliminaire au paragraphe 3.2.3.1 qui montrait que le cuivre chauffait moins sous choc que le plomb. On sait également que l'émissivité du cuivre est plus faible que celle du plomb dans la gamme spectrale infrarouge. Ces deux effets conjugués prouvent que le flux collecté provient donc de la surface du matériau d'étude et non de la colle. La colle n'émet pas et reste transparente sous choc.

Les résultats expérimentaux sont bien concordants avec les résultats théoriques. La colle, peu effusive et transparente, qui chauffe sous choc n'influence pas le flux collecté qui est très proche de celui émis par le matériau.

Le dépouillement en température vraie à l'interface par la méthode d'encadrement de la voie à plus courte longueur d'onde et l'évolution de l'émissivité des autres voies sont présentés sur la Figure 4-14.



(a) Avec la méthode encadrement de la voie à plus courte longueur d'onde.



(b) Evolution de l'émissivité dynamique des autres voies.

Figure 4-14 : Dépouillement en température des essais Pyr04 et Pyr10.

Les résultats des températures d'interface, si l'on considère que l'émissivité pour le cuivre est comprise entre 0.1 et 1, pour le plomb entre 0.4 et 1, sont les suivants :

Essai	Pyr04,	Pyr10,
à l'interface	Cu / colle / LiF	Pb / colle / LiF
Température vraie	$T_V = 422 \pm 47$ K	$T_V = 480 \pm 25$ K
Emissivité	pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$ (où $\epsilon_S = 0.1$)	pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$ (où $\epsilon_S = 0.4$)

La Figure 4-14 b montre la faible décroissance de l'émissivité dynamique en fonction de la longueur d'onde dans l'infrarouge. Ce phénomène se rencontre en statique pour ces matériaux.

L'analyse de ces résultats de ces deux essais indique que la colle :

- n'influence pas la propagation des ondes mécaniques,
- reste transparente à cette contrainte, et donc n'émet pas.

Néanmoins, la température mesurée à l'interface cuivre/colle/LiF semble être trop élevée par rapport à celle obtenue par calcul théorique de l'ordre de 350 K (paragraphe 3.1.1.2 Figure 3-3). Un phénomène de dégradation de l'état de surface du matériau au passage du choc pourrait entraîner des phénomènes susceptibles d'augmenter le flux émis :

- un accroissement de l'émissivité du cuivre dont la prise en compte dans le dépouillement aurait fait baisser la température maximale expérimentale et donc la température dépouillée,
- la création de points chauds sur la surface du cuivre qui augmente le niveau de flux collecté ou qui pourrait dégrader la colle en lui faisant perdre sa propriété de transparence (par l'apparition de rupture ou de modification chimique). La colle, qui chauffe sous choc pourrait devenir opaque et émettre.

En tout état de cause et en raison de la grande incertitude sur l'émissivité réelle et donc celle du flux émis par la surface visée, cette configuration d'interface avec une simple couche de colle à l'interface affecte la mesure avec une trop grande incertitude.

4.4 Analyse des flux thermiques émis par une interface avec peinture émissive.

La mesure de température à l'interface d'un matériau et d'une fenêtre avec une couche de colle n'est pas suffisamment précise. Une couche émissive placée à l'interface pourrait apporter une solution pour améliorer sensiblement la précision de la mesure.

4.4.1 Effet de la peinture.

Cette partie présente les résultats obtenus avec la peinture émissive du commerce Würth (paragraphe 2.4.3.3).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la méconnaissance de l'émissivité de la surface introduit la plus grande incertitude sur la valeur de la température déterminée.

Ainsi, nous avons choisi d'utiliser des dépôts émissifs dans l'objectif de réduire l'encadrement sur l'émissivité dynamique entre ϵ_S et $\epsilon_{CN}=1$ avec ϵ_S , émissivité statique s'approchant de celle d'un corps noir. De plus, ces dépôts, de par leur forte émissivité, amplifient le flux détecté par le pyromètre et donc permettent d'accéder à des températures encore plus faibles tout en conservant un rapport signal sur bruit suffisant.

Le principe de dépouillement en température repose sur les méthodes des courtes longueurs d'onde et la loi sur l'émissivité afin d'obtenir les températures vraies à l'interface.

Plusieurs expérimentations ont été réalisées avec de la peinture émissive haute température essentiellement constituée de graphite (Chauvin, 2007).

Trois essais ont été réalisés sur le plomb (Figure 4-15) et ont permis d'évaluer le rôle de cette peinture : deux avec peinture (sur le matériau (Pyr03) ou sur la fenêtre en LiF (Pyr11)) et une expérimentation sans peinture (Pyr10). Les signaux de luminance et de température de ces essais sont présentés respectivement sur la Figure 4-16 et sur la Figure 4-17.

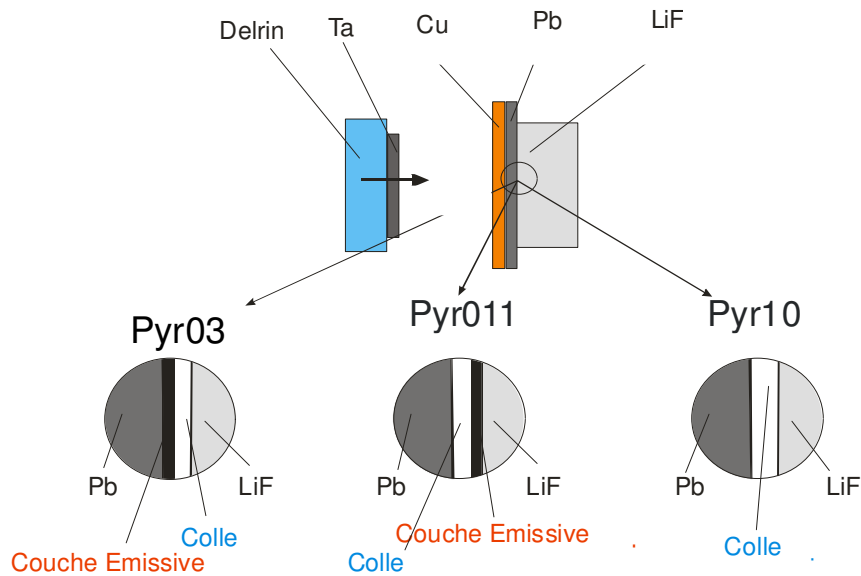


Figure 4-15 : Configuration des expériences Pyr03, Pyr11 et Pyr10.

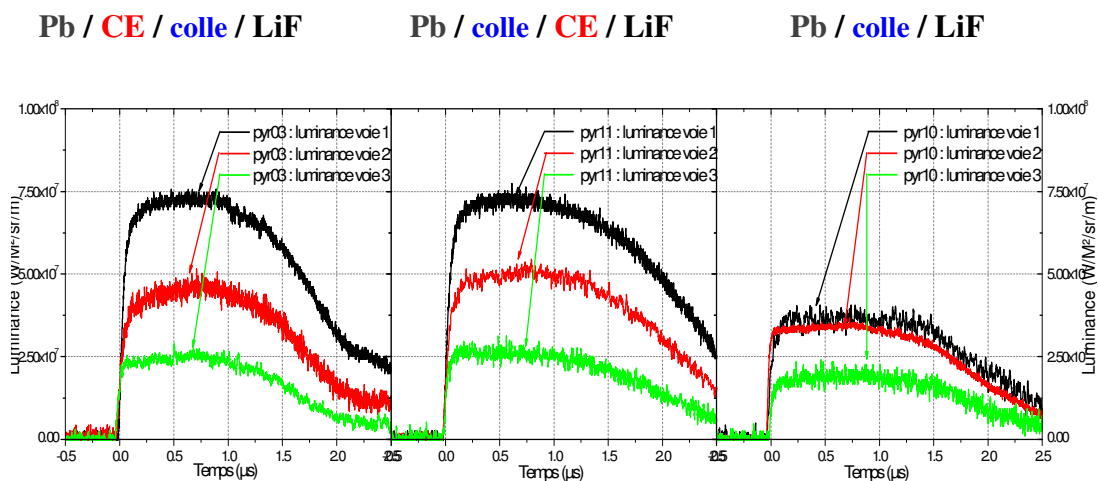
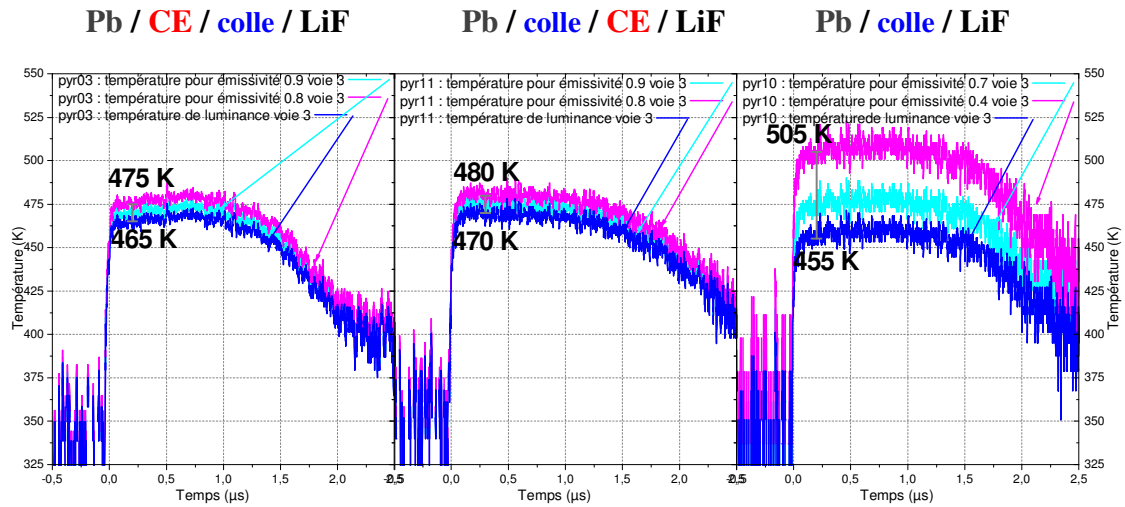
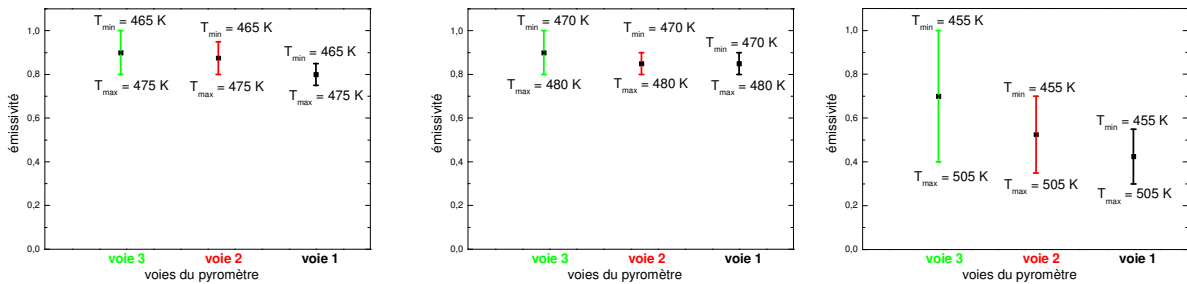


Figure 4-16 : Signaux pyrométriques de luminance pour les essais Pyr03, Pyr11 et Pyr10.



(a) Avec la méthode encadrement de la voie à plus courte longueur d'onde.



(b) Evolution de l'émissivité dynamique sur les autres voies.

Figure 4-17 : Dépouillement en température des essais Pyr03, Pyr11, Pyr10.

En ce qui concerne les profils temporels, on remarque que les trois essais présentent pour chaque voie de mesure la même allure cohérente en chronométrie avec le profil de contrainte à l'interface (paragraphe 3.1.2). La présence d'une faible épaisseur de peinture n'affecte donc pas l'allure temporelle du profil de contrainte.

Si l'on observe les profils de flux émis par l'interface pour ces trois essais, on constate de manière évidente le rôle de la peinture émissive. Le flux détecté par le pyromètre, quelle que soit la position de la peinture, est augmenté sur l'ensemble des trois voies sur toute la durée du choc soutenu : la peinture n'a donc pas été détruite. Cette peinture contribue à jouer le rôle d'amplificateur de flux pour la détection de très faibles températures.

Ces trois essais montrent que la présence d'une couche de peinture à l'interface de mesure :

- augmente artificiellement le flux émis par une émissivité de surface supérieure à celle du matériau,
- n'influence pas la propagation des ondes mécaniques à l'interface,

Les premiers résultats de dépouillement en température sont obtenus avec la méthode d'encadrement de la voie à la plus courte longueur d'onde (voie 3 du pyromètre).

Les températures d'interface des différentes configurations sont les suivantes :

Essai	Pyr03,	Pyr11,	Pyr10,
à l'interface	Pb / CE / colle / LiF	Pb / colle / CE / LiF	Pb / colle / LiF
Température vraie	$T_V = 470 \pm 5 \text{ K}$	$T_V = 475 \pm 5 \text{ K}$	$T_V = 480 \pm 25 \text{ K}$
Emissivité	pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$ (où $\epsilon_S = 0.8$)	pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$ (où $\epsilon_S = 0.8$)	pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$ (où $\epsilon_S = 0.4$)

L'émissivité dynamique (Figure 4-17 b) avec la couche émissive évolue peu, ce qui est cohérent avec les valeurs de l'émissivité de cette peinture en statique. Elle reste sur toute la gamme spectrale vue par le pyromètre supérieure à 0,8.

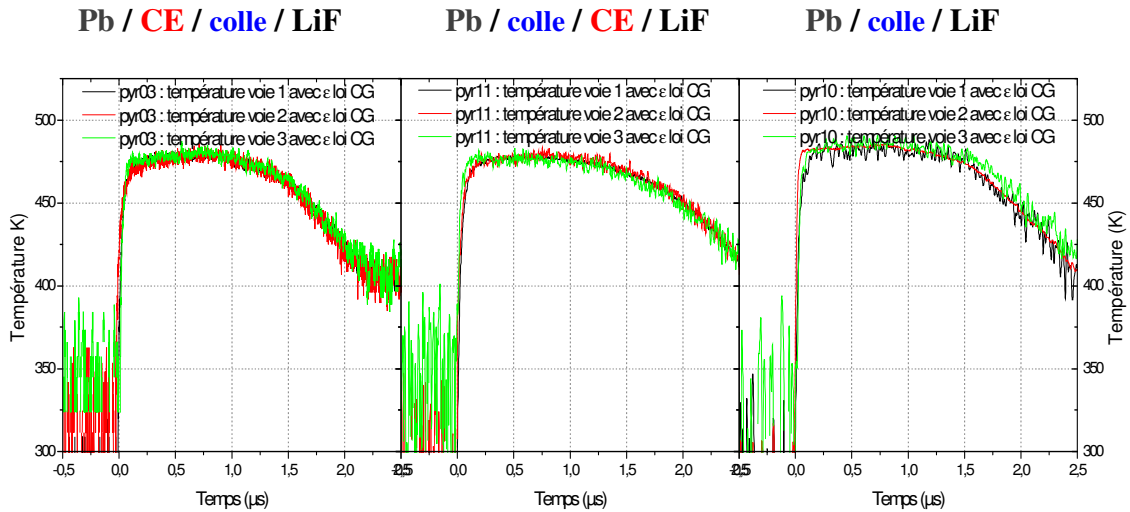
Les températures d'interface obtenues sont comparables. La précision est améliorée par le choix de l'encadrement de l'émissivité dynamique dépendant de l'émissivité statique de la surface. Si l'émissivité statique de la surface est augmentée, on réduit donc les bornes d'encadrement de l'émissivité et donc celle de la température vraie à l'interface. Pour la peinture, l'émissivité de la surface est comprise entre 0,8 et 1 et celle sans peinture entre 0,4 et 1 (0,4 étant l'émissivité statique du plomb). Les valeurs de température vraie à l'interface sont équivalentes.

Une deuxième méthode de dépouillement consiste à utiliser une loi décrivant l'émissivité pour décrire au mieux la courbe de Planck. Comme le pyromètre est composé de trois voies, la loi sera une loi de type Corps Gris. Les résultats sont les suivants (Figure 4-18) :

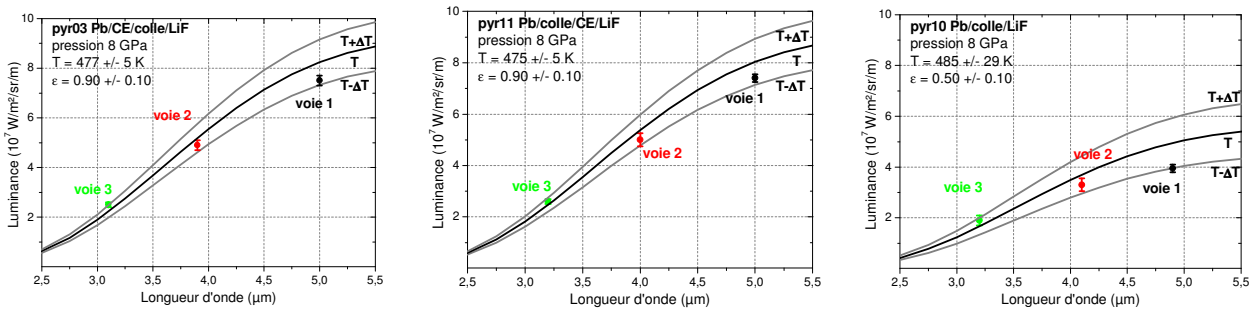
Les températures d'interface obtenues sont les suivantes :

Essai	Pyr03,	Pyr11,	Pyr10,
à l'interface	Pb / CE / colle / LiF	Pb / colle / CE / LiF	Pb / colle / LiF
Température vraie	$T_V = 477 \pm 5 \text{ K}$	$T_V = 475 \pm 5 \text{ K}$	$T_V = 485 \pm 29 \text{ K}$
Emissivité	pour ϵ de type CG $\epsilon = 0.9 \pm 0.1$	pour ϵ de type CG $\epsilon = 0.9 \pm 0.1$	pour ϵ de type CG $\epsilon = 0.5 \pm 0.1$

Comme pour le dépouillement par la méthode des courtes longueurs d'onde, les températures d'interface pour les trois configurations sont similaires et la précision est améliorée dans les essais avec peinture.



(a) Avec une formulation analytique de l'émissivité : Choix de type Corps Gris.



(b) Ajustement de la loi de Planck avec l'hypothèse CG.

Figure 4-18 : Dépouillement des essais Pyr03, Pyr11, Pyr10.

Les deux méthodes appliquées aux trois essais pour le dépouillement de la température à l'interface donnent des résultats semblables, au niveau de la chronométrie et des amplitudes.

La précision de la mesure de la température vraie à l'interface avec les méthodes courte longueur d'onde ou ajustement de la loi de Planck avec une loi de type corps gris est fortement améliorée avec la peinture qui a une émissivité supérieure à celle du matériau.

L'analyse des résultats de ces essais confirme que la technique consistant à augmenter artificiellement l'émissivité de la surface visée par le pyromètre est une voie prometteuse pour obtenir une mesure précise de la température vraie à l'interface.

Néanmoins, la présence d'un dépôt à l'interface qui permet d'augmenter l'émissivité apparente de la surface, en contrepartie, complique l'interface en ajoutant une couche mince. Cette complexité accroît la difficulté pour en déduire la température vraie du matériau d'étude. En effet, peut-on alors affirmer que la température d'équilibre atteinte par la couche émissive est celle du matériau d'étude partiellement détendu ?

Pour cela, il faut évaluer et comprendre les transferts thermiques qui prennent place à l'interface composée de plusieurs fines couches (colle et peinture émissive). Ces premiers résultats expérimentaux conduisent à penser que le matériau et la couche de peinture atteignent l'équilibre thermique (en un temps inférieur au temps de réponse du pyromètre). La conduction thermique peut être à l'origine de la température obtenue pour l'essai Pyr03 où la peinture émissive est en contact avec le plomb. Mais, pour l'essai Pyr11 où la couche émissive est séparée du matériau par une couche de colle, qui est isolante thermiquement, cette interprétation n'est plus envisageable.

Les résultats issus de l'étude numérique réalisée au paragraphe 3.2.3.4 comparés aux résultats expérimentaux apportent des éléments de réponse sur la propagation de la chaleur au sein de cette interface (Figure 4-19 et Figure 4-20).

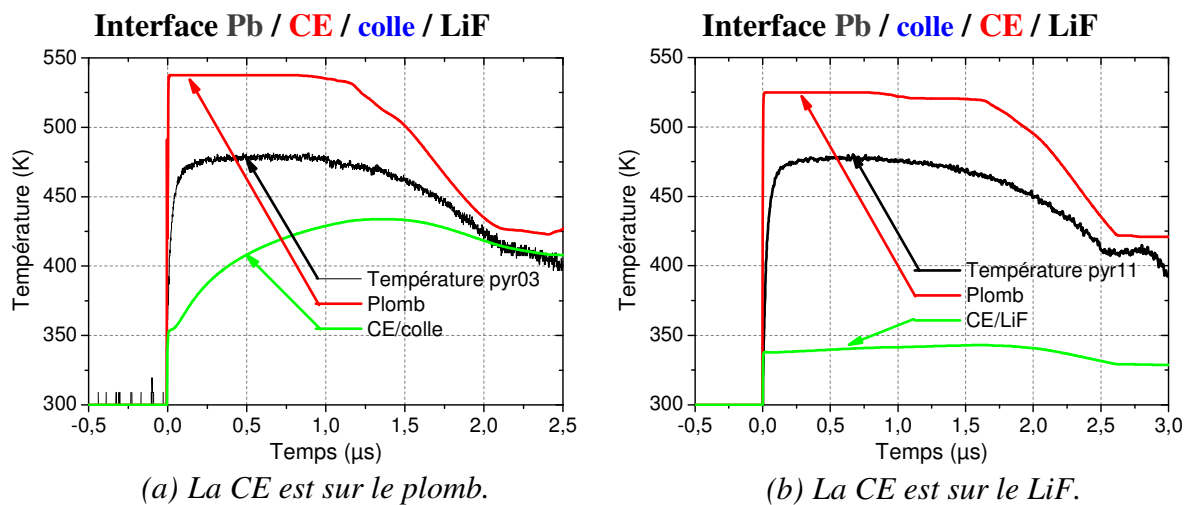


Figure 4-19 : Comparaison expérience/calcul de la température.

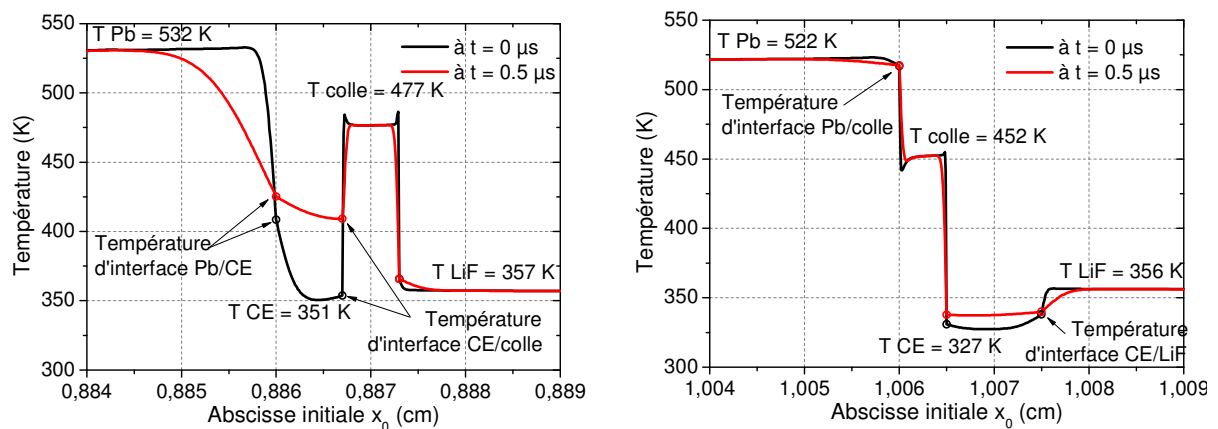


Figure 4-20 : Evolution de la température dans les différents matériaux.

La simulation numérique indique que, lorsque la CE est sur le matériau (Figure 4-19 a et Figure 4-20 a) :

- la diffusion de la chaleur au sein de la CE est rapide grâce à la bonne conductivité thermique du matériau : les températures d'interface Pb/CE et CE/colle sont très proches,
- la forte effusivité de la CE et le fait qu'elle ne chauffe pas sous choc (paragraphe 3.2.3.1) ne permet pas à la température de la CE d'être proche de celle du matériau immédiatement.

Alors que dans l'expérimentation, l'équilibre thermique est rapidement atteint (présence d'un plateau dès le débouché du choc courbe expérimentale Figure 4-19 a) et la température à l'interface CE/colle semble être celle du matériau. L'incohérence de ces résultats expérimentaux et numériques peut être causée par une méconnaissance des propriétés thermiques de la peinture.

Lorsque la CE est sur le LiF (Figure 4-19 b et Figure 4-20 b), la simulation indique qu'il n'y a aucun échange thermique entre le matériau et la CE à cause de la colle qui est une barrière thermique. Pourtant l'expérimentation montre une mise en température de cette interface immédiate et de même valeur que celle du plomb. Lorsque la CE est sur le LiF, la température calculée est incohérente avec le résultat expérimental quelle que soit la valeur de la conductivité thermique de cette CE.

L'analyse numérique des transferts thermiques par conduction à l'interface avec une couche émissive n'a pas permis de comprendre et d'expliquer l'incohérence avec les résultats expérimentaux. Des expérimentations complémentaires avec différents matériaux d'étude tels que le cuivre ou le plomb sont nécessaires.

4.4.2 Expériences complémentaires pour l'étude des transferts thermiques

Le transfert thermique entre le matériau et la CE à travers la colle pourrait s'expliquer par un transfert radiatif du flux thermique rayonné par le matériau vers la CE à travers la colle. Un tel transfert radiatif expliquerait :

- la mise à l'équilibre thermique de la CE de manière immédiate au débouché du choc à la surface du plomb ;
- et la conservation du flux thermique du matériau vers la CE : la colle étant transparente, le flux est entièrement transmis du plomb vers la CE.

Des expériences complémentaires ont été réalisées afin de tenter d'étayer ou d'invalider une telle hypothèse.

4.4.2.1 *Utilisation de différents matériaux d'étude : étude expérimentale.*

L'objectif de ces essais est de mesurer expérimentalement le flux thermique d'une interface composée de CE et de colle avec deux matériaux d'étude distincts se comportant différemment d'un point de vue thermique. Il s'agit de mettre en évidence une différence de niveaux de flux pour préciser notre compréhension de l'origine du rayonnement mesuré.

Les configurations des essais Pyr09 et Pyr03 sont décrites sur la Figure 4-21. Elles permettent de découpler les effets thermiques de la propagation des ondes mécaniques à l'interface puisque la contrainte à l'interface est la même. Les signaux de luminance et de température de ces essais sont présentés respectivement sur la Figure 4-22 et sur la Figure 4-23.

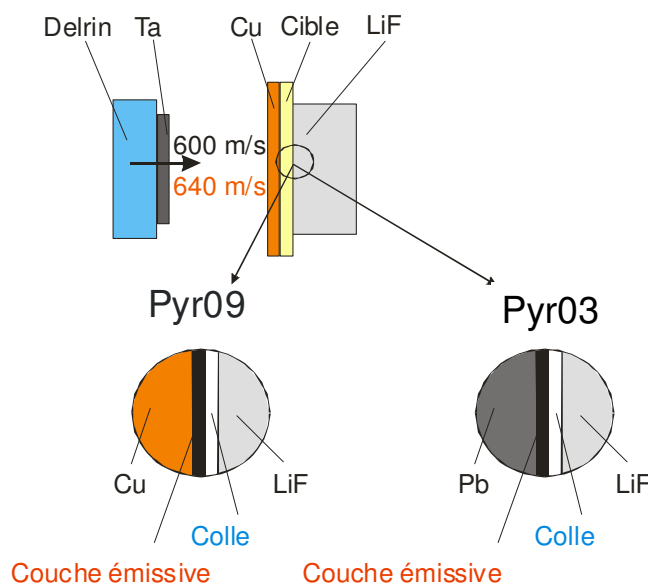
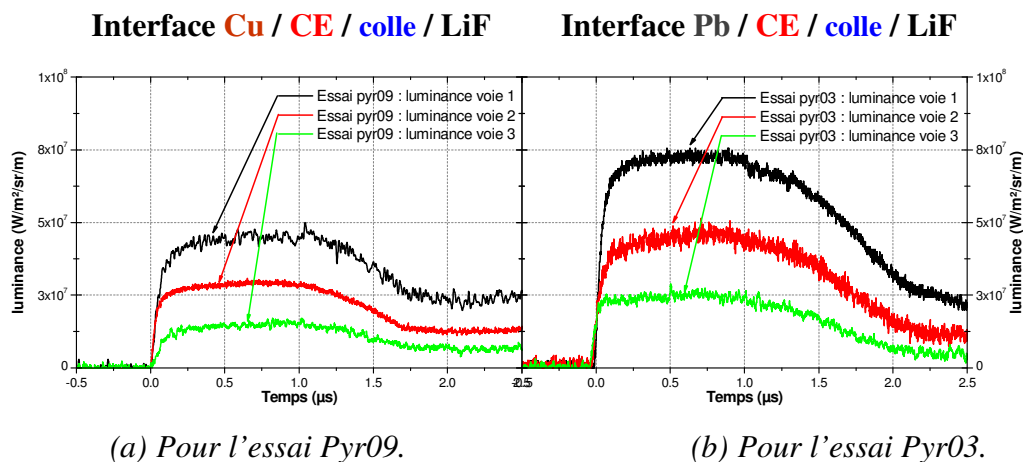


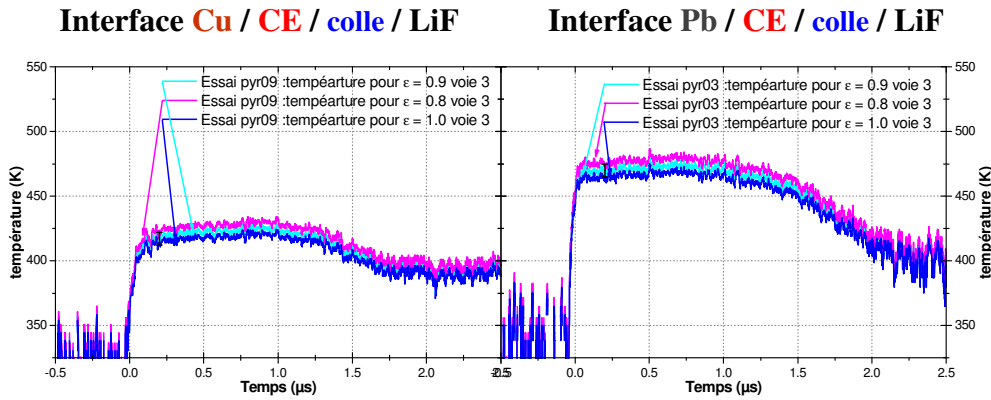
Figure 4-21 : Configuration des essais complémentaires Pyr09 et Pyr03.



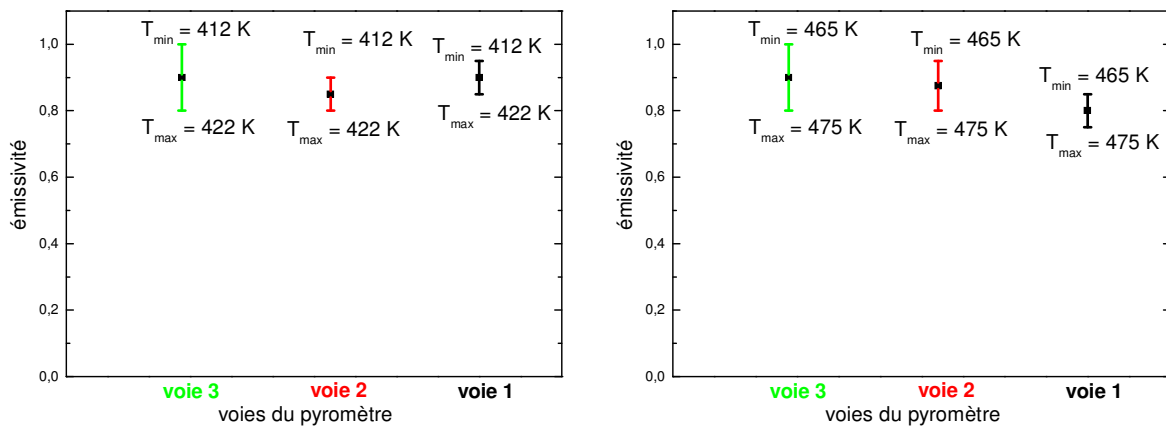
(a) Pour l'essai Pyr09.

(b) Pour l'essai Pyr03.

Figure 4-22 : Luminances issues des voies de mesure du pyromètre.



(a) Avec la méthode encadrement de la voie à plus courte longueur d'onde.



(b) Evolution de l'émissivité dynamique des autres voies.

(c)

Figure 4-23 : Dépouillement en température des essais Pyr09 et Pyr03.

Les niveaux de luminance émis par l'interface – composée de peinture et de colle – portée à la même contrainte sont différents en fonction de la nature de la cible (Figure 4-22). Comme on l'a vu précédemment, la présence de la colle n'a pas d'influence sur la mesure du flux puisqu'elle reste transparente et n'émet pas.

Le cuivre et le plomb se comportent thermiquement de manière différente à ces niveaux de contrainte : le plomb chauffe plus que le cuivre. Cette tendance est confirmée pour ces deux essais, le flux collecté à l'interface Cu/LiF est plus faible que celui reçu par l'interface Pb/LiF pour une même émissivité de surface, celle de la peinture.

Ces deux essais confirment qu'il ne s'agit pas de la mesure du flux thermique émis par la couche émissive sollicitée à 8 GPa qui est détectée par le pyromètre. Le flux thermique détecté est différent en fonction du substrat cuivre ou plomb. Le flux émis par cette couche dépend donc de la température du substrat.

Le dépouillement en température vraie à l'interface par la méthode d'encadrement de la voie à plus courte longueur d'onde donne les résultats suivants :

Essai	Pyr09,	Pyr03,
à l'interface	Cu / CE / colle / LiF	Pb / CE / colle / LiF
Température vraie	$T_V = 417 \pm 5 \text{ K}$	$T_V = 470 \pm 5 \text{ K}$
Emissivité	pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$ (où $\epsilon_S = 0.8$)	pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$ (où $\epsilon_S = 0.8$)

L'incertitude sur la température à l'interface est considérablement réduite grâce à la présence de la CE qui réduit les bornes d'incertitudes sur l'émissivité de la surface.

De plus, les valeurs obtenues restent proches de celles estimées à l'interface entre le matériau et la colle présentées dans le paragraphe 4.3. Les chronométries de ces deux essais comparées à celles des simulations réalisées sans la présence de peinture prouvent que les transferts thermiques au sein de cette couche émissive sont très rapides et que le flux thermique détecté n'est pas celui de la CE.

Dans le paragraphe 3.2.3.4, les calculs réalisés avec une cible en plomb et une épaisseur de peinture de l'ordre de $5 \mu\text{m}$, montrent que les allures de température estimées par les simulations avec conduction thermique sont incohérentes avec celles obtenues expérimentalement. De plus, les températures issues des simulations numériques à l'interface Cu/LiF et Pb/LiF avec CE sont trop éloignées de celles mesurées.

L'étude numérique du paragraphe suivant explicite l'influence de la nature du substrat sur les températures d'interface obtenues avec la simulation.

4.4.2.2 Utilisation de différents matériaux d'étude : étude numérique

Les simulations numériques précédentes (paragraphe 3.2.3) ont permis de comparer la température du matériau et celle du point visé par le pyromètre suivant différentes configurations (CE sur le matériau ou sur le LiF). L'étude expérimentale (paragraphe 4.4.2.1) montre que placer une couche émissive de peinture à l'interface contribue à réduire l'incertitude sur la température d'interface en améliorant la connaissance de l'émissivité de la surface visée. Mais, les températures mesurées et calculées aux interfaces Cu/LiF et Pb/LiF sont trop différentes.

Nous allons comparer les résultats des configurations d'interface entre deux matériaux d'étude différents, le cuivre et le plomb avec conduction thermique (Figure 4-24). Les résultats en température du matériau (cas a pour le cuivre et cas b pour le plomb) et aux interfaces matériau/CE et CE/colle sont présentées sur la Figure 4-25. L'évolution de la température dans les différents matériaux sont également décrits (Figure 4-26).

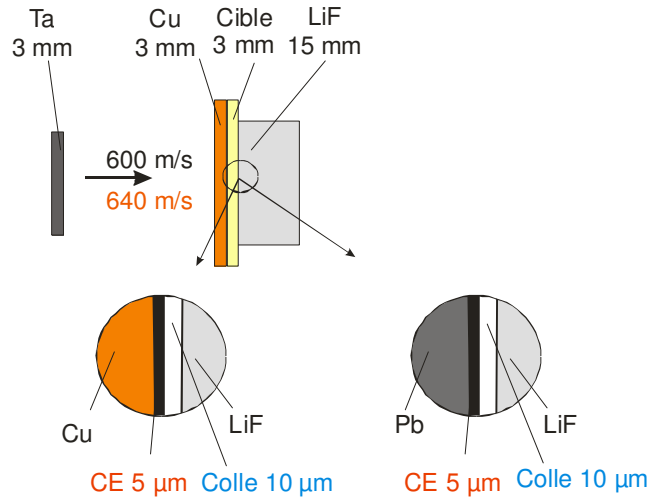
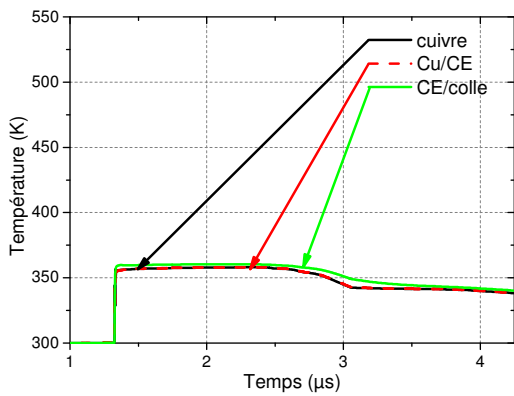


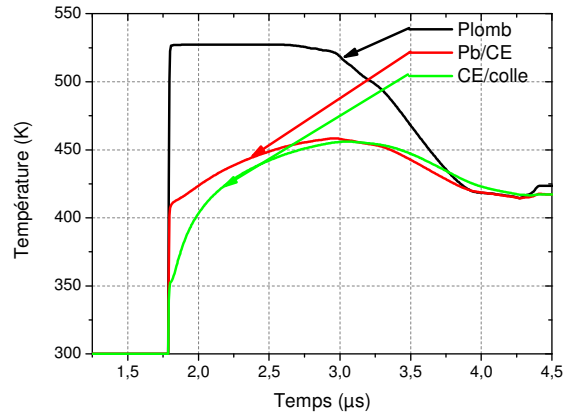
Figure 4-24 : Configuration des simulations numériques.

Interface Cu / CE / colle / LiF



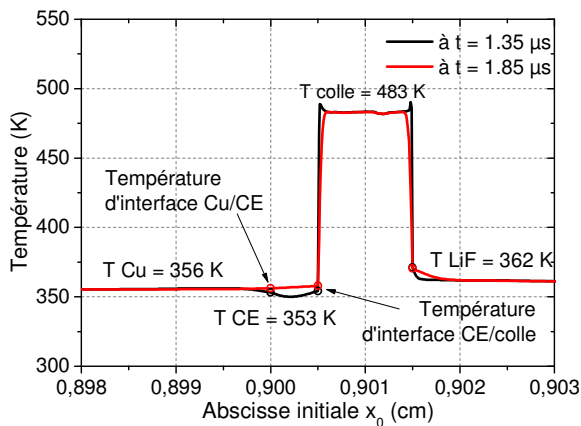
(a) La CE est sur le cuivre.

Interface Pb / CE / colle / LiF

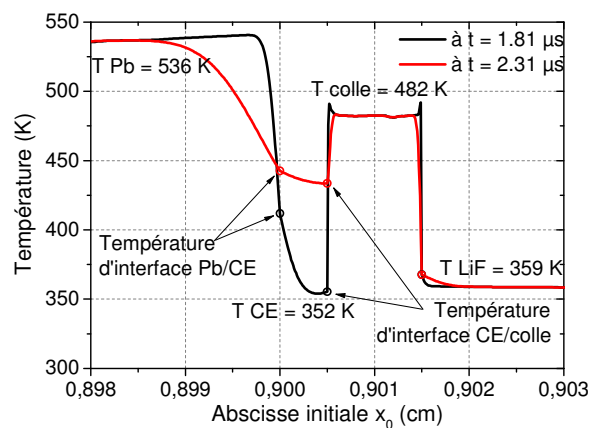


(b) La CE est sur le plomb.

Figure 4-25 : Influence de la conduction thermique sur la température.



(a) La CE est sur le cuivre.



(b) La CE est sur le plomb.

Figure 4-26 : Evolution de la température dans les différents matériaux.

Dans les deux cas, la conduction thermique seule ne permet pas d'obtenir les résultats expérimentaux.

La température à l'interface Cu/LiF obtenue par simulation reste trop faible (environ 360 K). La description de la température sur la Figure 4-26 a confirmé également que la température de l'interface visée CE/colle ne peut être élevée. En effet, la faible effusivité de la CE par rapport à celle du cuivre et leurs faibles températures sous choc ne peut donner une température de l'ordre de celle mesurée. Toutefois, le profil temporel de la température est comparable à celui obtenu expérimentalement. L'hypothèse de dégradation de l'état de surface du cuivre au passage du choc (hypothèse également émise au paragraphe 4.3) peut expliquer cette température élevée.

L'allure et le niveau de la température d'interface Pb/LiF sont également différents de ceux de la température mesurés par le pyromètre.

Une éventuelle opacité de la colle n'est pas non plus envisageable. Si c'était le cas, la colle étant à la même contrainte dans les deux configurations, elle émettrait à la même émissivité et la même température ce qui ne peut expliquer les différences de températures mesurées.

Bilan des comparaisons expériences/calculs

La conduction thermique ne permet pas de comprendre l'origine des différences observées entre la simulation et l'expérience. Elle n'explique pas non plus comment la température mesurée sur la CE est différente suivant le type de matériau utilisé.

Il s'agit donc maintenant de comprendre et d'identifier le phénomène de transfert de chaleur quasi immédiat au sein de cette couche de peinture. Peut-il y avoir un chauffage de cette couche par rayonnement ?

4.4.2.3 Hypothèse d'un transfert thermique par rayonnement ?

L'objectif de ce paragraphe est d'évaluer la possibilité que la couche émissive soit chauffée par rayonnement. Ce phénomène de transfert thermique par rayonnement pourrait expliquer le caractère quasi-immédiat de la mise en température de la peinture quelle que soit sa position. En effet ce rayonnement thermique traverserait la colle transparente pour chauffer la peinture comme le montre le schéma de la Figure 4-27.

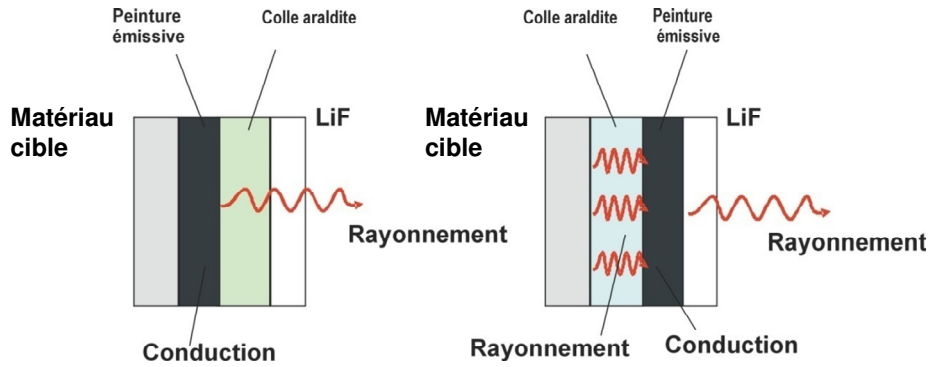


Figure 4-27 : Mécanisme de transfert thermique par rayonnement à l'interface avec couche émissive.

Evaluation préliminaire

Reprenons la configuration de la CE sur le LiF (matériau cible en plomb) (Figure 4-28), dont le transfert par conduction thermique ne peut expliquer le résultat obtenu expérimentalement. On rappelle que la température mesurée dans ce cas de figure était équivalent à celle mesurée dans le cas où la CE est placée sur le matériau cible.

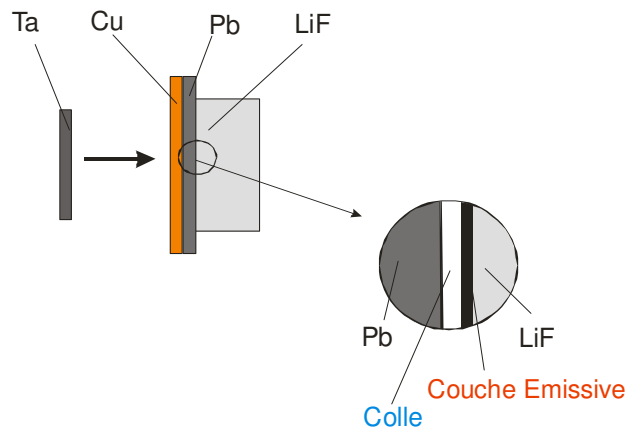


Figure 4-28 : Configuration CE sur la fenêtre en LiF.

La loi de Stefan-Boltzmann (paragraphe 1.2.2.3) permet de déterminer la conduction radiative : ce sont les photons qui transportent l'énergie de proche en proche. On applique l'Équation 4-1 pour déterminer le flux :

$$F_{\text{radiatif}} = \sigma_b \cdot T^4 \quad \text{Équation 4-1}$$

Avec $\sigma_b = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$

Cette équation signifie que la matière à température modérée n'est pas bonne conductrice et donc que la chaleur ne pénètre que sur de très petites distances qui n'ont ensuite pas le temps de conduire la chaleur de proche en proche.

Le flux thermique comme on l'a vu au paragraphe 3.2.2, repose sur l'équation de Fourier. Pour ce calcul élémentaire, le flux thermique est déterminé par l'Équation 4-2 :

$$F_{\text{conductif}} \approx K \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad \text{Équation 4-2}$$

On trouve donc numériquement :

- Par hypothèse et par majoration, si on admet que la température du matériau cible est à 550 K, que son émission est maximale et que la colle est transparente, le flux radiatif est de :

$$F_{\text{radiatif}} = \varepsilon \cdot \sigma_b \cdot T^4 = 5.67 \cdot 10^{-8} \times 550^4 \approx 5155 \text{ W / m}^2$$

- Par hypothèse et par minoration, si la température d'interface entre le matériau cible et la colle a une température constante de 500 K et celle à l'interface colle/CE de 400 K (ces deux températures d'interface sont approximatives) avec une conductivité thermique de la colle de 0.1 W/m/K, le flux issu de la conduction thermique dans la couche de colle est de :

$$F_{\text{conductif}} = k_{\text{colle}} \cdot \frac{T_{\text{Pb/colle}} - T_{\text{colle/CE}}}{ep_{\text{colle}}} \approx 0.1 * \frac{500 - 400}{10 \cdot 10^{-6}} \approx 1.10^6 \text{ W / m}^2$$

On remarque donc que la conduction thermique est bien plus efficace pour chauffer la couche de peinture que le flux radiatif.

Les simulations numériques (Figure 4-19 b) ayant déjà montré que la conduction thermique n'est pas à l'origine de cette mise en température de la CE, il est évident que le flux radiatif mille fois plus faible même immédiat ne peut chauffer la CE.

Ni le flux radiatif, ni la conduction thermique ne sont donc à l'origine du chauffage de la couche de peinture à travers la colle. L'étude expérimentale suivante le démontre.

Détermination de l'origine du flux mesuré avec la peinture émissive

Les essais Pyr12 et Pyr13 consistent à placer une couche de peinture au sein même de la fenêtre enclume pour mettre en évidence un éventuel chauffage par rayonnement comme le présente la Figure 4-29.

Rappelons que la fenêtre en LiF a été choisie car elle n'émet pas sous choc (elle reste transparente) et car elle chauffe peu sous choc. La colle présente les mêmes propriétés optiques, ce qui peut expliquer que le rayonnement thermique issu du matériau d'étude chauffe la peinture à travers la colle.

Pour placer une couche de peinture à l'intérieur de la fenêtre en LiF, deux fenêtres en LiF ont été utilisées : une de 2 mm d'épaisseur est recouverte de peinture et collée à l'autre fenêtre en LiF de 15 mm d'épaisseur.

Afin de confirmer la chronométrie de l'essai et de connaître l'arrivée des ondes de choc au niveau de la peinture, une mesure de vitesse par IDF, est réalisée à l'interface LiF/LiF. Cette visée IDF est décentrée par rapport à la visée pyrométrique centrée sur la cible. En effet les deux visées ne peuvent se faire aux mêmes points : la visée IDF exige une surface réfléchissante que la présence de peinture émissive ne permet pas. C'est pourquoi, un dépôt aluminium métallisé a été réalisé sur la fenêtre à l'emplacement de la mesure de vitesse.

Une photographie de chaque cible, ainsi qu'une photographie des deux visées de vitesse et de température sur la cible sont présentées sur la Figure 4-30.

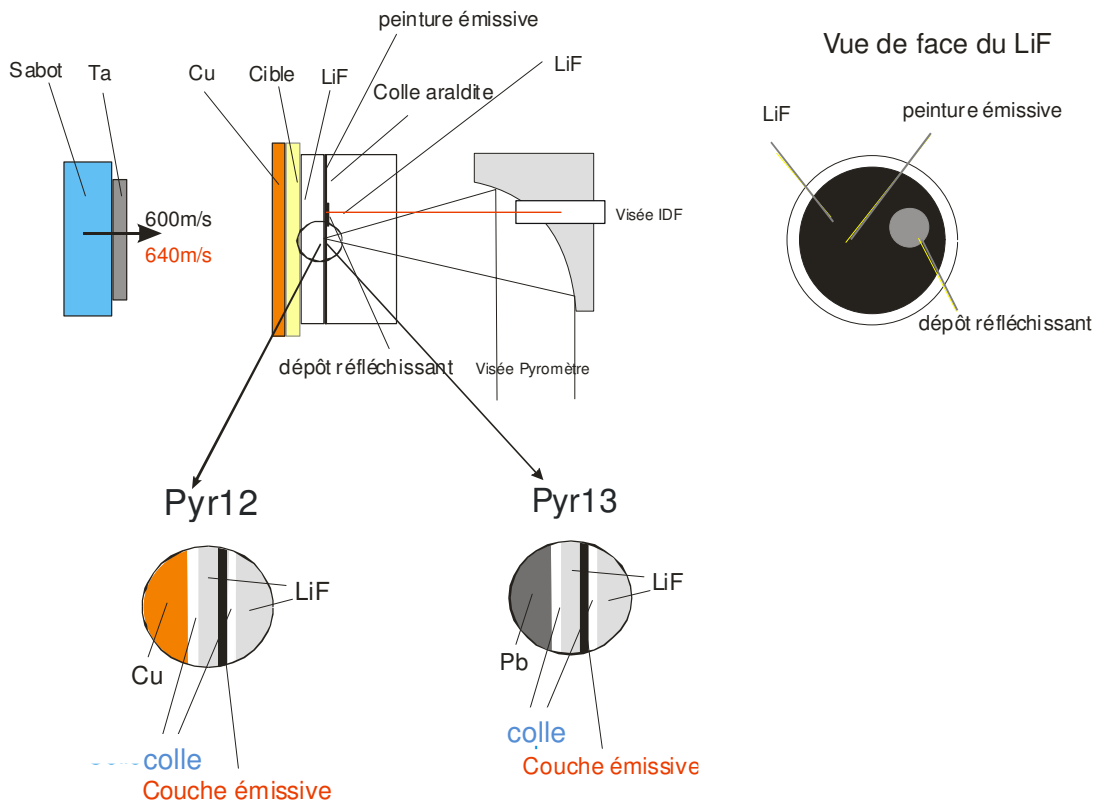
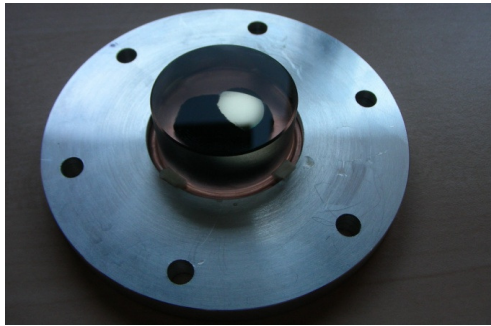
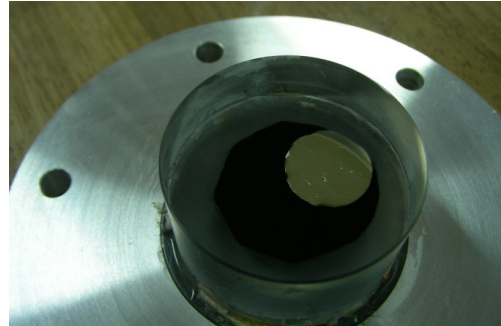


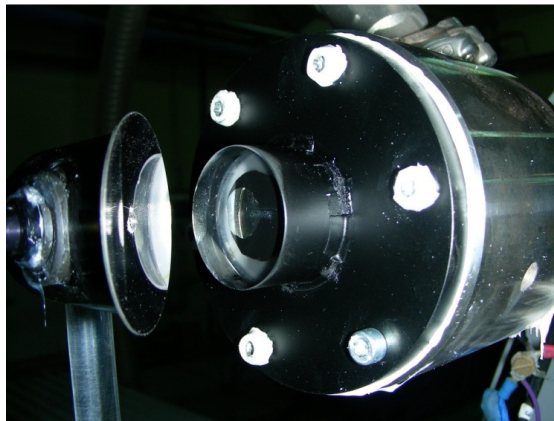
Figure 4-29 : Essais « Mise en évidence d'un transfert par rayonnement thermique ».



(a) Cible avec matériau cuivre de l'essai Pyr12.



(b) Cible avec matériau cuivre de l'essai Pyr13.

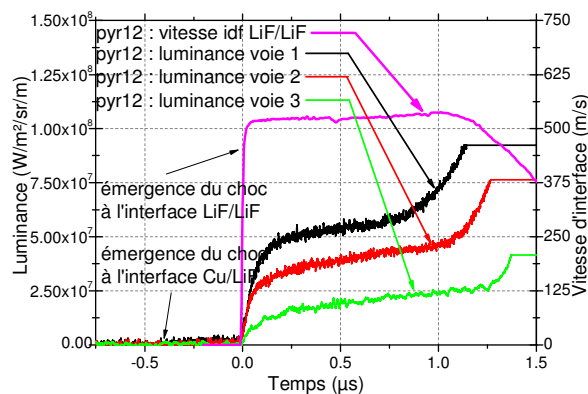


(c) Visées IDF et pyrométrie à l'interface LiF/LiF.

Figure 4-30 : Cibles « Mise en évidence d'un transfert par rayonnement thermique ».

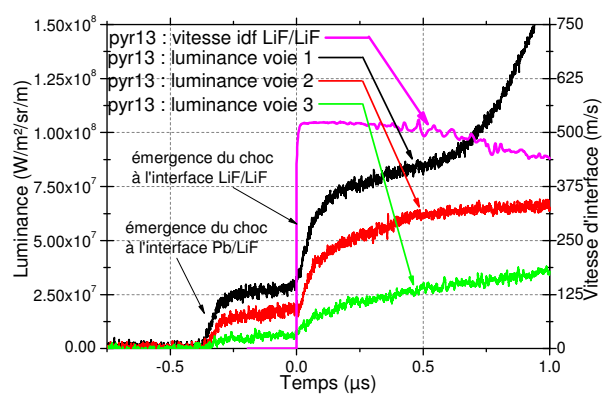
Les profils temporels et de vitesse sont présentés sur la Figure 4-31, ainsi que les profils de luminance des voies du pyromètre.

Interface Cu / colle / LiF / CE / colle / LiF



(a) Essai pyr12.

Interface Pb / colle / LiF / CE / colle / LiF



(b) Essai pyr13.

Figure 4-31 : Luminances et vitesse à l'interface LiF/LiF.

Les chronométries spécifiques de ces deux essais sont décrites ici.

Remarque : la chronométrie des essais est décrite par rapport au temps de l'émergence du choc à l'interface LiF/LiF.

Essai Pyr12	Essai Pyr13
① une première montée correspondant à l'arrivée du choc à l'interface Cu/LiF à 323 ns avant l'émergence du choc à l'interface LiF/LiF,	① une première montée correspondant à l'arrivée du choc à l'interface Pb/LiF à 343 ns avant l'émergence du choc à l'interface LiF/LiF,
② un plateau d'une durée de 323 ns,	② un plateau d'une durée de 343 ns,
③ une deuxième montée correspondant à l'arrivée du choc à l'interface LiF/LiF,	③ une deuxième montée correspondant à l'arrivée du choc à l'interface LiF/LiF,
④ un signal croissant entre le débouché du choc à l'interface LiF/LiF et 820 ns,	④ un signal croissant entre le débouché du choc à l'interface LiF/LiF et 650 ns,
⑤ une forte croissance des signaux à partir de 820 ns.	⑤ une forte croissance des signaux à partir de 650 ns.

Les mesures de vitesse à l'interface LiF/LiF indiquent la chronométrie de l'émergence du choc à cette interface.

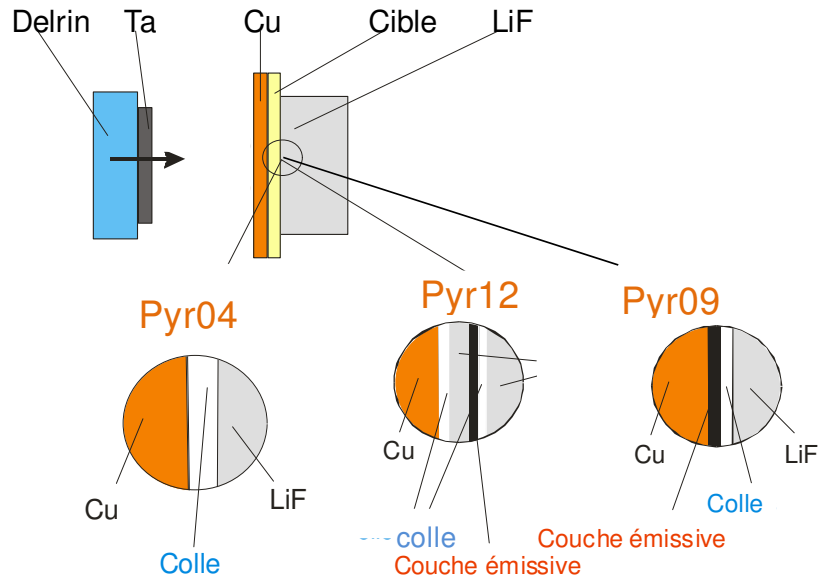
On remarque que le temps d'émergence du choc donné par les mesures de vitesse correspond également au temps d'arrivée du deuxième plateau de luminance.

L'analyse des profils de luminance montre une différence d'amplitude des luminances des différentes voies du pyromètre avant et après l'arrivée du choc à l'interface LiF/LiF. Cela contredit l'hypothèse d'un chauffage de la couche émissive par rayonnement des différentes cibles cuivre ou plomb à travers la fenêtre en LiF.

En effet, dans l'hypothèse d'un transfert thermique par rayonnement radiatif, le chauffage de la couche émissive serait immédiat dès l'arrivée du choc à l'interface matériau/LiF. Les calculs de flux radiatif présentés précédemment prouvent que ce premier palier ne peut être causé par un transfert radiatif qui s'est révélé être insuffisant pour chauffer la CE.

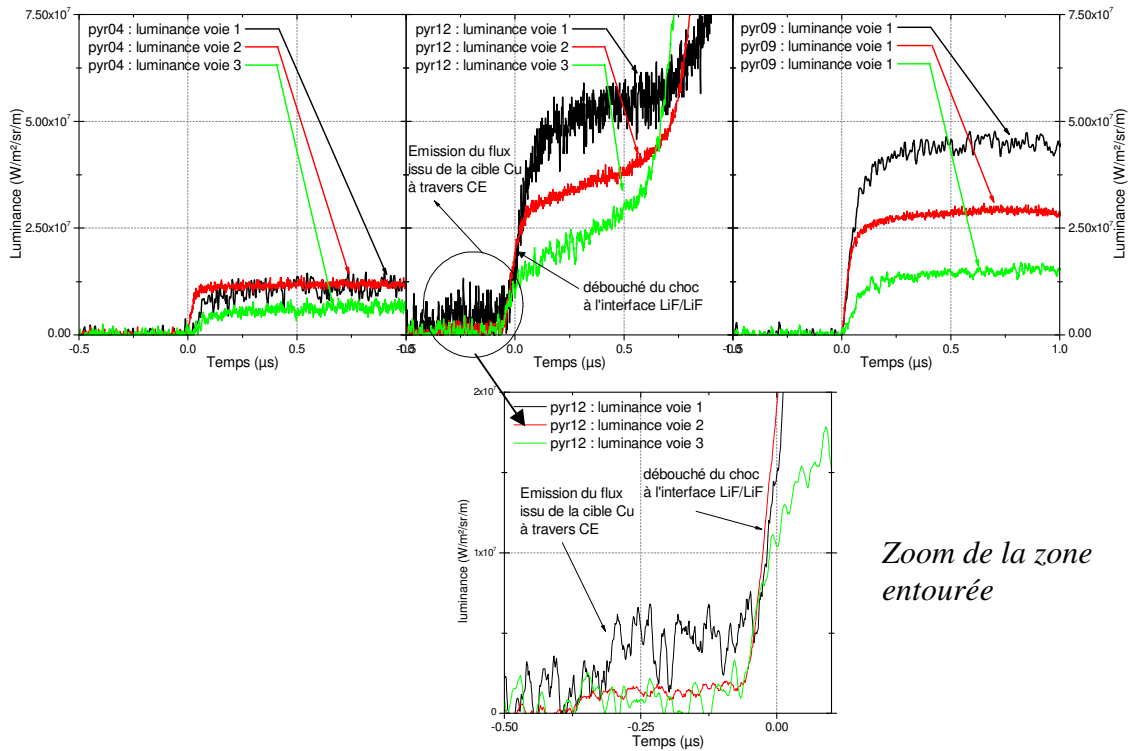
Pour comprendre l'allure des signaux obtenus à l'interface LiF/LiF et l'origine du flux mesuré par le pyromètre, les luminances d'essais précédemment réalisés à l'interface du matériau et de la fenêtre en LiF avec et sans peinture (Figure 4-32 a et Figure 4-33 a) sont comparés. Cela permet d'analyser les niveaux de flux et confirmer que l'hypothèse d'un chauffage par rayonnement radiatif est impossible.

Les signaux de l'essai LiF/LiF (Figure 4-32 c et Figure 4-33 c) sont recalés en temps lorsque le choc atteint l'interface LiF/LiF, sinon les signaux des autres essais sont recalés en temps lorsque le choc débouche à l'interface matériau/LiF (Figure 4-32 b et Figure 4-33 b) ou à l'interface matériau/CE/LiF (Figure 4-32 d et Figure 4-33 d).



(a) Présentation des essais comparés.

Interface Cu / colle / LiF **Interface Cu / colle / LiF / CE / colle / LiF** **Interface Cu / CE / colle / LiF**

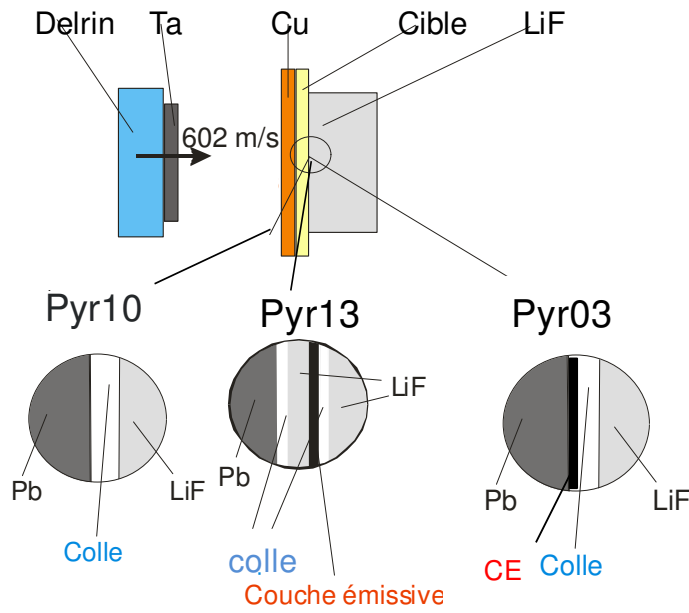


(b) A l'interface Cu/colle/LiF.

(c) A l'interface Cu/colle/LiF/CE/colle/LiF.

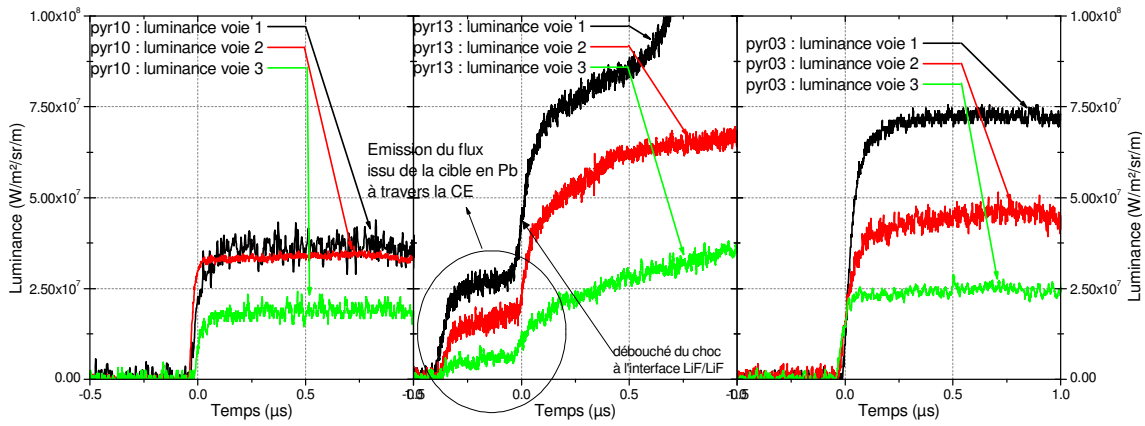
(d) A l'interface Cu/CE/colle/LiF.

Figure 4-32 : Comparaison des essais avec matériau d'étude cuivre et différentes configurations d'interface.



(a) Présentation des essais comparés.

Interface Pb / colle / LiF Interface Pb / colle / LiF / CE / colle / LiF Interface Pb / CE / colle / LiF



(a) A l'interface Pb/colle/LiF.

(b) A l'interface Pb/colle/LiF/CE/colle/LiF.

(c) A l'interface Pb/CEcolle/LiF.

Figure 4-33 : Comparaison des essais avec matériau d'étude Plomb et différentes configurations d'interface,

Avant l'émergence du choc à l'interface LiF/LiF, quel que soit le matériau d'étude (cuivre ou plomb), les trois voies du pyromètre (Figure 4-32 c et Figure 4-33 c) détectent un flux de faible amplitude lors d'un premier palier. Et pourtant, les niveaux de luminance ne sont pas les mêmes que lorsque la visée est réalisée sur la cible sans couche émissive (Figure 4-32 b et Figure 4-33 b). Une partie du flux émis par le matériau sous choc est transmise vers le pyromètre à travers la fenêtre de 2 mm de LiF et la couche émissive : la couche émissive n'est donc pas opaque et transmet une partie du flux (confirmée par les mesures ultérieures réalisées en transmission).

A l'émergence du choc à l'interface LiF/LiF, les trois voies du pyromètre détectent un flux d'amplitude supérieure à celui issu de l'émission du matériau sous choc filtré par la fenêtre et la peinture : il y a donc une émission propre de la couche émissive sous contrainte. Ce flux détecté est donc en fait la somme du flux émis par le matériau et celui de l'émission propre de la couche émissive. Cela est confirmé par la comparaison entre les niveaux des luminances à l'interface LiF/CE/LiF et ceux mesurés à l'interface matériau/CE/LiF (comparaison des Figure 4-32 c et d et comparaison des Figure 4-33 c et d).

Les deux essais Pyr12 et Pyr13 expliquent la raison pour laquelle le flux émis détecté sur une couche émissive à l'interface d'un matériau d'étude et d'une fenêtre dépendait du matériau : le flux détecté n'est pas seulement issu de l'émission de la couche émissive mais aussi du flux issu du matériau utilisé.

En conclusion, l'hypothèse la plus probable est que le flux thermique détecté par le pyromètre dans la configuration d'interface avec la peinture graphitée est en fait la somme de deux émissions :

- celle du flux issu de la couche émissive,
- et celle provenant du matériau.

Les niveaux de luminance et de température élevés dans la configuration où la couche émissive se situe sur le LiF (configuration matériau/colle/CE/LiF) qui sont incohérents avec les résultats théoriques issus de la conduction thermique sont maintenant expliqués. Le flux mesuré provient à la fois de la CE et du matériau.

Le caractère non opaque de la couche émissive explique qu'il n'y a pas de différence de température entre les configurations où la CE est sur le matériau ou sur le LiF (annexe 9). Le flux radiatif issu du matériau est transmis à la fois à travers la faible épaisseur de colle transparente, peu absorbante et à travers la CE.

Les flux ne sont donc pas issus de transfert thermique au sein d'une interface composée de couches multiples mais trouvent leur origine dans l'émission propre de deux matériaux sous choc (le matériau d'étude et la CE partiellement transparente).

4.4.3 Bilan de l'utilisation d'une peinture émissive à l'interface pour la mesure de température

Les échanges de la chaleur à l'interface dans l'ensemble des couches de colle et de peinture sont régis par des transferts thermiques par conduction. Aucune conduction radiative à ces faibles températures ne permet de diffuser la chaleur à travers les différentes couches de l'interface.

La peinture émissive semblait être un moyen prometteur pour obtenir une température d'interface plus précise. Pour qu'un matériau soit utilisé en tant que dépôt émissif, il faut que sa mise en température sous choc soit liée à celle du matériau d'étude par conduction thermique.

L'ensemble des expériences et calculs prouve que ces dépôts émissifs doivent présenter des propriétés essentielles pour qu'ils puissent être utilisés dans de bonnes conditions :

- leur émissivité doit être la plus proche de 1 dans l'ensemble de la gamme spectrale dans laquelle travaille le pyromètre,
- leur conductivité thermique doit être élevée pour que le transfert thermique par conduction au sein de cette couche émissive soit rapide,
- leur épaisseur doit être faible pour que la conduction thermique soit rapide et que sa température s'approche de celle du matériau,
- leur épaisseur doit être suffisante pour garantir leur opacité afin d'éliminer tout rayonnement émis par le matériau d'étude.

La peinture émissive, utilisée dans un premier temps, ne peut donc être utilisée en tant que dépôt émissif car elle n'est pas opaque et qu'elle est trop épaisse.

Il est évident maintenant que la couche émissive ne peut être placée sur le LiF : en effet la couche de colle, par sa propriété de barrière thermique, placée entre le matériau et la CE, empêche tout transfert thermique par conduction.

D'autres dépôts ont donc été étudiés. Une étude numérique, d'une part, a permis d'orienter la sélection de nouveaux dépôts en fonction de leurs propriétés mécaniques et thermiques. Une étude expérimentale, d'autre part, aide à vérifier les propriétés optiques. Les deux études ont contribué à identifier un type de dépôt prometteur susceptible de constituer à terme un dépôt émissif.

4.5 Etude des flux thermiques au sein de l'interface avec dépôts DLC et ReSi₂.

L'objet de ce paragraphe est d'étudier et de sélectionner des dépôts qui répondent aux contraintes exigées. La première partie est une étude numérique qui apporte des informations pour le choix des nouveaux dépôts : il s'agit en fait d'une étude sur la propagation de la chaleur en fonction des caractéristiques thermiques des dépôts. La deuxième partie est une étude expérimentale concernant l'évaluation des propriétés optiques des dépôts sélectionnés. La comparaison expérience/calcul permet de conclure quant à l'utilisation ou non de ces matériaux en tant que dépôts émissifs.

4.5.1 Sélection du type de dépôt par une étude numérique

Le chapitre 4.4 a permis de comprendre que la propagation de la chaleur à l'interface matériau d'étude et fenêtre en LiF dans les différentes couches de colle et de dépôt se fait par conduction thermique.

La peinture émissive est principalement constituée de carbone amorphe dont la conductivité thermique n'est pas connue mais s'approche de celle du graphite égale à 131 W/m/K à 25 °C. Le carbone est connu pour être un bon conducteur thermique (Pierson, 1993). Il est adapté pour transmettre de façon efficace la chaleur du matériau d'étude sur toute l'épaisseur de cette couche : c'est l'objet du paragraphe 4.5.1.2.

Une étude réalisée par l'ONERA (Indrigo, 1991) a permis d'identifier le ReSi₂ comme matériaux susceptibles d'être utilisés comme dépôt émissif. Il avait également été retenu pour son critère de forte impédance puisque les mesures avaient été réalisées en surface libre du matériau (Costeraste, 1986). Cependant, le peu d'expérimentations alors réalisées et la configuration de la cible n'a pas permis de valider l'utilisation de ce dépôt. Dans le paragraphe 4.5.1.3, l'étude du transfert thermique au sein de cette couche est réalisée.

4.5.1.1 Configuration des simulations numériques

Il s'agit de vérifier la propagation de la chaleur issue du matériau sur toute l'épaisseur de la couche émissive par conduction thermique. Pour cela, nous étudions ce transfert à l'interface Cu/LiF et Pb/LiF (Figure 4-34).

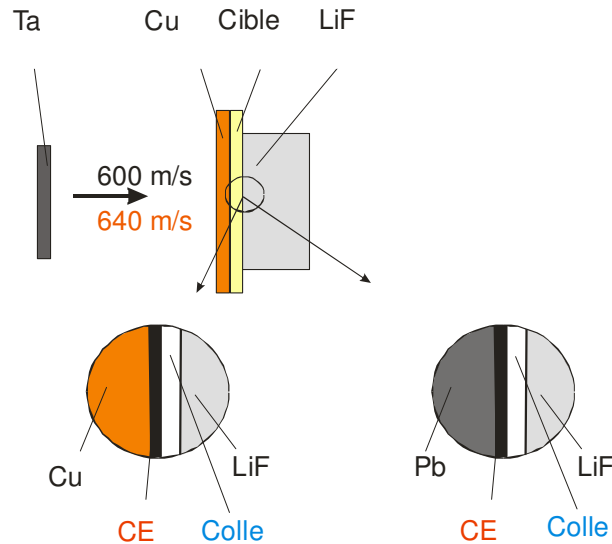


Figure 4-34 : Configuration des simulations numériques.

Les influences de la nature du dépôt, de sa conduction thermique et de son épaisseur sont étudiées.

4.5.1.2 Le dépôt DLC amorphe

On a vu que la peinture émissive n'a pu être retenue à cause de son caractère transparent et de son épaisseur trop importante. Dans le cadre de cette étude numérique, seules l'épaisseur et la conductivité thermique du dépôt sont analysées. Le caractère opaque de ce type de dépôt est caractérisé dans le paragraphe suivant concernant les résultats expérimentaux.

Les caractéristiques du dépôt carbone sont celles du graphite précédemment utilisées pour l'étude numérique du transfert thermique au sein de la couche émissive (paragraphe 3.2.3.4).

Dans un premier temps, nous allons vérifier l'effet de l'épaisseur et de la conductivité thermique du dépôt carbone sur le matériau plomb. Nous comparons la température du matériau à celle de l'interface entre le matériau et le dépôt (CE) et à celle de l'interface du dépôt (CE) et de la colle matérialisant la surface visée par le pyromètre (Figure 4-35).

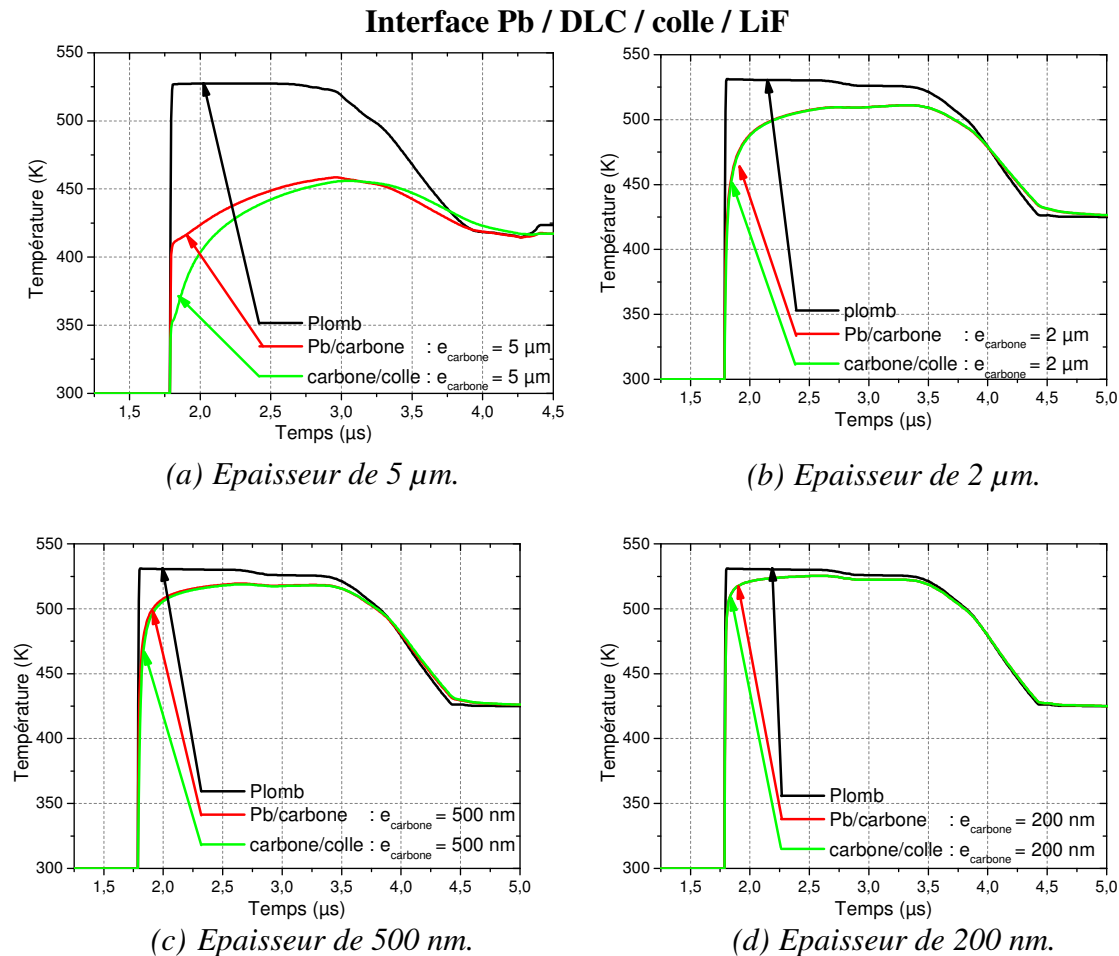


Figure 4-35 : Influence de l'épaisseur de la couche de dépôt en carbone sur la température d'interface Pb/LiF.

L'épaisseur a une influence marquée sur la température lorsqu'elle est supérieure à 2 μm . Plus l'épaisseur est faible, plus la température d'interface Pb/CE se rapproche de celle du matériau. Entre 2 μm et 200 nm, la différence est d'une vingtaine de degrés à la fin du palier sous choc.

On remarque également que la conductivité thermique du dépôt est suffisante pour que le transfert thermique sur l'ensemble de l'épaisseur du matériau se fasse si l'épaisseur est inférieure à 2 μm .

Le dépôt DLC de carbone amorphe est très bon conducteur thermique (Pierson, 1993) (de 400 à 1000 W/m/K). Néanmoins, le manque de connaissance sur les valeurs de conductivité thermique dans les gammes de pression de l'étude exige de vérifier l'influence de la conductivité thermique de la CE (Figure 4-36).

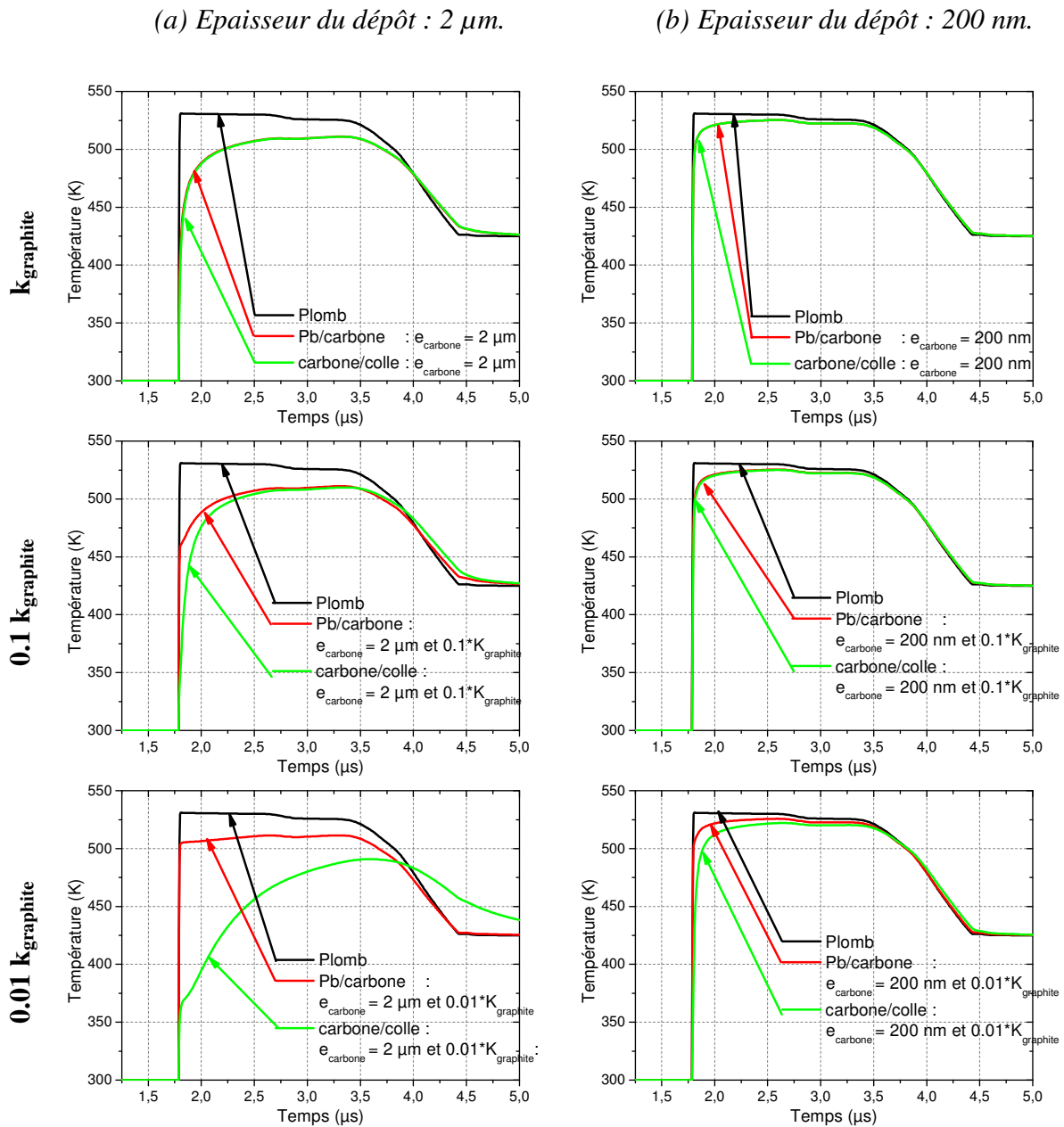


Figure 4-36 : Influence de la conductivité thermique de la couche de dépôt en carbone sur la température d'interface Pb/LiF pour différentes épaisseurs.

Pour l'épaisseur de 200 nm, l'effusivité et la faible épaisseur du carbone ainsi que le caractère isolant de la colle permet d'obtenir des températures à l'interface CE/colle proche de celle du matériau (écart de 5 K) quelles que soient les valeurs de conductivité thermique du carbone. Le transfert thermique au sein du carbone se fait rapidement et la colle évite le refroidissement du carbone alimenté en flux par le matériau.

Il est à noter par ailleurs qu'avec une épaisseur de 2 μm , il est impossible d'atteindre la température du matériau cible à la fin du plateau à cause de la forte effusivité du carbone (supérieure à celle du plomb) et d'un dépôt un peu trop épais. Néanmoins, les deux températures restent proches de l'ordre de 4 %. Cependant, d'autres paramètres comme la transparence ou l'émissivité de la couche devront être vérifiés.

Il s'agit maintenant de vérifier que le dépôt de carbone se comporte de la même manière à l'interface cuivre/LiF. Nous comparons la température du matériau à celle de l'interface entre le matériau et le dépôt (CE) et à celle de l'interface du dépôt (CE) et de la colle matérialisant le point visée par le pyromètre (Figure 4-37).

On remarque que quelle que soit l'épaisseur du dépôt, les températures du cuivre, de l'interface carbone/colle et du dépôt carbone sont proches sous choc. Le transfert thermique est efficace. On peut mesurer la température du matériau de manière indirecte par la mesure de la température sur le carbone. La forte effusivité du cuivre et le caractère isolant de la colle permet un transfert thermique efficace du cuivre vers le carbone.

Interface Cu / DLC / colle / LiF

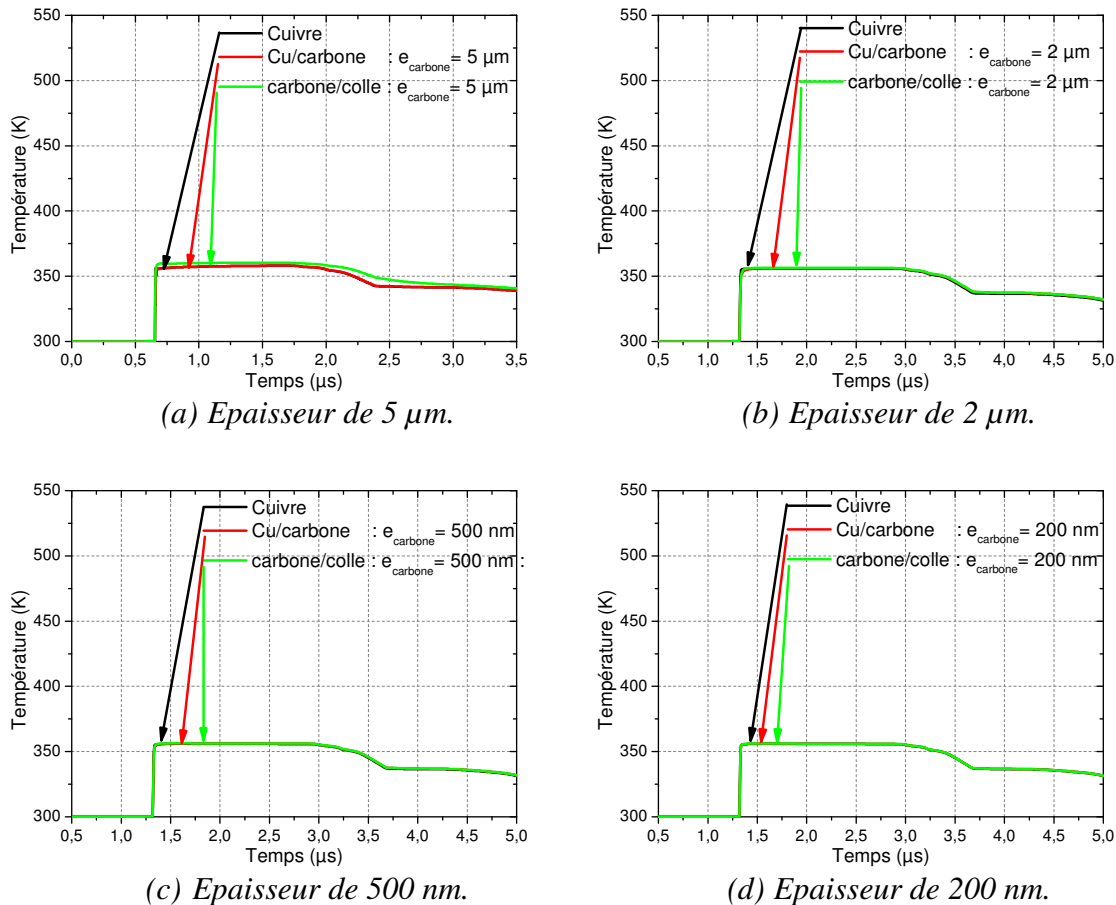


Figure 4-37 : Influence de l'épaisseur de la couche de dépôt en carbone sur la température d'interface Cu/LiF.

Du point de vue thermique, le dépôt carbone DLC semble donc être un matériau prometteur pour sa grande conductivité thermique. Il est utilisable pour une épaisseur de $2\ \mu\text{m}$ puisque une méconnaissance de sa conductivité thermique (jusqu'à 10% de sa valeur initiale) reste acceptable du point de vue de la mise en équilibre de la température d'interface. La valeur de la température du matériau cible reste cependant différente de celle de l'interface carbone/colle mais avec des écarts raisonnables. Néanmoins, une étude expérimentale est nécessaire pour vérifier le caractère opaque et émissif de la couche de ce dépôt.

4.5.1.3 Le dépôt ReSi_2

Un autre dépôt envisageable est le ReSi_2 . Son caractère émissif est connu et est de l'ordre de 0,8 dans la gamme spectrale vue par le pyromètre. Sa conductivité thermique et sa chaleur spécifique ont été évaluées expérimentalement lors de précédentes études (Indrigo, 1991). Pour l'ensemble des calculs, elle est constante et vaut $11.2\ \text{W/m.K}$. sa chaleur spécifique est également considérée constante égale à $180\ \text{J/kg.K}$, son effusivité de $4642\ \text{W.s}^{1/2}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Pour ses caractéristiques mécaniques, seule sa masse volumique est connue. Son impédance n'a pas été déterminée, nous savons seulement qu'elle est plus grande que celle du fer (Perez 1991). Arbitrairement, nous avons choisi, des valeurs pour que son impédance vérifie cette information. Le ReSi_2 étant composé de Re à 80 %, nous avons supposé que sa polaire de choc était proche de celle du Re (Handbook Marsch 1980). Ses caractéristiques utilisées pour les simulations numériques sont données en annexe 8.

Dans un premier temps, nous allons vérifier l'effet de l'épaisseur et de la conductivité thermique du dépôt en ReSi_2 en comparant la température du matériau plomb à celle de l'interface Pb/ReSi_2 et à celle de l'interface $\text{ReSi}_2/\text{colle}$ matérialisant le point visé par le pyromètre (Figure 4-38). L'évolution de la température dans les différentes couches est présentée sur la Figure 4-39.

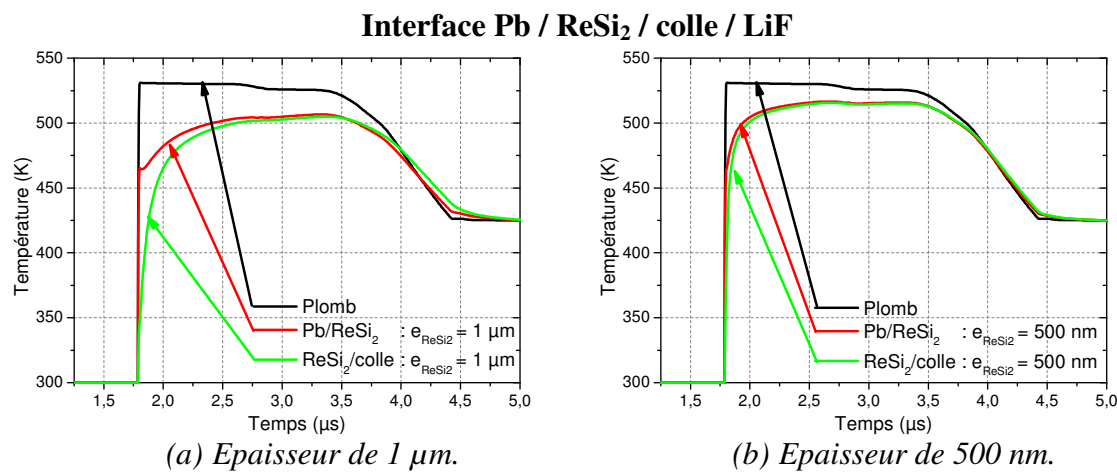


Figure 4-38 : Influence de l'épaisseur de la couche de dépôt en ReSi_2 sur la température d'interface Pb/LiF .

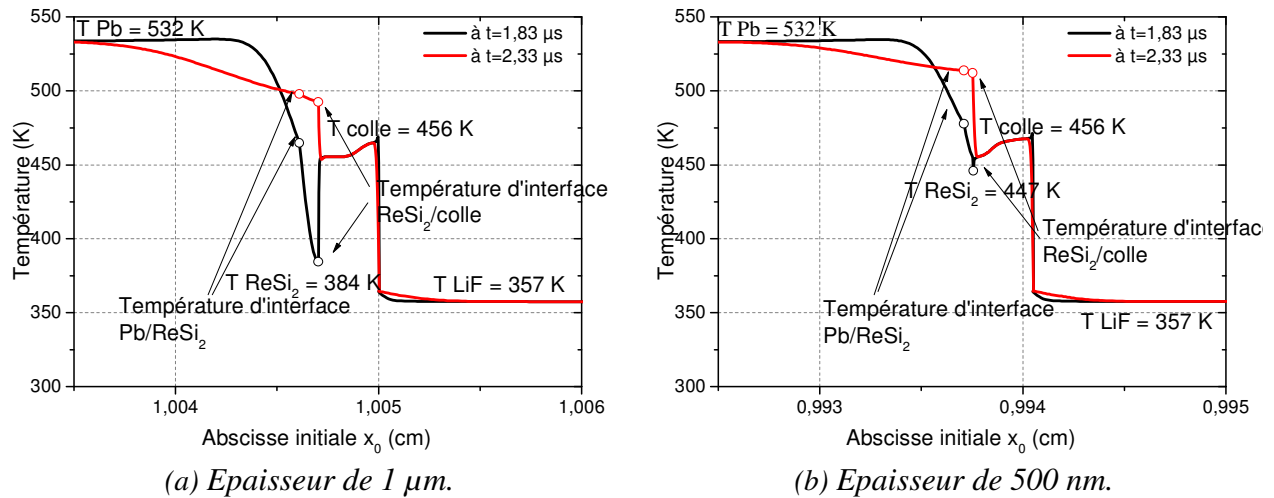
Interface Pb / ReSi₂ / colle / LiF

Figure 4-39 : Evolution de la température dans les différents matériaux avec un dépôt en ReSi₂ de conductivité thermique k_{ReSi_2} d'épaisseur.

L'épaisseur a une influence évidente sur les températures calculées comme nous avons pu le voir avec le dépôt de carbone. Plus l'épaisseur est faible, plus les températures d'interface Pb/ReSi₂ et ReSi₂/colle se rapprochent de celle du matériau. La conductivité thermique acceptable, la faible effusivité du ReSi₂ conjuguées au caractère isolant de la colle explique ce résultat (Figure 4-39).

Entre 1 μm et 500 nm, la différence est d'une vingtaine de degrés et le temps de mise à l'équilibre thermique est plus long : 300 ns et 750 ns sont respectivement nécessaires pour les dépôts d'épaisseur 500 nm et 1 μm .

La température du point visé par le pyromètre à l'interface ReSi₂/colle est quasiment égale à celle de la température à l'interface Pb/ReSi₂ pour une épaisseur de dépôt de 500 nm (15 K d'écart). Pour le dépôt de 1 μm , les deux températures d'interface sont proches (20 K d'écart) mais un temps de mise à l'équilibre thermique est nécessaire : il est de l'ordre de 1 μs .

Le manque de connaissance sur les valeurs de conductivité thermique dans les gammes de pression de l'étude du ReSi₂ impose d'analyser l'effet d'une perte de la conductivité thermique de ce type de dépôt. La Figure 4-40 montre l'influence de la valeur de la conductivité thermique du dépôt sur la valeur à la température du point visé par le pyromètre pour différentes épaisseurs de dépôt (500 nm et 1 μm).

De manière évidente, plus la conductivité baisse, plus la couche de ReSi₂ va jouer le rôle de barrière thermique et empêcher la transmission de la chaleur sur l'ensemble de son épaisseur. Cette influence est très visible sur les dépôts de plus grande épaisseur de l'ordre de 1 μm dès que la conductivité est à 10% inférieur de sa valeur initiale.

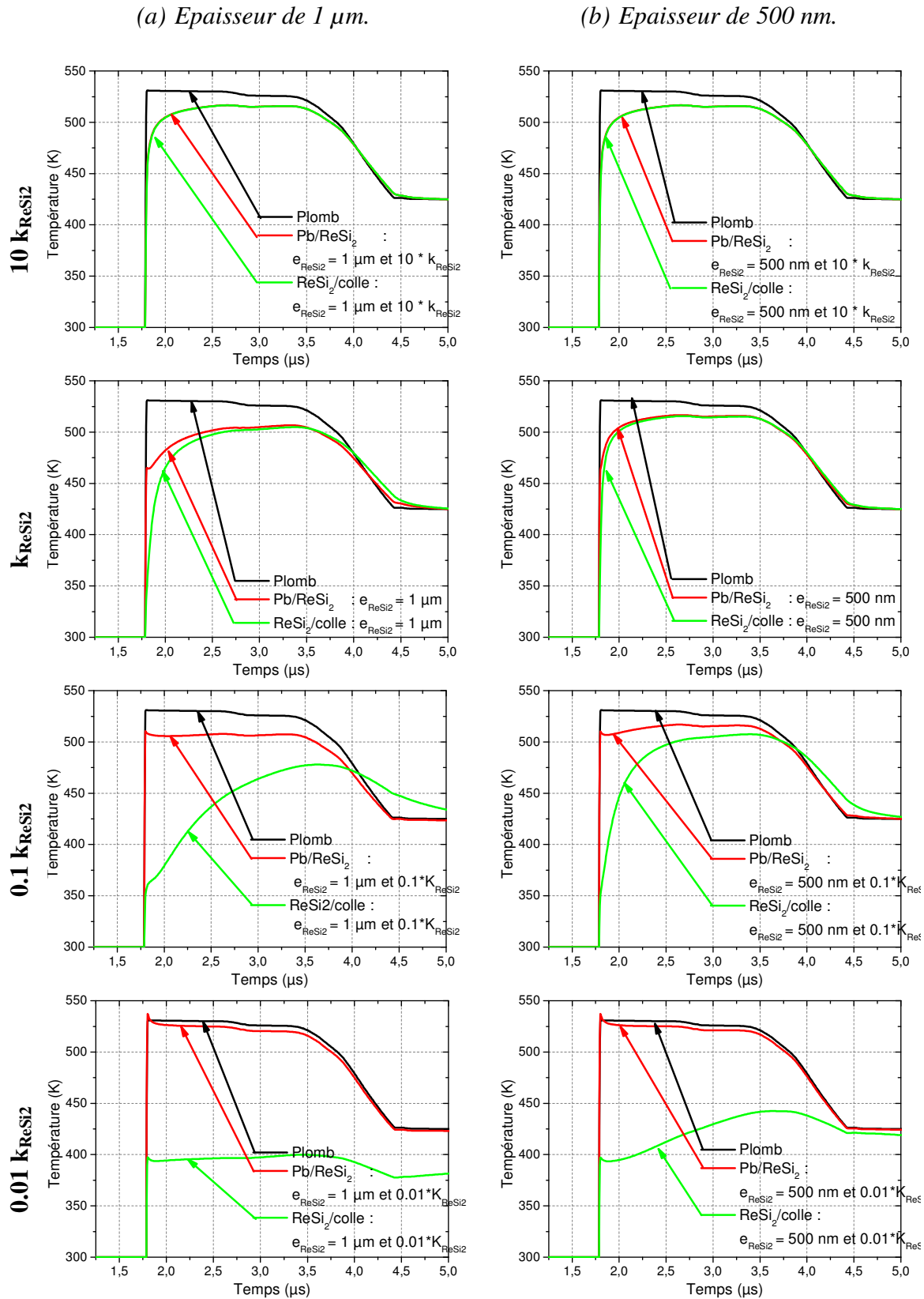


Figure 4-40 : Influence de la conductivité thermique de la couche de dépôt en ReSi₂ sur la température d'interface Pb/LiF pour différentes épaisseur de ReSi₂.

Pour le dépôt de 500 nm, on peut observer l'effet de la perte de conductivité thermique dès que la conductivité est égale à 1% de sa valeur initiale. A 10 % de la valeur initiale de k_{ReSi_2} , la température d'interface reste cependant exploitable après un temps de mise à l'équilibre de l'ordre de 1 μ s.

Le dépôt ReSi_2 est moins efficace du point de vue thermique qu'un dépôt en carbone. Néanmoins, ses propriétés thermiques nous permettent de l'utiliser jusqu'à 1 μ m si sa conductivité ne diminue pas au cours de la sollicitation. Une épaisseur de 500 nm de dépôt ReSi_2 permettrait d'obtenir une température d'interface visée par le pyromètre proche de celle du matériau sans effet d'une perte de conductivité thermique (même avec une baisse de sa conductivité jusqu'à 10 % de sa valeur initiale).

Toutefois, il faut vérifier les propriétés optiques de ce matériau (opacité et émissivité) pour garantir une utilisation optimale par une étude expérimentale.

4.5.2 Mesure de température avec DLC ou ReSi_2 à l'interface du matériau d'étude et de la fenêtre en LiF

Les dépôts de carbone et de ReSi_2 ont été sélectionnés pour leurs propriétés thermiques qui permettent d'obtenir des températures à l'interface dépôt/colle proches de celle du matériau, tout en respectant une certaine épaisseur de dépôt. L'étude expérimentale pour vérifier les caractéristiques optiques du dépôt est nécessaire.

4.5.2.1 Configuration des essais

L'objet de ces essais est d'évaluer si l'émissivité de ces deux types de dépôt est suffisamment proche de celle du corps noir pour obtenir une valeur précise de la température du matériau et également de vérifier leur opacité pour éviter de mesurer à la fois le flux provenant du matériau d'étude et du dépôt.

Les flux thermiques mesurés par pyrométrie optique sont issus des deux types de configurations de la Figure 4-41.

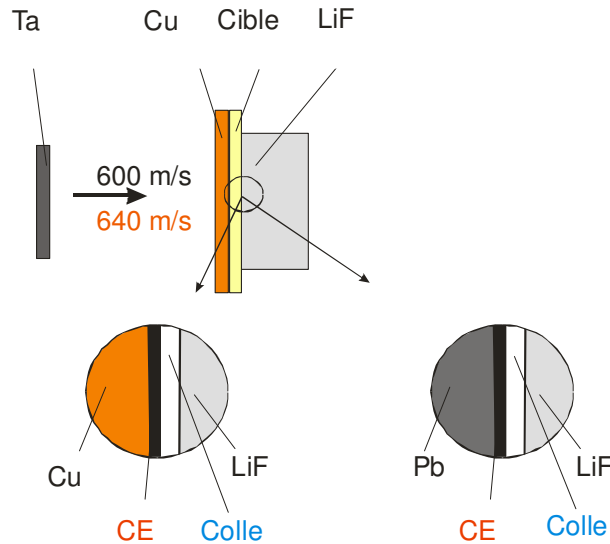


Figure 4-41 : Configuration des expérimentations.

Les dépôts n'excèdent pas $2 \mu\text{m}$ pour le dépôt carbone et $1 \mu\text{m}$ pour le ReSi_2 pour répondre aux contraintes de transfert thermique par conduction.

4.5.2.2 Expérimentation avec dépôt en carbone

Le dépôt carbone sera un dépôt dit DLC (Diamond Like Carbon) : on maîtrise son épaisseur jusqu'à quelques micromètres d'épaisseur et son adhérence sur plusieurs types de matériau.

Le dépôt DLC ne permet pas de travailler sur des matériaux d'étude comme le plomb (pour des raisons de normes environnementales, les machines ne peuvent récupérer d'éventuelles poussières de plomb). Le matériau d'étude est limité au cuivre. La configuration de l'essai Pyr14 est rappelée sur la Figure 4-42.

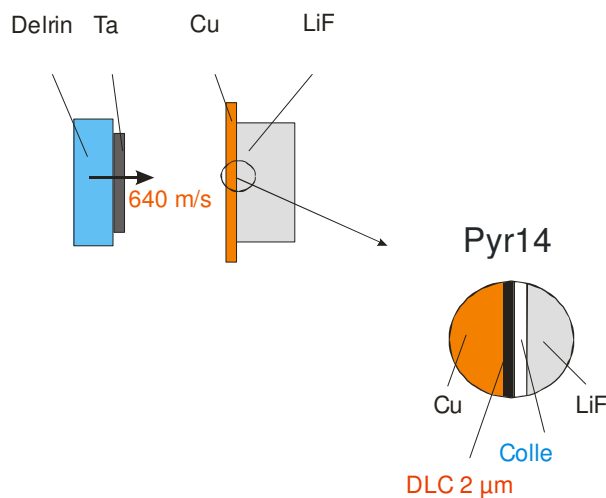


Figure 4-42 : Configuration de l'essai avec dépôt carbone DLC.

Mesure de l'émissivité du dépôt DLC

Cette mesure consiste à comparer le flux détecté par une cible dont l'émissivité est connue et le flux émis par une cible en cuivre avec un dépôt DLC dont le dépôt est d'émissivité inconnue. Cela repose sur le principe de mesure d'émissivité décrit en annexe 1.

Ce dépôt s'est révélé être peu émissif ou transparent (sa transparence n'ayant pu être vérifiée puisqu'il est impossible de déposer du DLC sur du LiF (incompatibilité du fluor avec la méthode de dépôt)). Seules des pièces de cuivre recouverte de DLC ont été testées.

L'émissivité mesurée est de l'ordre de 0.2 sur l'ensemble des gammes spectrales du pyromètre : dans ce cas, il peut s'agir de l'émissivité du cuivre ou de celle du dépôt, le doute ne peut être levé.

Bilan de l'expérimentation

L'essai consiste à mesurer expérimentalement le flux thermique d'une interface composée de DLC d'épaisseur 2 μm et de colle sur du cuivre (Figure 4-42).

Cette expérience consiste à porter l'interface constituée du DLC et de la colle à une contrainte de 8 GPa. Elle est comparée aux résultats de l'essai Pyr04 composé d'une interface de colle décrite dans le paragraphe 4.3.

Cet essai permet de confirmer la faible émissivité du dépôt DLC sur les gammes spectrales du pyromètre (Figure 4-43).

Remarque : la voie 3 du pyromètre pour l'essai Pyr14 n'est pas exploitable car le flux détecté est trop faible.

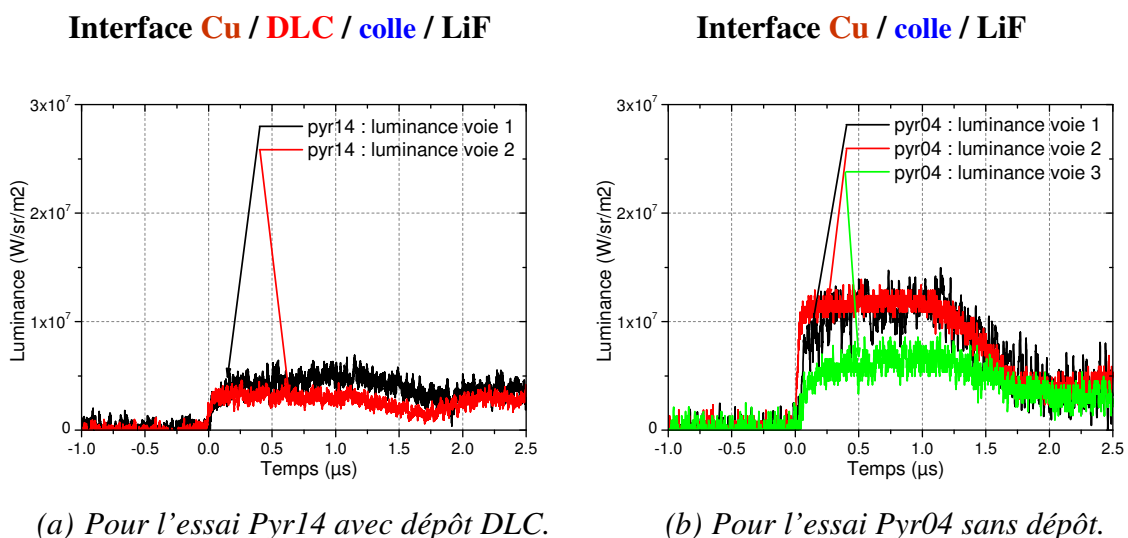


Figure 4-43 : Luminances issues des voies de mesure du pyromètre

Les niveaux de luminance émis par l'interface – composée de DLC et de colle – portée à 8 GPa sont plus faibles que ceux obtenus avec une interface composée uniquement de colle (Figure 4-43).

Comme on l'a vu précédemment, la présence de la colle n'a pas d'influence sur la mesure du flux puisqu'elle reste transparente. Cependant, nous avons constaté pour l'essai pyr04 que la température équivalente à ces niveaux de luminance restait trop élevée par rapport à celle estimée par le calcul. Un phénomène de dégradation de l'état de surface lors du passage du choc à l'interface causant une variation de l'émissivité peut être à l'origine de cette élévation de température. L'essai pyr14 permet de soutenir cette hypothèse. Le DLC est un dépôt utilisé pour ses propriétés de dureté (il revêt les outils de machines outils). Ce dépôt très dur peut éviter la déformation ou la dégradation de la surface du cuivre au moment du passage du choc. Le flux thermique alors mesuré est celui issu de la surface du cuivre moins dégradé, ne présentant ni points chauds, ni variation de son émissivité.

Cet essai permet de montrer l'intérêt d'utiliser une couche de DLC à l'interface même si ni son émissivité ni sa transparence n'ont pu être évaluées.

Dans les deux cas, nous mesurons bien la température du cuivre :

- si le DLC est transparent, nous mesurons la température à l'interface Cu/DLC, qui d'après les calculs, est égale à celle du matériau grâce à une bonne conductivité thermique du matériau,
- si le DLC n'est pas transparent et peu émissif de l'ordre de 0.2, nous mesurons la température de l'interface DLC/colle (au coefficient d'émissivité près) qui par la propriété de conductivité thermique est celle de la température du matériau cible (paragraphe 4.5.1.2).

Les dépouillements des températures d'interface des deux essais sont présentés sur la Figure 4-44.

On obtient les valeurs de températures d'interface suivantes :

Essai	Pyr14,	Pyr04,
à l'interface	Cu / DLC / colle / LiF	Cu / colle / LiF
Température vraie	$T_V = 375 \pm 31 \text{ K}$	$T_V = 422 \pm 47 \text{ K}$
Emissivité	pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$ (où $\epsilon_S = 0.1$)	pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$ (où $\epsilon_S = 0.1$)

L'émissivité dynamique a tendance à peu varier. Cela se vérifie sur l'émissivité statique du cuivre qui évolue peu dans l'infrarouge.

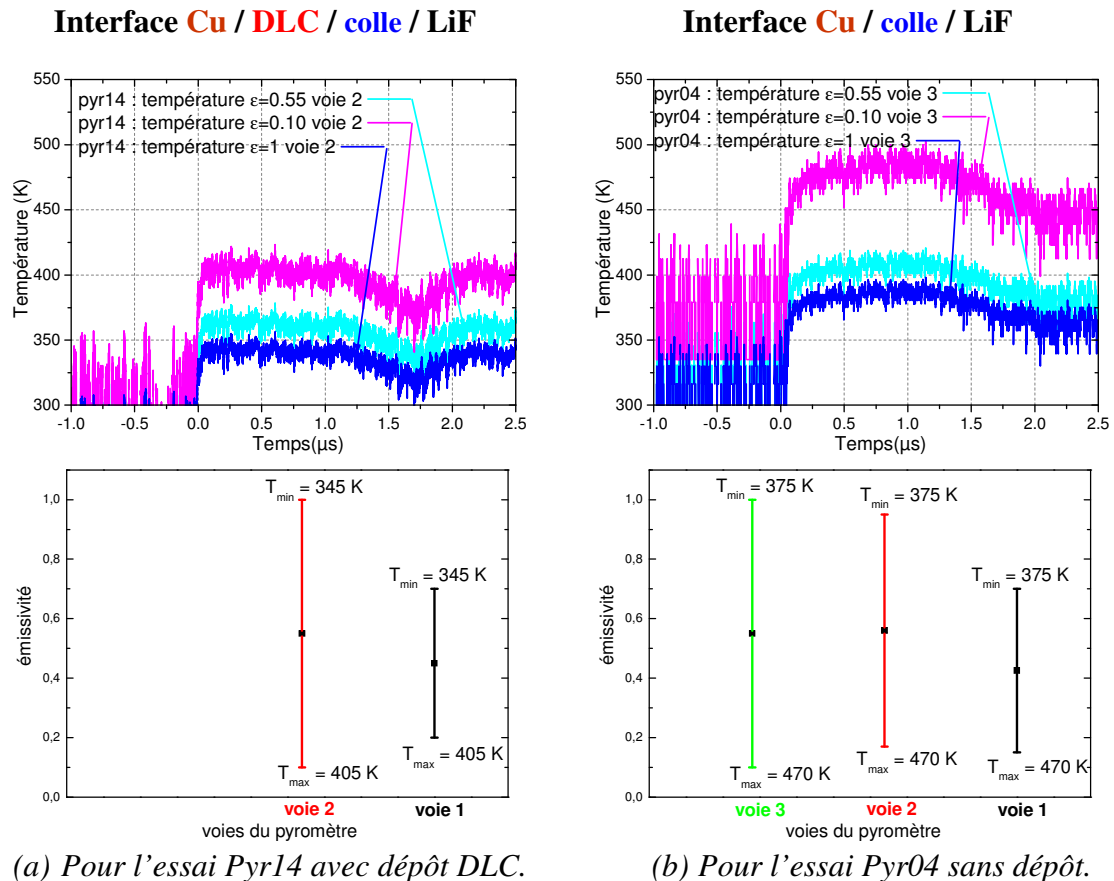


Figure 4-44 : Température et évolution de l'émissivité dynamique issues des voies de mesure du pyromètre,

L'émissivité pour le cuivre et pour le DLC est comprise entre 0.1 et 1. En conséquence, on remarque que la précision sur la température n'est pas très satisfaisante. Néanmoins, la mesure de la température d'interface avec le dépôt DLC donne des résultats en accord avec les valeurs de température attendues (Figure 4-44).

L'analyse des résultats de cet essai permet de conclure que les transferts thermiques au sein du DLC sont très rapides et en accord avec les calculs obtenus par simulation numérique.

Cependant, en ce qui concerne ses propriétés optiques, un doute subsiste : il est soit transparent, soit peu émissif. Dans tous les cas, quelle que soit la température d'interface mesurée (Cu/DLC si DLC transparent ou DLC/colle si émissif), elle est proche de celle du matériau. Néanmoins, la grande incertitude sur l'émissivité du cuivre ou du DLC ne permet pas d'accéder à une température d'interface assez précise pour nos études. Il ne peut être utilisé en tant que dépôt émissif.

4.5.2.3 *Expérimentation avec dépôt en ReSi_2*

Les dépôts en ReSi_2 ne sont pas très faciles à réaliser en raison de leur mauvaise adhérence sur le matériau d'étude appelé substrat. Une longue étude de faisabilité et de test sur différents matériaux d'étude a finalement pu aboutir à la réalisation de dépôt adhérent (Landais, 2008). Le substrat cuivre a posé des problèmes d'adhérence et donc seuls des essais avec cible en plomb sont présentés.

Deux essais avec différentes épaisseurs (1 μm et 0,5 μm) de dépôts ont été réalisés (Figure 4-45). Cette expérience consiste à porter l'interface constituée de ReSi_2 et de la colle à une contrainte de 8 GPa. Elle est comparée aux résultats de l'essai Pyr10 composé d'une interface de colle décrite dans le paragraphe 4.3.

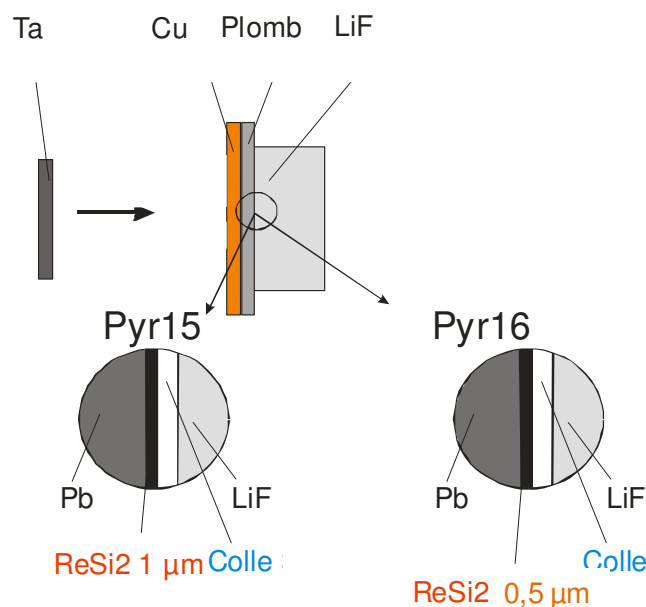


Figure 4-45 : Configuration des cibles avec ReSi_2 .

Mesure de l'émissivité du dépôt ReSi_2

Cette mesure consiste à comparer le flux détecté par une cible dont l'émissivité est connue et le flux émis par une cible avec un dépôt ReSi_2 d'épaisseur connue mais d'émissivité inconnue. Cela repose sur le principe de mesure d'émissivité décrit en annexe 1.

Ce dépôt est émissif et opaque. Son opacité a cette fois été vérifiée avec une fenêtre en saphir recouverte d'un dépôt de ReSi_2 de 0,5 μm . A cause de problème d'adhérence, il n'a pas été possible d'obtenir un dépôt de ReSi_2 sur du LiF.

L'émissivité mesurée est de l'ordre de 0.7 sur l'ensemble des gammes spectrales du pyromètre.

Bilan de l'expérimentation

Pour les mêmes raisons que celles invoquées pour l'étude des transferts thermiques au sein d'une interface composée uniquement de colle ou de dépôt, l'interface des différentes configurations est soumise à la même contrainte de 8 GPa (Figure 4-46).

Les niveaux de luminance émis par l'interface composée de ReSi₂ des essais Pyr15 et Pyr16 sont plus élevés que ceux obtenus avec une interface composée uniquement de colle (Figure 4-46). Cela confirme que l'émissivité de cette couche de ReSi₂ est supérieure à celle du plomb.

Comme on l'a vu précédemment, la présence de la colle n'a pas d'influence sur la mesure du flux puisqu'elle reste transparente, l'allure suit donc le profil de température observé lors des simulations numériques.

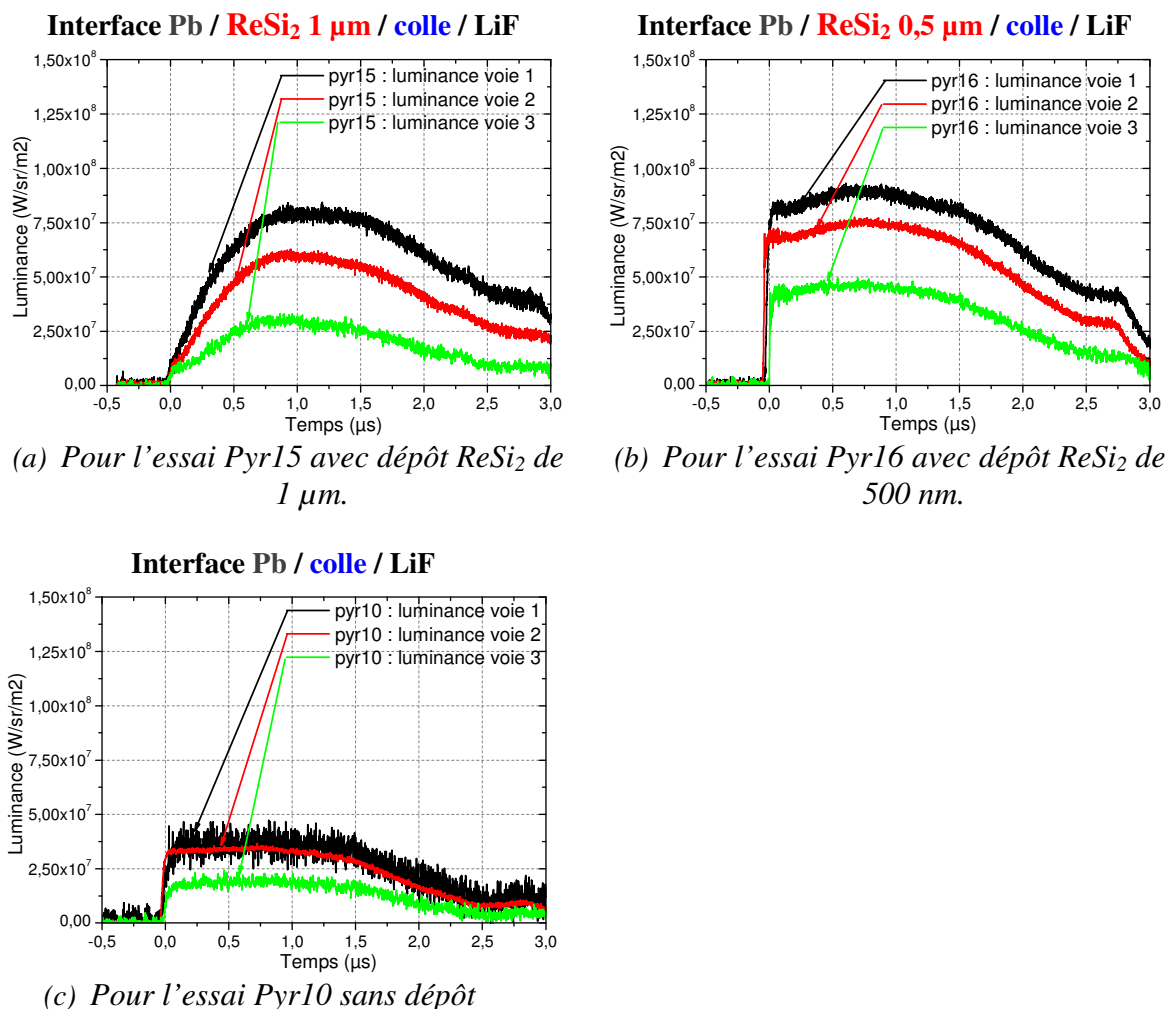


Figure 4-46 : Luminances issues des voies de mesure du pyromètre.

Les deux essais avec les dépôts de ReSi₂ confirment donc l'influence de l'épaisseur du dépôt observée numériquement (paragraphe 4.5.1.3) sur la température d'interface visée par le

pyromètre. Le dépôt ReSi_2 de $1 \mu\text{m}$ atteint un équilibre thermique sur une durée plus importante que le dépôt d'épaisseur $0,5 \mu\text{m}$.

Les courbes de dépouillement en température ainsi que l'évolution de l'émissivité dynamique des différents essais avec ReSi_2 et l'essai de référence avec l'interface composée de colle sont présentées sur la

Figure 4-47.

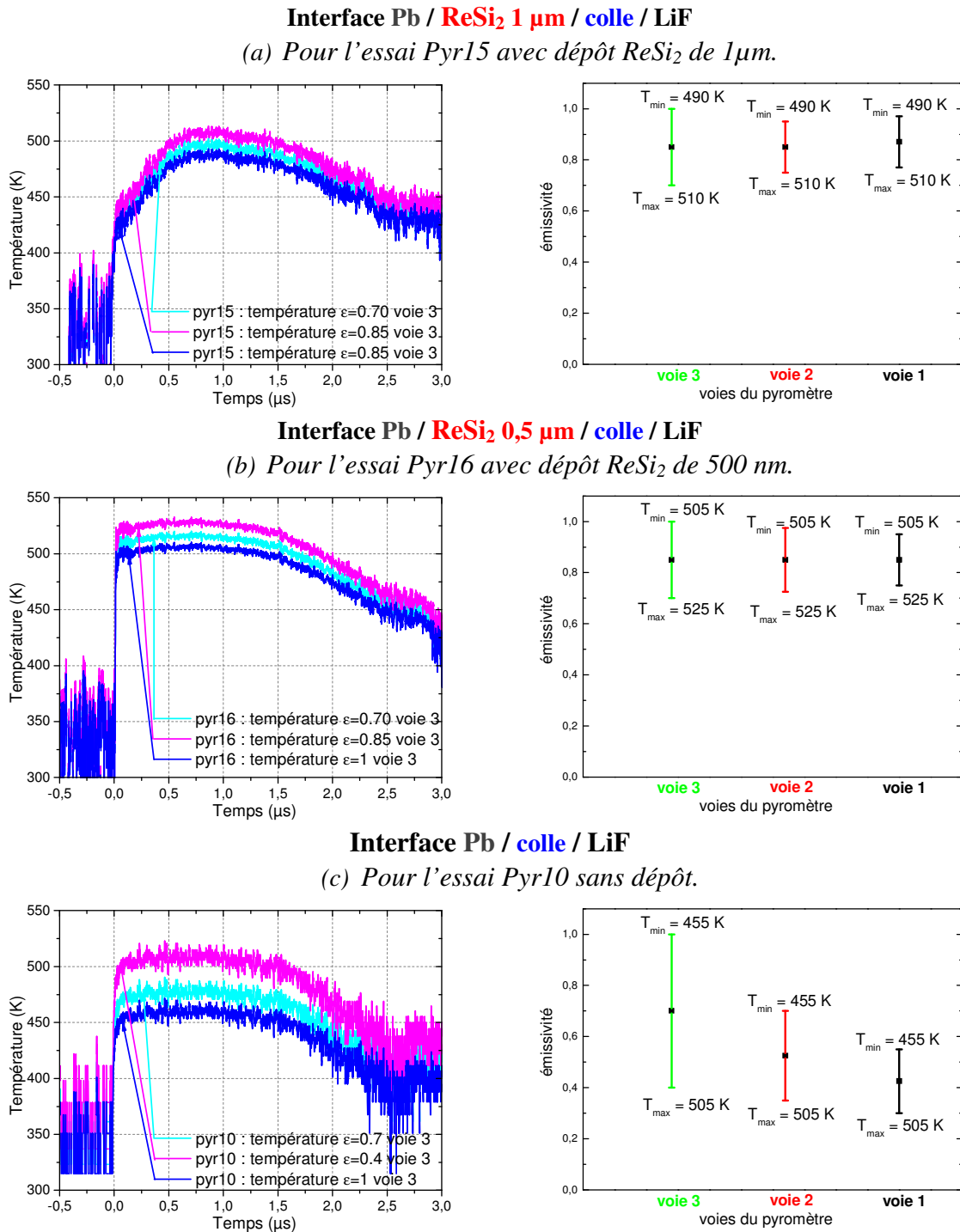


Figure 4-47 : Températures issues des voies de mesure du pyromètre.

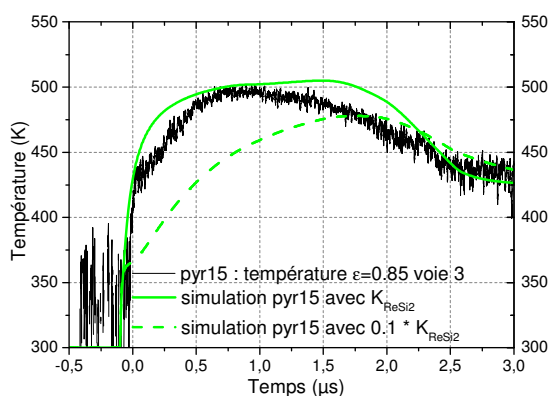
Le dépouillement en température vraie à l'interface par la méthode d'encadrement de la voie à plus courte longueur d'onde donne :

Essai	Pyr15,	Pyr16,	Pyr10
à l'interface	Pb / ReSi₂ / colle / LiF de 1 µm	Pb / ReSi₂ / colle / LiF de 500 nm	Pb / colle / LiF
Température vraie	$T_V = 500 \pm 10$ K pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$	$T_V = 515 \pm 10$ K pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$	$T_V = 480 \pm 25$ K pour $\epsilon_S < \epsilon < 1$
Emissivité	(où $\epsilon_S = 0.7$)	(où $\epsilon_S = 0.7$)	(où $\epsilon_S = 0.4$)

L'émissivité dynamique du dépôt ReSi₂ reste élevée (supérieure à 0,7) sur les autres voies du pyromètre et constante. Ce qui lui confère une propriété optique intéressante.

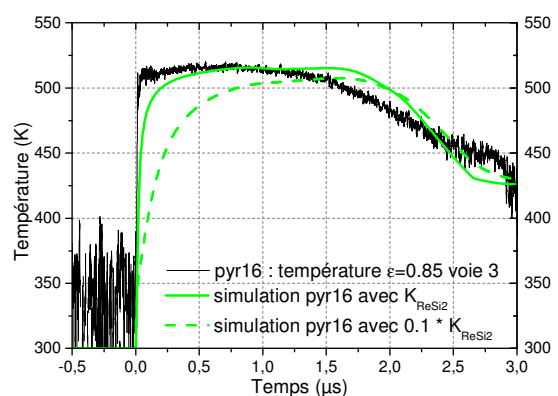
L'émissivité pour le plomb est comprise entre 0.4 et 1, pour le ReSi₂ entre 0.7 et 1. En conséquence, on remarque que la précision sur la température est satisfaisante à l'interface avec le dépôt en ReSi₂. La température mesurée avec un dépôt de ReSi₂ de 0,5 µm d'épaisseur est plus élevée que celle avec un dépôt de 1 µm : la conduction thermique est plus efficace pour un dépôt de faible épaisseur. Les résultats de ces deux essais sont donc en accord avec les tendances obtenues par simulation numérique (Figure 4-48). Néanmoins, les allures sont différentes. Pour le dépôt ReSi₂ de 0,5 µm, le profil de la courbe expérimentale se rapproche de celle issue du calcul avec la conductivité thermique fournie par l'ONERA. Alors que celle avec un dépôt de 1 µm se rapproche de la courbe issue du calcul avec une conductivité thermique plus faible. L'étude de l'influence du C_V du ReSi₂ pourrait apporter des informations sur les tendances.

Interface Pb / **ReSi₂ 1 µm** / colle / LiF



(a) Pour l'essai Pyr15 avec dépôt ReSi₂ de 1µm.

Interface Pb / **ReSi₂ 0,5 µm** / colle / LiF



(b) Pour l'essai Pyr16 avec dépôt ReSi₂ de 500 nm.

Figure 4-48 : Comparaison expérience/calcul pour différentes épaisseurs et conductivité thermique de dépôt en ReSi₂.

Ces essais permettent de conclure que le ReSi_2 est un bon candidat pour être un dépôt émissif :

- son émissivité augmente sensiblement celle de la surface, ce qui permet d'obtenir une meilleure précision sur la température d'interface,
- sa conductivité thermique est suffisante pour conduire la chaleur de manière efficace au sein du ReSi_2 ,
- la température d'interface entre le dépôt et la colle (point visé par le pyromètre) est proche de celle entre le dépôt et le matériau cible, grâce à son émissivité inférieure à celle du matériau et au caractère isolant de la colle.

Pour valider l'utilisation de ce dépôt, il sera nécessaire de réaliser un essai à l'interface cuivre et LiF pour mettre en évidence la précision sur la température obtenue et sur les temps de mise à l'équilibre thermique.

La connaissance des propriétés du ReSi_2 devront faire également l'objet d'une étude approfondie pour comparer expérience et calcul et par la suite en déduire la température du matériau.

4.6 Conclusion

Nous avons donc réalisé un diagnostic de pyrométrie optique qui permet de mesurer de très faibles températures à l'interface d'un matériau et d'une fenêtre en LiF sous faible contrainte (inférieure à 500 K). C'est un diagnostic qui doit également pouvoir s'adapter à tous types de configuration d'essais et de moyen de sollicitation dynamique.

L'objet de ce chapitre était d'identifier l'origine des flux thermiques mesurés par le pyromètre à différentes interfaces.

La colle s'est révélée être transparente sous choc.

L'utilisation de dépôts émissifs est un moyen attrayant pour obtenir des températures précises en réduisant l'incertitude sur le facteur d'émissivité de la surface visée.

Le type de dépôt, pour jouer ce rôle, doit être choisi avec suffisamment de précaution. Dans le cas contraire, on peut mesurer un flux thermique qui n'est pas celui issu de la température du matériau. Il est alors impossible d'en déduire la température du matériau. C'est le cas de la peinture émissive retenue dans un premier temps qui ne répondait pas aux contraintes nécessaires d'épaisseur et d'opacité.

Ce chapitre a contribué à définir les caractéristiques thermiques et optiques d'un dépôt émissif. Il doit être :

- suffisamment émissif : son émissivité doit être le plus proche de 1 dans l'ensemble de la gamme spectrale dans laquelle travaille le pyromètre pour réduire l'incertitude sur la mesure de température,
- bon conducteur thermique : sa conductivité thermique doit être élevée pour que la chaleur issue du matériau soit transmise par conduction au sein de cette couche émissive sans perte,
- suffisamment fin pour assurer un équilibre thermique rapide avec le matériau cible tout en restant opaque dans le cas de très faible épaisseur pour mesurer uniquement le rayonnement du dépôt,
- adhérent sur la plupart des matériaux.

Le compromis entre finesse, opacité et émissivité rend difficile la mise au point d'un tel dépôt.

Une étude numérique a permis, du point de vue thermique, de faire une sélection de matériaux susceptible de répondre aux critères de conduction de la chaleur : le carbone et le ReSi_2 . L'étude expérimentale de ces matériaux sélectionnés montre que :

- le dépôt carbone est éliminé à cause d'une émissivité trop faible et de sa faible opacité,
- le dépôt en ReSi_2 est un candidat prometteur pour mesurer de manière précise de très faibles températures à condition que son épaisseur soit faible ($0,5 \mu\text{m}$) pour obtenir une température visé par le pyromètre proche de celle du matériau de l'étude.

Néanmoins, une meilleure caractérisation de ce dépôt en ReSi_2 est incontournable pour déduire la température du matériau à partir de la mesure par pyrométrie optique à l'interface dépôt/colle.

Conclusion

L'étude des différents moyens de mesure de température sous choc a conduit à choisir la technique de mesure sans contact par pyrométrie optique. C'est une technique connue mais généralement utilisée pour mesurer des hautes températures de matériau sous choc (au-delà de 1000 K).

Un des objectifs de l'étude était de développer un diagnostic adapté à la mesure de très faibles températures sous sollicitation dynamique. Un dispositif de pyrométrie optique infrarouge à trois voies de mesure et une tête optique collectant et transportant le flux émis par la cible permettent ainsi de détecter des températures dans une gamme de 350 à 1000 K adapté aux expérimentations sous choc. L'originalité de cette tête optique a permis de réaliser des mesures double-diagnostics vitesse-température nécessaire au recalage temporel entre les ondes de contrainte et le flux thermique.

Des profils de luminances à l'interface entre un matériau (plomb, cuivre) et une fenêtre en LiF ont pu être exploités pendant toute la durée de l'expérience. La précision de mesure obtenue est de l'ordre de 10% pour des températures inférieures à 500 K avec la méthode de dépouillement à courte longueur d'onde et celle avec la formulation analytique de l'émissivité. Cette précision n'est cependant pas suffisante pour valider les modélisations des matériaux sous choc.

La difficulté majeure pour déterminer précisément la température provient de la méconnaissance d'un facteur caractéristique de la surface, le facteur d'émission ϵ . Une solution envisagée dans le cadre de cette thèse repose sur l'utilisation d'un dépôt émissif à l'interface entre un matériau d'étude et la fenêtre en LiF tenus mécaniquement par une fine couche de colle. Il s'agit d'utiliser un matériau émissif à l'interface qui augmente artificiellement le rayonnement issu du matériau d'étude. La température d'interface ainsi obtenue est très précise puisque l'émissivité de la surface s'approche de celle d'un corps noir.

L'objectif principal de cette thèse était donc d'analyser et de comprendre les transferts thermiques à l'interface entre le matériau d'étude et la fenêtre composée soit d'une simple couche de colle, soit d'une double couche composée d'un matériau émissif et de colle.

Deux configurations standards ont été choisies pour mettre en évidence l'origine des flux collectés : l'analyse compare les résultats obtenus à l'interface d'une cible en cuivre ou en plomb et d'une fenêtre en LiF toujours portée à la même contrainte de 8 GPa.

Les résultats numériques incluant les transferts thermiques par conduction au sein d'une couche de colle et de peinture émissive montrent que :

- la colle chauffe sous choc. Mais, par sa propriété isolante et sa faible effusivité, la température d'interface est quasiment identique à celle des matériaux cibles,
- le dépôt émissif placé sur la fenêtre LiF est isolé thermiquement du matériau d'étude par la colle. Cette configuration d'interface n'est donc pas envisageable pour obtenir la température recherchée,
- un épais dépôt émissif placé sur le matériau d'étude ne permet pas la mesure température souhaitée.

L'étude expérimentale n'a pas permis de retrouver l'ensemble des résultats numériques. Un premier bilan a cependant été dressé.

- A l'interface entre le matériau et la colle, les résultats expérimentaux suivent la tendance des simulations. Toutefois, la température du cuivre semble trop élevée.
- Les premiers résultats expérimentaux avec une peinture émissive entre les matériaux cibles, cuivre et plomb, et une fenêtre en LiF se sont révélés être prometteurs puisque la température mesurée est alors donnée avec une précision satisfaisante (de l'ordre de 2% pour 500 K). Toutefois, ils restent encore éloignés de ceux envisagés par la simulation dans le cas du cuivre.
- Des essais supplémentaires ont permis d'invalider l'utilisation de la peinture émissive en tant que dépôt émissif.

La confrontation de l'étude numérique et expérimentale a permis de mettre en évidence que seule la conduction thermique intervient dans les transferts thermiques entre le matériau d'étude, le dépôt émissif, la colle et la fenêtre en LiF.

L'ensemble des résultats acquis au cours de l'analyse numérique et expérimentale contribue à définir les caractéristiques thermiques et optiques que doivent satisfaire un matériau pour être utilisé en tant que dépôt émissif. Il doit être :

- suffisamment émissif,
- bon conducteur thermique,
- suffisamment fin tout en restant opaque,
- adhérent sur la plupart des matériaux.

L'utilisation d'un dépôt de ReSi_2 en tant que dépôt émissif à l'interface du matériau et de la fenêtre en LiF donne des premiers résultats prometteurs. Les simulations obtenues avec conduction thermique sont proches des résultats expérimentaux. La bonne conductivité thermique et le caractère suffisamment émissif et opaque du dépôt ReSi_2 en couche très minces (0,5 μm) permettent d'obtenir des températures d'interface précise de l'ordre de 2% pour des températures de 500K.

Néanmoins, cette étude révèle plusieurs points qui doivent encore être analysés :

- l'interprétation des mesures réalisées sur le cuivre. La température estimée numériquement et celle mesurée sont trop éloignées. Une explication probable est l'apparition de défauts géométriques au moment du passage du choc à la surface du cuivre provoquant soit des points chauds en surface, soit une rupture dans la colle entraînant des gaps d'air,
- les propriétés thermiques et mécaniques du dépôt de ReSi₂ doivent être mieux caractérisées afin de réaliser de meilleures comparaisons expériences/calculs. Ainsi, il sera possible de déduire la température du matériau d'étude de la température d'interface, et enfin de la comparer à celle estimée à partir de l'équation d'état à valider,
- le temps de la propagation de la chaleur du matériau vers une couche émissive à l'interface avec la colle peut prendre jusqu'à 100 ns. Ce temps de mise à l'équilibre peut être réduit en identifiant d'autres matériaux émissifs pouvant être déposés en couche plus fine et opaque et en améliorant le temps de réponse de la chaîne de mesure.

Les développements mis au point dans cette étude (détection de très faibles températures avec une précision satisfaisante) permettront d'interpréter des phénomènes physiques survenant dans des domaines de contraintes et de températures très faibles. De plus, si le dépôt en ReSi₂ se révèle être un dépôt émissif efficace dont les caractéristiques sont connues et répondent aux critères exigés, les perspectives expérimentales de l'utilisation du pyromètre optique infrarouge associé à celle de cette couche émissive sont nombreuses. Les futures expérimentations aideront :

- à la mesure de température sur d'autres types de sollicitation dynamique comme des matériaux soumis à des compressions isentropiques qui mettront en évidence la différence de température entre différents chemins thermodynamiques,
- à une évaluation précise de l'échauffement par travail plastique. Pour l'instant, l'évaluation théorique de cet échauffement reste controversée (Longère) alors qu'elle joue un rôle essentiel dans l'apparition des instabilités de déformation. Mesurer de faibles élévations de températures peut dans ce cas aider à quantifier cet échauffement,
- à l'éventuelle détection des transformations polymorphiques des matériaux sous sollicitations dynamiques pour obtenir la description d'un modèle de cinétique de transformation. Pour cela, le temps de réponse de la chaîne de mesure doit être réduit. Il est également nécessaire que le dépôt vérifie une excellente conductivité thermique et puisse être appliqué sur une très faible épaisseur, sinon le temps de mise à l'équilibre de la température entre le matériau et le dépôt risque d'être trop long pour détecter un phénomène de transformation polymorphique très rapide. Dans ce cas, la mesure double-diagnostics contrainte (vitesse) et température est indispensable.

Annexe 1 : Mesure de l'émissivité par comparaison de rayonnement

Les mesures d'émissivité ont été réalisées au CEP Arcueil par l'équipe du groupe Observation, Camouflage et Furtivité. Le principe du banc de mesures d'émissivité est succinctement rappelé sur la Figure A1-1 :

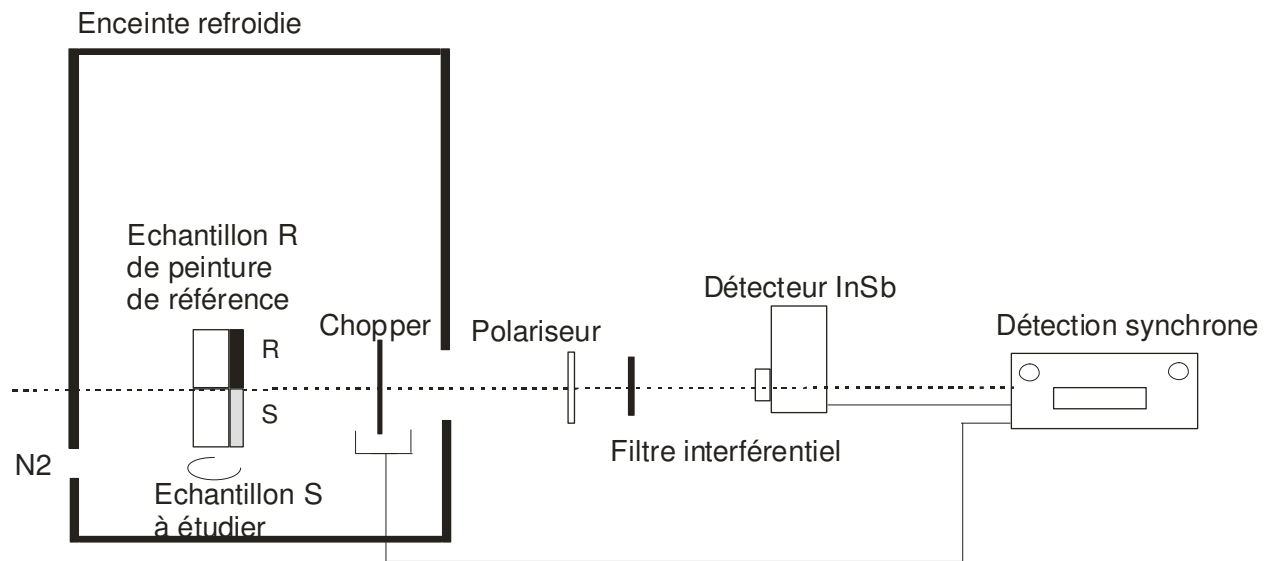


Figure A1-1 : Banc de mesure d'émissivité

Le détecteur utilisé est un détecteur InSb de la société Cincinnati. La sélection des longueurs d'onde se fait par l'emploi de filtres interférentiels.

L'échantillon à étudier est à moitié recouvert d'une peinture noire de référence R dont l'émissivité est entièrement connue sur la bande spectrale de mesure. On obtient donc le facteur d'émission de l'échantillon à étudier par l'Equation A1-1 à partir du rapport des tensions mesurées sur l'échantillon à tester et sur celui de référence :

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{\varepsilon_{\text{matériau}\lambda}}{\varepsilon_{\text{Référence}\lambda}} = \text{rapport des tensions mesurées}$$

Equation A1-1

Les températures de l'ensemble de l'échantillon recouvert de la référence R et sans référence sont identiques.

Annexe 2 : Rappel de détonique

La mesure de température de cette thèse s'applique à des expériences de sollicitation dynamique. Ces essais sont réalisés par impact de plaques : un phénomène de choc apparaît dans les matériaux à étudier. Nous allons donc rappeler les principes et les équations fondamentales de la détonique (Rice, 1958, Zeldovich, 1966).

Le comportement d'un matériau soumis à une sollicitation dynamique de type choc suit les lois de la mécanique des milieux continus. Nous allons rappeler dans les paragraphes suivants les relations de propagation et de transmission des ondes de choc dans les solides.

A-2.1 Les ondes de choc

L'onde de choc résulte d'un phénomène d'accumulation d'ondes soniques de compression. La propagation d'une onde crée une discontinuité des grandeurs physiques et thermodynamiques du matériau à étudier :

- sa pression évolue de P_0 à P ,
- sa masse volumique évolue de ρ_0 à ρ ,
- son énergie interne évolue de E_0 à E ,
- sa vitesse passe de u_0 à u ,
- sa température évolue de T_0 à T .

L'onde est caractérisée par :

- sa vitesse de propagation D ,
- le saut de vitesse particulaire u qu'elle propage dans le matériau.

La Figure A2-1 illustre l'état dans lequel se trouve le matériau.

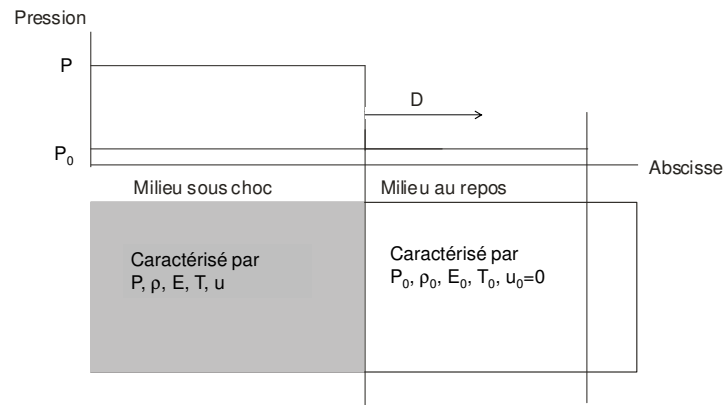


Figure A2-1 : Caractéristiques d'un matériau au repos soumis à un front de choc.

Devant le choc, le milieu est dans l'état (P_0, ρ_0, E_0, T_0) et derrière le choc, le matériau est dans un état choqué caractérisé par $(P > P_0, \rho > \rho_0, E > E_0, T > T_0)$

A-2.2 Le choc : Equations et courbes.

Les conséquences physiques, pouvant intervenir lors du passage d'un choc, s'expriment par les relations de Rankine Hugoniot liant les grandeurs P, ρ, T et E . Elles reposent sur les principes fondamentaux de la mécanique comme la conservation de la masse (Equation A2-1), celle de la quantité de mouvement (Equation A2-2) et celle de l'énergie interne (Equation A2-3).

En appliquant ces lois sur une tranche dx , en 1D, entre un instant t et $t+dt$, dans le cas où le matériau n'est pas initialement au repos ($u_0 \neq 0$), on a donc :

$$1 - \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{u - u_0}{D - u_0} \quad \text{Equation A2-1}$$

$$P - P_0 = \rho_0 \cdot (D - u_0) \cdot (u - u_0) \quad \text{Equation A2-2}$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2} \cdot (P + P_0) \cdot \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad \text{Equation A2-3}$$

Si le milieu est initialement au repos ($u_0 = 0$ et $P_0 = 0$), on obtient les relations de Rankine Hugoniot (Equation A2-4 à Equation A2-7) définies comme suit :

$$1 - \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{u}{D} \quad \text{Equation A2-4}$$

$$P = \rho_0 \cdot D \cdot u \quad \text{Equation A2-5}$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2} \cdot P \cdot \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad \text{Equation A2-6}$$

$$E - E_0 = \frac{u^2}{2} \quad \text{Equation A2-7}$$

L'Equation A2-7 est obtenue par combinaison des 3 équations précédentes.

Ces relations forment un système de 3 équations à 5 inconnues :

- P, pression,
- D, célérité du choc,
- u, vitesse matérielle,
- E, énergie interne,
- V, volume spécifique.

Pour décrire complètement le phénomène, il convient d'ajouter une relation entre les paramètres thermodynamiques du matériau (E, P et V) appelée équation d'état que l'on écrit sous la forme (Equation A2-8) :

$$E = f(P, V) \quad \text{Equation A2-8}$$

L'Hugoniot traduit l'évolution des paramètres d'un matériau sous l'effet d'un choc. Cependant, les valeurs de ces paramètres ne suivent pas exactement cette courbe puisqu'elle ne représente pas pour autant le chemin thermodynamique effectivement parcouru par le choc. En effet, les valeurs initiales passent de façon discontinue aux valeurs caractérisant le matériau sous choc.

Le choc est une transformation adiabatique non isentropique : il n'y a pas d'échange de chaleur avec le milieu extérieur et l'entropie croît au cours de cette transformation irréversible.

On peut représenter la relation A2-4 dans le plan (P, V) , elle s'appelle adiabatique dynamique ou Hugoniot, dans le plan (P, u) , elle s'appelle polaire de choc (Figure A2-2).

L'Hugoniot peut également être représentée dans le plan des vitesses (D, u) . Dans le cas des solides, on peut généralement approximer cette relation $D(u)$ par une droite d'Equation A2-9.

$$D = c_0 + s \cdot u \quad \text{Equation A2-9}$$

avec c_0 , célérité du son dans le matériau en m/s et s , sans unité.

La polaire de choc est alors une parabole d'Equation A2-10.

$$P = \rho_0 u (c_0 + su) \quad \text{Equation A2-10}$$

A partir des coefficients ρ_0 , c_0 et s déterminés expérimentalement (Marsh 1980), on obtient les polaires de choc des matériaux (Figure A2-2).

Tableau A2-1 : Données caractéristiques ρ_0 , c_0 , s de quelques matériaux utilisés dans notre étude.

	ρ_0 (kg/m ³)	c_0 (m/s)	s
Ta	16650	3410	1.2
Pb	11350	2050	1.46
Cu	8930	3940	1.49

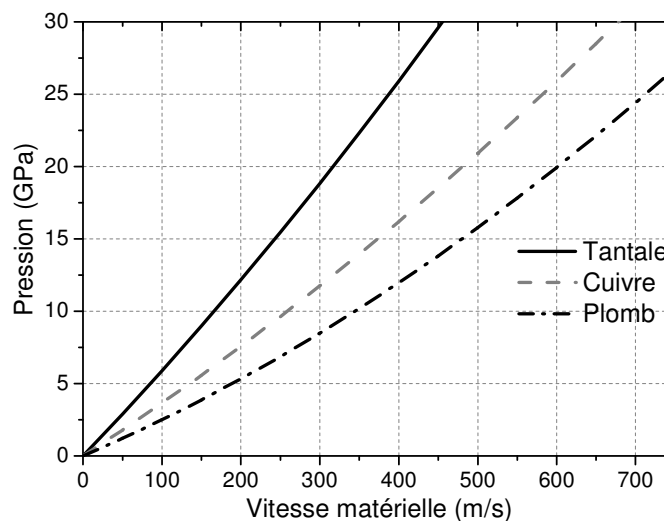


Figure A2-2 : Polaires de choc des matériaux d'étude choisis dans le cadre de la thèse.

A2.3 Evolution d'un choc

Si on suppose une compression isentropique, on peut montrer qu'elle va évoluer en choc en remarquant qu'un choc est supersonique dans le milieu aval non comprimé : $c_0 < D < c_n + u$.

En décomposant cette compression initiale en une infinité de compressions d'intensité dP , on peut montrer que la compression va se raidir et tendre vers un choc, une discontinuité.

La première onde de compression qui fait passer le milieu de P_0 à $P_0 + dP$ se propage dans un milieu au repos à la vitesse c_0 (d'après l'Equation A2-9), on a l'Equation A2-11 :

$$D = c_0 + s \cdot u \approx c_0$$

Equation A2-11

La n-ième onde de compression qui fait évoluer le milieu à la pression $P-dP$ à P se déplace à la vitesse c_n dans le milieu (mis en mouvement par les précédentes ondes de compression). Le milieu ainsi comprimé se déplace à la vitesse u , finalement la célérité du choc est de c_n+u qui est supérieur à D . Ce qui va raidir, au fur et à mesure, les ondes de compression pour obtenir un choc, comme le montre la Figure A2-3.

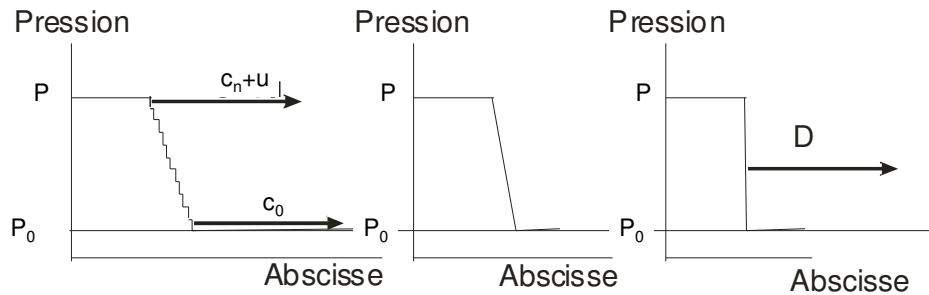


Figure A2-3 : Evolution de plusieurs ondes de compression.

A2.4 La détente : définition et évolution

Dans la pratique, un choc n'est jamais indéfiniment soutenu car le matériau est de dimensions finies : il va donc se détendre après le passage d'un choc jusqu'à pression ambiante.

Précédemment, nous avons montré qu'une succession d'onde de compression isentropique évoluaient vers un choc, au contraire une onde de détente conserve son caractère d'onde isentropique et évolue vers un étalement de cette onde en un faisceau d'ondes de détente (Figure A2-4).

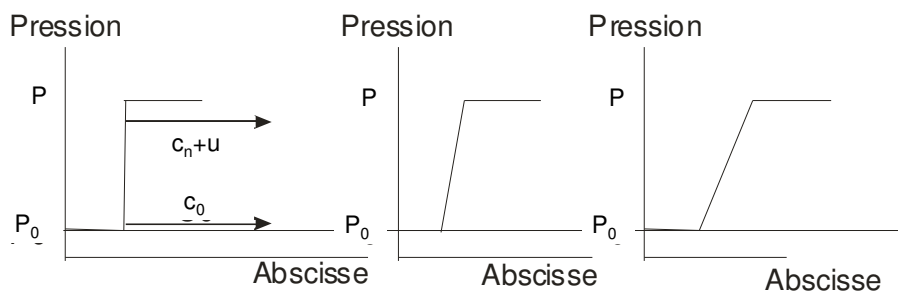


Figure A2-4 : Evolution d'une onde de détente.

Ainsi, si un choc est suivi d'une détente, elle le rattrape et l'affaiblit.

On appelle onde de détentes latérales, les détentes générées par le passage d'un choc dans un matériau dont les dimensions sont de type cylindriques et issues de la périphérie de la cible.

Elles rattrapent le choc et l'affaiblissent en dehors du cône dont le demi-angle au sommet est défini par l'Equation A2-12 :

$$\tan^2(\alpha_0) = \frac{c}{D^2} - \left(1 - \frac{u}{D}\right)^2 \quad \text{Equation A2-12}$$

A2.5 Etude en régime monodimensionnel.

L'onde plane est le principe de base sur laquelle repose la physique des chocs. L'expérimentateur étudiant les matériaux sous choc peut mesurer, dans la géométrie d'un régime monodimensionnelle, les vitesses d'onde et matérielles, les contraintes ou la température.

A2.5.1 Approximation isentropique

On considère un choc soutenu qui atteint la surface libre du matériau. Il va donc se détendre à une pression voisine de la pression atmosphérique, un faisceau d'onde de détente va donc mettre en mouvement la surface libre du matériau à une vitesse V_{SL} .

Si le choc est peu intense (inférieur à 100 GPa), on peut remarquer que si l'on trace le symétrique de la polaire de choc et la détente dans le plan (P, u) , la vitesse $2u$ est peu différente de V_{SL} .

On peut donc réaliser l'approximation isentropique consistant à confondre le symétrique de la polaire de choc et l'isentrope de détente.

A2.5.2 Transmission d'une onde entre deux milieux

Supposons qu'une onde de choc ou de détente se propage d'un milieu A vers un milieu B. La transmission d'une onde entre deux milieux se caractérise par l'égalité de la contrainte (la pression) et de la vitesse matérielle de part et d'autre de l'interface. Cet état d'équilibre est atteint par la réflexion d'ondes qui peuvent être de détente et de choc suivant les configurations.

On définit $Z = \rho_0 D$ l'impédance de choc d'un matériau.

- Si $Z_A < Z_B$, l'onde réfléchie est de nature opposée à l'onde incidente. La figure suivante présente l'exemple de la transmission d'un choc dans ce cas.
- Si $Z_A > Z_B$ l'onde réfléchie est de même nature que l'onde incidente. La figure suivante présente l'exemple de la transmission d'un choc dans ce cas.

A2.5.3 Configuration d'un choc par impact de plaques

L'impact d'un projectile sur une cible provoque une mise en mouvement des surfaces des matériaux dans la direction de projection. On atteint l'intensité du choc souhaitée dans les matériaux en variant la nature du matériau du projectile ou encore la vitesse d'impact.

On détermine cette pression de choc en estimant l'intersection de l'adiabatique dynamique de la cible et de la polaire de choc du projectile. La durée du choc soutenu est déterminée par les dimensions du projectile et de la cible.

L'onde de choc sera rattrapée et perturbée par les ondes de détentes latérales qui mettront fin au régime monodimensionnel.

Cependant, si on imagine des dimensions latérales infinies du projectile et de la cible, on peut obtenir un réseau d'onde de compression et de détente présentées sur la figure A2-5 :

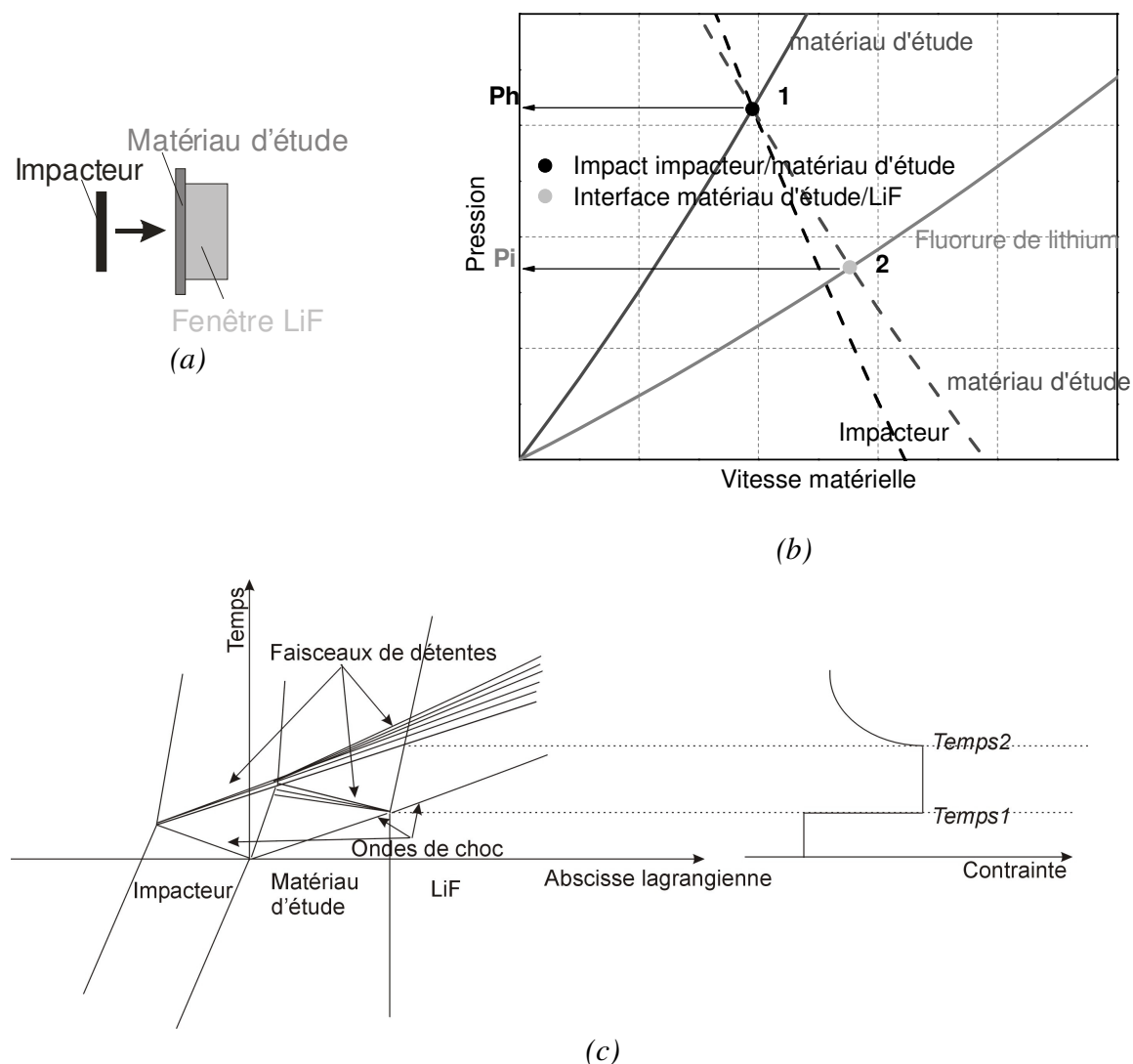


Figure A2-5 : Exemple d'un essai par impact plan,
 (a) configuration de l'impact,
 (b) polaires de choc associées,
 (c) du diagramme de marche et du profil de contrainte.

Annexe 3 : Température derrière une onde de compression ou de détente

Tout matériau porté à forte pression connaît également une élévation de température. Cette annexe permet de comprendre la façon d'évaluer cette température.

Les relations de Rankine-Hugoniot et l'équation d'état d'un matériau défini par $E = f(P, V)$ permet de relier l'ensemble des paramètres thermodynamiques (P, V et E) et cinétiques (D, u) entre eux. Pour obtenir la température T d'un matériau sous contrainte quelle soit de type compression ou détente, on relie T à l'énergie interne E par l'intermédiaire de la chaleur spécifique C_V et la valeur E_0 de l'énergie sur l'isotherme à 0 K : on a donc $E = E_0 + \int C_V dT$.

A3.1 Rappels de thermodynamique

On rappelle ici quelques relations fondamentales de la thermodynamique qui permet d'aboutir aux différents résultats qui sont présentés par la suite (Equation A3-1 à Equation A3-6) (Bruhat, 1968 et McQueen, 1970).

Equation fondamentale $dQ = TdS = dE + PdV$ *Equation A3-1*

Définition de la température $T = \left(\frac{\partial E}{\partial S} \right)_V$ *Equation A3-2*

Définition de la pression $P = - \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_S$ *Equation A3-3*

Définition du coefficient de Grüneisen $\Gamma = V \left(\frac{\partial P}{\partial E} \right)_V$ *Equation A3-4*

Définition de la chaleur spécifique à volume constant $C_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V$ *Equation A3-5*

Définition du travail d'un milieu qui change de volume à température constante

$$W = \int PdV$$

Equation A3-6

A3.2 Définition de l'équation d'état de Mie-Grüneisen

Pour obtenir la relation de Mie-Grüneisen, on suppose que le travail est entretenu par un échange de chaleur avec l'extérieur qui maintient le milieu à T constante et que ΔE est liée à ΔV .

On peut donc définir l'énergie libre de Helmholtz en fonction des deux variables indépendantes T et V par $F(T, V) = E(T, V) - TS(T, V)$.

Or l'énergie interne dépend de trois contributions :

- la contribution électronique : elle est prépondérante pour des températures de l'ordre de 10000 K. Elle est négligée dans ce travail de thèse.
- la contribution thermique due aux vibrations des atomes : elle repose sur l'approximation quasi-harmonique des atomes et explique que le coefficient de Grüneisen ne dépende que du volume.
- la contribution à T=0 K qui définit la partie froide et représente l'isotherme à 0 K représentée par des formulations semi-empiriques comme celles de Murnaghan ou de Birch que nous utiliserons par la suite.

Les hypothèses concernant la contribution thermique permet d'obtenir la formulation de l'équation A3-7 de Mie-Grüneisen :

$$P_{vib}(V, T) = \frac{\Gamma(V)}{V} E_{vib}(V, T) \quad \text{Equation A3-7}$$

Or, on connaît plusieurs expressions de l'évolution du coefficient de Grüneisen en fonction du volume comme celle de Slater ou de Dugdale-McDonald par exemple. Cependant généralement la loi d'évolution empirique $\frac{\Gamma}{V} = \frac{\Gamma_0}{V_0} = \text{constante}$ est généralement utilisée et sera utilisée dans le cadre de ce travail.

On a donc l'Equation A3-8 :

$$P_{vib}(V, T) = \frac{\Gamma_0}{V_0} E_{vib}(V, T) \quad \text{Equation A3-8}$$

En prenant en compte, la partie froide à T=0 K, nous obtenons la définition de la pression P à T≠0 K (Equation A3-9) :

$$P(V, T) = \frac{\Gamma_0}{V_0} E(V, T) - \left(\frac{\partial E_K}{\partial V} \right) \quad \text{Equation A3-9}$$

Puis en soustrayant la relation P_K obtenu à $T=0$ K à celle pour P à $T \neq 0$ K, nous pouvons écrire l'équation d'état de Mie-Grüneisen (Equation A3-10) :

$$P - P_K = \frac{\Gamma_0}{V_0} (E - E_K) \quad \text{Equation A3-10}$$

Le lecteur peut se rapporter aux références suivantes pour des explications plus détaillées sur l'ensemble des équations (McQueen, 1970).

A3.3 Température derrière un choc

La température s'obtient à partir de l'équation $dQ = TdS = dE + PdV$.

Tentons d'exprimer TdS . Nous savons que $F(T, V) = E(T, V) - TS(T, V)$. En différenciant cette relation nous obtenons $dF = -PdV - SdT$ puisque les dérivations de F donnent l'Equation A3-11 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V = -S \\ \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T = -P \end{array} \right. \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V = - \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V = - \frac{C_V}{T} \\ \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T = - \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = - \frac{\Gamma C_V}{V} \end{array} \right. \quad \text{Equation A3-11}$$

Donc avec les relations Equation A3-1 et Equation A3-11, on obtient l'Equation A3-12 :

$$dS = C_V \left(\frac{dT}{T} + \frac{\Gamma_0}{V_0} dV \right) \quad \text{Equation A3-12}$$

Et par intégration de l'Equation A3-12 si C_V est constante, on obtient la température de l'Hugoniot donc la température derrière un choc déterminée par l'Equation A3-13 :

$$\frac{T_H}{T_0} = \exp \left(\frac{\Delta S_H}{C_V} + \Gamma_0 \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \right) \quad \text{Equation A3-13}$$

Par développement de ΔS_H en série de Taylor et en exprimant la pression P en fonction du volume sur la polaire de choc, on obtient une approximation de la température d'Hugoniot définie par l'Equation A3-14 :

$$T_H = T_0 \exp\left(\frac{c_0^2 s}{3 \cdot C_V T_0} \left(1 - \frac{V}{V_0}\right) + \Gamma_0 \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)\right) \quad \text{Equation A3-14}$$

A partir de cette formule, les températures sous choc sont représentées dans le plan pression-température.

C_V est la chaleur spécifique à volume constant du matériau est supposée ici constante.

Les températures de choc des matériaux de la Figure A3-1 suivante ont été obtenues à partir des valeurs C_V et Γ_0 du Tableau A3-1.

Tableau A3-1 : Chaleurs spécifiques à volume constant et coefficients de Grüneisen pour quelques matériaux utilisés dans notre étude.

	C_V (J/kg/K)	Γ_0
Ta	140	1.8
Cu	400	2.0
Pb	130	2.77

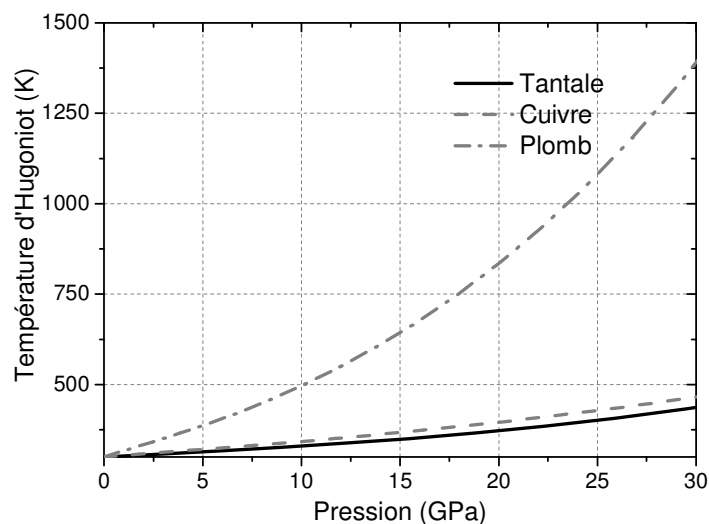


Figure A3-1 : Température sous choc en fonction de la pression de choc pour différents matériaux présent dans notre étude.

Evidemment, la nature du matériau influence la température sous choc.

Déterminer expérimentalement T_H , température derrière le choc, n'est possible que si le matériau est transparent. L'élévation de température peut être détectée par la mesure de flux lumineux.

Dans le cas de métaux qui sont étudiés dans le cadre de cette thèse, déterminer la température de l'Hugoniot est impossible. En effet, seule la mesure de température en détente est possible après que l'onde de choc ait atteint la surface du matériau.

C'est pourquoi, il est nécessaire de savoir évaluer la température sur l'isentrope de détente à différente valeur de pression.

A3.4 Température en détente

On utilise le modèle de Mie-Grüneisen pour calculer la température T_S du point de l'isentrope de détente à la pression P_S issu de l'état du matériau sous choc défini par T_H et P_H .

A partir de l'Equation A3-13, on a $dS=0$ et donc finalement l'Equation A3-15:

$$\frac{T_S}{T_H} = \exp\left(\frac{\Gamma_0}{V_0}(V_H - V)\right) \quad \text{Equation A3-15}$$

L'isentrope de détente peut se définir à partir des équations de Rankine-Hugoniot et de Mie-Grüneisen par l'Equation A3-16 pour obtenir les températures sur l'isentrope de détente de la Figure A3-2 :

$$P_S(V) = P_H(V) + \frac{\Gamma_0}{V_0} C_V (T_S(V) - T_H(V)) \quad \text{Equation A3-16}$$

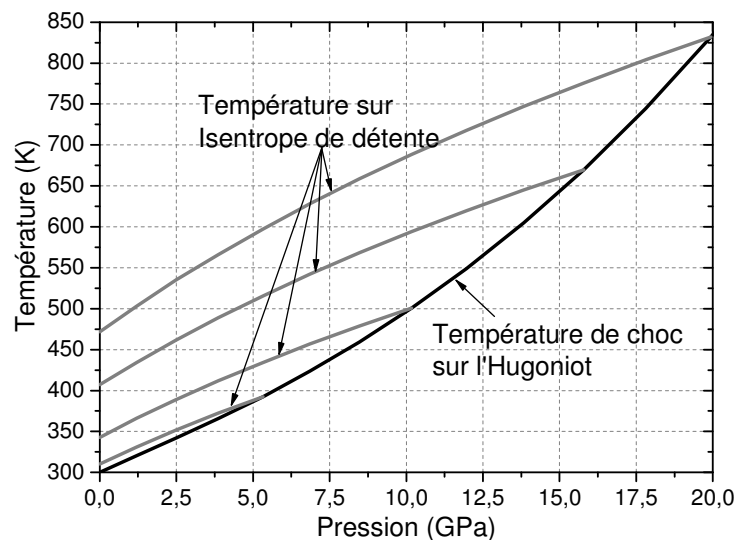


Figure A3-2 : Température sur l'Hugoniot et différentes isentropes de détente (modèle Mie-Grüneisen) pour le Plomb

Les chemins thermodynamiques empruntés par le matériau sous choc sont différents de celui du matériau en détente. La température du matériau sous choc est supérieure à celle du matériau en détente. Pour se rapprocher de la valeur de la température du matériau sous choc, il est préférable que le matériau soit très peu détendu : c'est pourquoi la présence d'une fenêtre accolée au matériau permet de détendre partiellement le matériau et de se rapprocher de la valeur recherchée. En effet, si le matériau est totalement détendu à pression ambiante, on s'éloigne du point sous choc recherché.

Annexe 4 : Le lanceur Pyrène

Le lanceur à gaz léger Pyrène (Héreil, 2006) est destiné à la réalisation d'expérimentations dites d'impact de plaque (Figure A4-1).

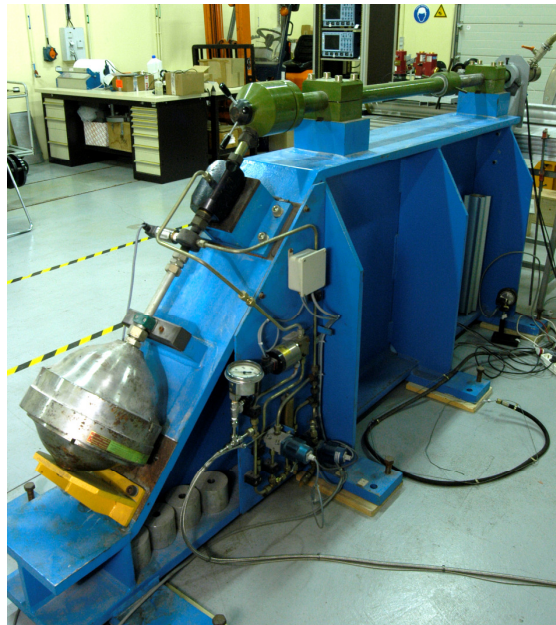


Figure A4-1 : Lanceur à gaz Pyrène

Le principe de cet essai est de projeter à une vitesse pré-déterminée un disque d'un matériau sur une cible constituée du matériau à étudier et de la fenêtre enclume. Un impact synchrone de toute la surface de contact entre l'impacteur et la cible est la condition recherchée pour établir un régime de propagation d'ondes conduisant à une déformation uniaxiale pendant une fenêtre temporelle limitée par les ondes de détentes latérales issues de la périphérie des disques. Le comportement sous choc de l'impacteur dans notre type d'expérience est généralement déjà connu, de sorte que l'expérimentation permet d'obtenir une information sur la réponse de la cible pour un choc d'une amplitude donnée, directement associée à la vitesse d'impact choisie.

La planéité et le parallélisme de la surface des différents éléments du projectile et de la cible constituent également des paramètres importants de l'expérimentation.

Le lanceur Pyrène propulse un projectile par la libération d'un gaz léger (Hélium) comprimé dans un réservoir sous une pression maximale de 250 bars. Le projectile est guidé dans un tube de lancement lisse de diamètre 32 mm et de longueur 2.5 m (Figure A4-1). Il est constitué d'un sabot porte projectile ajusté au calibre du tube. Le disque de matériau est fixé à l'avant du sabot (Figure A4-2).



Figure A4-2 : Projectile du lanceur Pyrène constitué d'un sabot en delrin et de l'impacteur.

L'impact est réalisé sur la cible placée à la bouche du canon comme on le voit sur Figure A4-3.

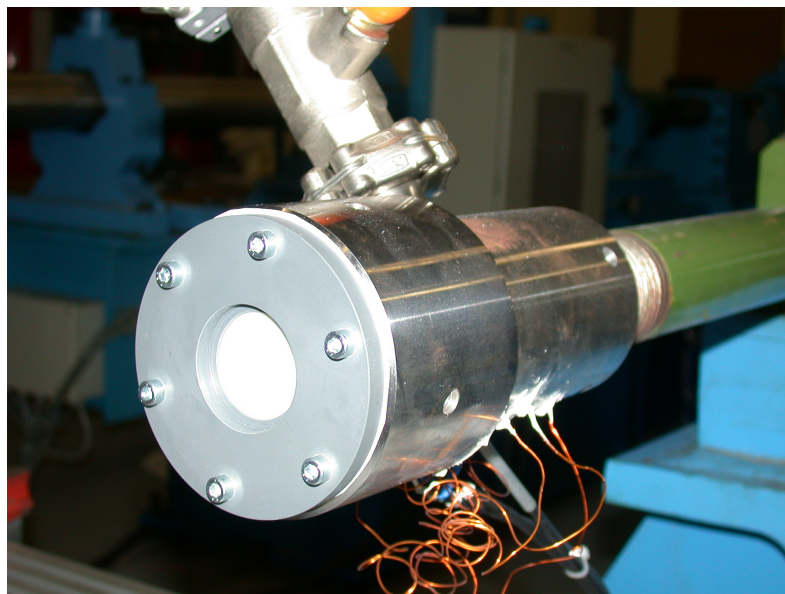


Figure A4-3 : Cible sur la bouche du canon Pyrène.

La gamme de vitesse d'impact atteintes par le lanceur pour une masse d'environ 60 g est de 50 m/s à 700 m/s.

Afin d'éviter des effets parasites associés à la compression de l'air piégé entre le projectile et la cible, l'impact se fait sous vide. Ainsi, avant tir, le tube de lancement est porté à un vide de 10^{-2} Torr.

La vitesse du projectile est mesurée à l'aide d'aiguilles à court-circuit montées le long du canon comme on le voit sur la Figure A4-3. L'erreur associée à ces mesures est de l'ordre de 1%.

Annexe 5 : Principe du VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector)

Le VISAR est un interféromètre optique dérivé de l'interféromètre de Michelson. Il a été développé par Barker et Hollenbach en 1972. D'autres travaux ont permis d'améliorer le moyen de mesure (Barker, 1988, Barker, 1997, Barker, 2000) ainsi que le dépouillement (Héreil 1986, Dolan, 2006).

Le VISAR permet de mesurer la mise en vitesse d'une surface diffuse avec une incertitude de $\pm 1\%$ et une résolution temporelle de 3 ns.

A5.1 Principe du VISAR

Le principe du VISAR est de créer des franges d'interférences dont le déplacement est proportionnel à la vitesse de la surface visée, alors que dans le cas de l'interféromètre de Michelson les franges d'interférences créées sont fonction du déplacement de la surface visée.

Le principe du VISAR repose sur l'effet Doppler. La longueur d'onde d'un rayon laser de longueur d'onde initiale λ_0 envoyé sur une surface animée de la vitesse $U(t)$ évolue, à l'instant t , et se décrivent suivant les équations A5-1 et A5-2 :

$$\lambda(t) = \lambda_0 \left(1 - 2 \frac{U(t)}{a} \right) \quad \text{Equation A5-1}$$

$$\frac{\Delta\lambda(t)}{\lambda_0} = -2 \frac{U(t)}{a} \quad \text{Equation A5-2}$$

où a désigne la célérité de la lumière, $\lambda(t)$ la longueur d'onde d'un faisceau réfléchi à l'instant t , $\Delta\lambda(t)$ la variation de longueur d'onde, à l'instant t , par effet Doppler.

Le fonctionnement du VISAR est basé sur la différenciation optique, par rapport au temps, du faisceau réfléchi de la surface arrière de la cible.

Un faisceau réfléchi à l'instant t est pris comme référence et interfère avec un autre faisceau réfléchi à l'instant $t-\tau'$, τ' étant un temps de retard. Le nombre de franges $F(t)$ ayant défilé à un instant t est relié à la vitesse $U(t)$ mesurée par l'Equation A5-3 :

$$U(t) = \frac{\lambda_0}{2\tau'} F(t) \quad \text{Equation A5-3}$$

En introduisant la quantité $K = \lambda_0/2\tau'$ appelée facteur de frange, constante fixée par l'utilisateur, la formule de fonctionnement du VISAR s'écrit simplement (Equation A5-4) :

$$U(t) = K F(t) \quad \text{Equation A5-4}$$

A5.2 Fonctionnement du VISAR

La source lumineuse monochromatique est fournie par un laser de 20 W de puissance sur la raie de longueur d'onde 532 nm. Le faisceau du laser est conduit par fibre optique à une lentille qui le focalise sur la surface arrière diffuse de la cible. L'utilisation de surfaces diffuses permet d'éviter tous les désalignements dus à l'obliquité à l'impact. Le faisceau retour revient vers le VISAR par une autre fibre.

Le synoptique et une photographie du VISAR sont présentés Figure A5-1 et Figure A5-2.

A l'entrée du VISAR, un télescope réduit le diamètre du faisceau à une taille utile pour la mesure. Une partie de la lumière (5%) est réfléchie vers un photomultiplicateur appelé BIM (Beam Intensity Monitor) qui mesure la valeur moyenne du signal d'entrée afin de permettre par la suite une normalisation des autres signaux. Les 95% de la lumière restantes sont transmises vers un miroir semi-transparent qui divise le rayon lumineux en deux rayons d'intensité lumineuse égale.

Ces rayons interfèrent ensuite, l'un étant retardé d'un temps τ par rapport à l'autre. Une lame $\lambda/8$ située dans la branche de référence de l'interféromètre permet de déphaser de $\pi/2$ les deux composantes du faisceau qui ont été séparées par le polariseur. Le retard d'un quart de phase permet de lever l'indétermination dans le changement de signe de l'accélération. Un prisme polariseur semi-transparent envoie chacune des deux composantes du faisceau dans les photomultiplicateurs PM1 et PM2 qui analysent l'intensité lumineuse des franges d'interférence.

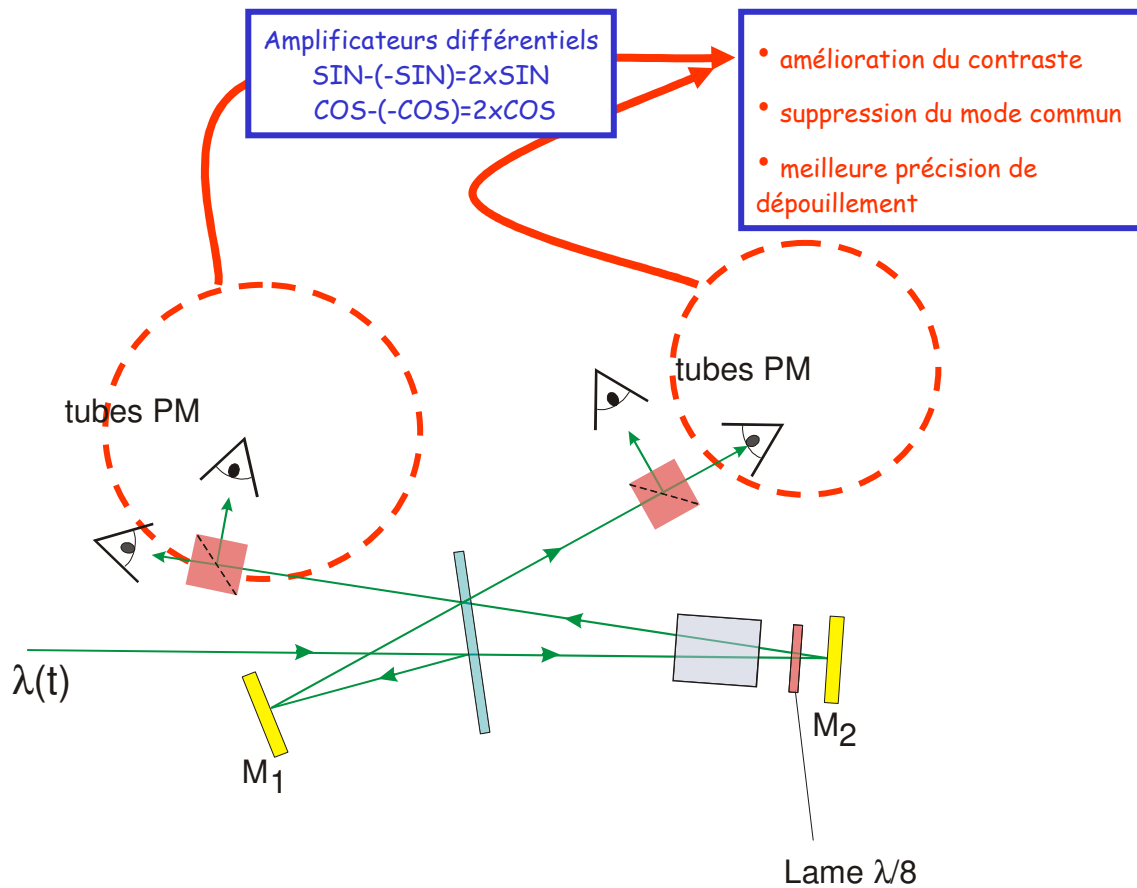


Figure A5-1 : Schéma du système interférométrique VISAR

Un traitement de type VISAR (logiciel CEG « *HVISAR* » développé par P-L Hérel) permet d'obtenir directement le profil de déplacement, et de lever l'indétermination sur le signe de la vitesse.

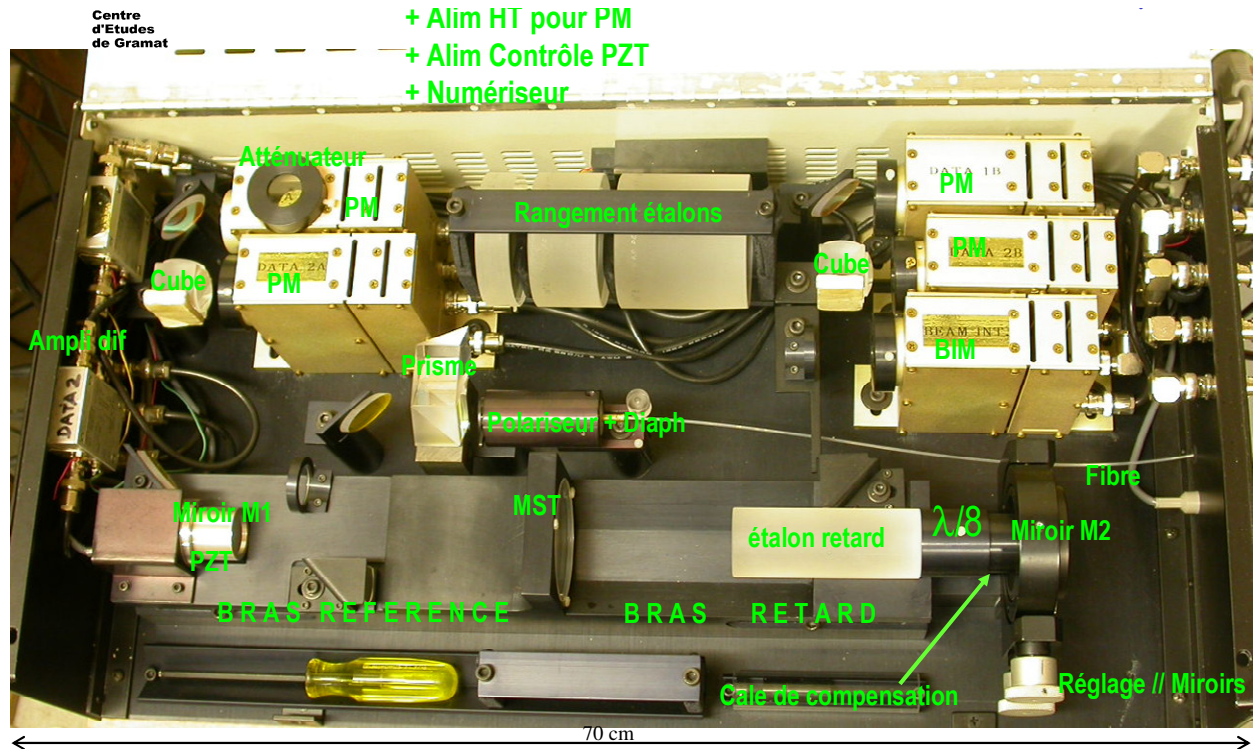


Figure A5-2 : Système interférométrique VISAR

Annexe 6 : Principe de l'IDF (Interféromètre de Déplacement Fibré)

Le VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflector*) était jusqu'à présent le type d'interféromètre employé en standard au CEG. Depuis 2007, une configuration optique originale a été développée utilisant des composants électro-optiques fibrés conçus initialement pour des applications en télécommunications (Strand, 2004, Mercier, 2006). Ces systèmes, nommés IVF/IDF (IVF : *Interféromètres de Vitesse Fibrés*, développés avec la société BERTIN en 2006-2007), couvrent une gamme de vitesses de quelques cm/s à plus de 3000 m/s, avec des temps de réponse inférieurs à 200 ps (Chanal, 2009).

Le schéma optique simplifié de la configuration IDF et une photographie de l'ensemble du système de mesure sont présentés en Figure A6-1 et Figure A6-2. Dans cette configuration, la vitesse de la surface visée $v(t)$ est directement proportionnelle à la fréquence Doppler $f_D(t)$ principale du signal mesuré :

$$v(t) = \frac{\lambda_0}{2} f_D(t) \qquad \text{Equation A6-1}$$

où λ_0 désigne la longueur d'onde d'émission du laser (source laser continue Erbium IR-B ($\lambda_0 = 1550$ nm) micro-fibrée de faible puissance), et f_D la fréquence Doppler.

Un traitement par *Transformée de Fourier Rapide glissante à fenêtrage gaussien* (logiciel CEG «*TSMFP*») permet de reconstituer le profil temporel de la vitesse de la surface visée.

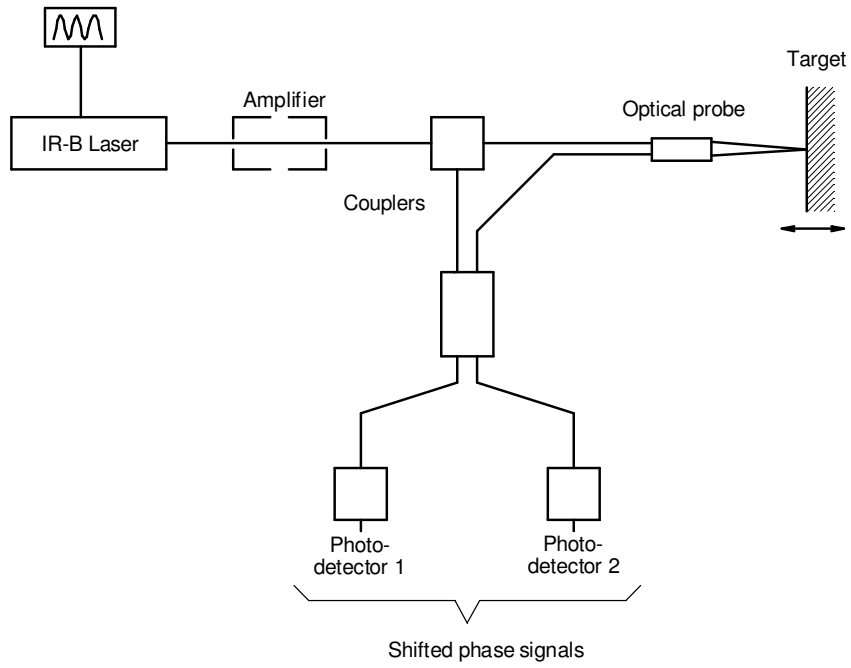


Figure A6-1 : Schéma de principe simplifié de l'IDF

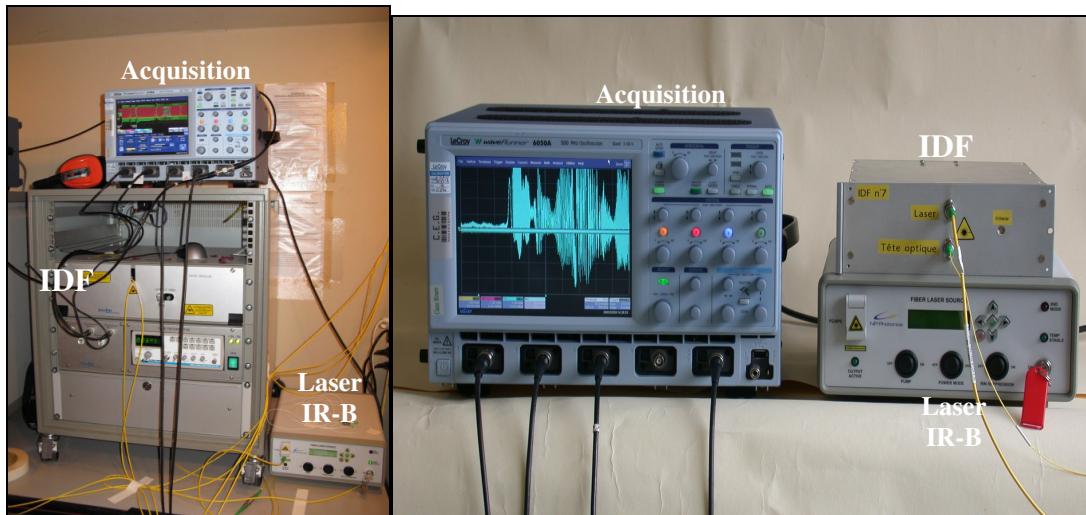


Figure A6-2 : IDF dans sa version actuelle (à gauche) et dans une version compacte (à droite).

Annexe 7 : Présentation du code Unidim

UNIDIM est un code numérique explicite, lagrangien aux différences finies traitant de la propagation des ondes en géométrie unidimensionnelle. Il est inspiré du code de calcul WONDY (Kipp, 1982) et a été enrichies de modules spécifiques au CEG (Hérelil, à paraître , Petit, 1997).

Unidim traite la résolution numérique de cas présentant des discontinuités comme les chocs en introduisant une variable Q, appelée pseudoviscosité. En effet, les discontinuités sont difficiles à résoudre numériquement et entraîne des oscillations de la solution qui n'ont pas de réalité physique, ainsi pour atténuer ce phénomène d'oscillations la variable Q est associée à la contrainte et entraîne un étalement du choc.

Les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie sont ainsi reformulées :

$$\rho_0 \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial \sigma}{\partial X} = 0 \quad \text{conservation de la quantité de mouvement} \quad \text{Equation A7-1}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} - (p+q) \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial w_d}{\partial t} \frac{\partial w_k}{\partial t} = 0 \quad \text{conservation de l'énergie} \quad \text{Equation A7-2}$$

L'algorithme de calcul de ce code est décrit ci-après de façon simplifié (tous les modules de calcul d code n'apparaissent pas).

On utilise les notations suivantes :

- a : accélération d'un nœud, m/s²
- U : vitesse d'un nœud, m/s
- x : abscisse d'un nœud, m
- t : temps, s
- E : énergie interne massique d'une maille, J/kg
- q : pseudo viscosité, contrainte artificielle nécessaire à la stabilité du calcul, Pa
- S : partie déviatoire des contraintes

T	: température d'une maille, K
T_x	: température d'un nœud, K
W_d	: énergie spécifique apportée par travail déviatoire, J/kg
w_k	: énergie spécifique apportée par conduction thermique, J/kg
ϵ	: déformation, -
ρ	: masse volumique, kg/m ³
σ	: contrainte : $\sigma = p + S$, Pa

Il s'agit de calculer les valeurs du calcul au temps t connaissant x_{t-1} , $u_{t-3/2}$, e_{t-1} , T_{t-1} , σ_{t-1} , ϵ_{t-1} , dw_{kt-1}/dt .

Début de la boucle de calcul.

- ① Une pression en condition limite à gauche et à droite est appliquée,
- ② On utilise la conservation de la quantité de mouvement pour déterminer :
 - $a_{t-1/2}$ à partir de σ_{t-1} et de x_{t-1} ,
 - puis $u_{t-1/2}$ à partir de $u_{t-3/2}$, $a_{t-1/2}$, $dt_{t-1/2}$ et $dt_{t-3/2}$,
 - puis x_t à partir de $u_{t-1/2}$, $dt_{t-1/2}$ et x_{t-1} .
- ③ Le pas de temps peut être éventuellement limité en fonction des apports d'énergie (conduction thermique) pour vérifier un éventuelle critère de convergence (variation maximale d'épaisseur admissible).

Puis les paramètres déterminés à partir de l'équation de mouvement sont recalculés dans le cas d'un nouveau pas de temps.

- ④ On applique la conservation de la masse pour déterminer :
 - les gradients de vitesse,
 - les vitesses de déformation,
 - les masses volumiques ρ_t , $\dot{\rho}_t$ en fonction de ρ_t , ρ_{t-1} , x_t et x_{t-1} .
 - La pseudoviscosité q_t .
- ⑤ Les modèles de comportement des matériaux choisis permettent de déterminer :
 - Eventuellement l'élastoplasticité solide ou la viscosité liquide, la partition élastoplastique déviatoire en fonction du seuil d'écoulement plastique,
 - Calcul d'un incrément d'énergie apporté par le travail déviatoire dw_{dt} ,
 - En appliquant la conservation de l'énergie, l'énergie e_t et la pression p_t au pas de temps t (à partir de l'énergie du pas de temps précédent et des incréments d'énergie éventuels comme celui apporté par la conduction thermique par exemple). Et on détermine la température de maille T_t au pas de temps t .
 - Les contraintes $\sigma_t = p_t + S_t + q_t$

- ⑥ Les flux d'énergie massique $\frac{dwc_t}{dt}$ entre les différentes mailles et températures aux nœuds sont calculés à partir de la conduction thermique et des températures.
- ⑦ Le prochain pas de temps est déterminé en fonction de l'état mécanique et thermique.
- ⑧ Les fichiers de résultats sont imprimés et sauvegardés.
- ⑨ On réinitialise pour le pas de temps suivant.

Fin de la boucle de calcul.

Annexe 8 : Modélisation du comportement des différents matériaux de l'étude pour les simulations numériques

A8.1 Equation d'état

C'est une equation d'état de type Mie-Grüneisen qui a été utilisée. L'état de référence est une isotherme de Birch-Murnaghan définie par une pression P_{KBM} et une énergie interne massique E_{KBM} et de pôle (E_0 , ρ_0 , P_0 , T_0). La chaleur spécifique C_V est supposée constante ainsi que le rapport Γ/v est constante avec Γ , le coefficient de Grüneisen.

L'isotherme s'écrit donc (Equation A8-1 et A8-2) :

$$P_{KBM} = P_0 + \frac{3}{2} K_0 \left(\left(\frac{v}{v_0} \right)^{-7/3} - \left(\frac{v}{v_0} \right)^{-5/3} \right) \cdot \left(1 - 3 \cdot \left(1 - \frac{N_0}{4} \right) \left(\left(\frac{v}{v_0} \right)^{-2/3} - 1 \right) \right) \quad \text{Equation A8-1}$$

$$E_{KBM} = E_0 + v_0 \left(1 - \left(\frac{v}{v_0} \right) \right) \cdot \left(p_0 - \frac{\Gamma_0}{v_0} c_V T_0 \right) + v_0 \frac{9}{16} K_0 \left(\begin{array}{l} (-4 + N_0) \left(\left(\frac{v}{v_0} \right)^{-2} \right) + (-16 + 3N_0) \left(\left(\frac{v}{v_0} \right)^{-2/3} \right) \\ + (14 - 3N_0) \left(\left(\frac{v}{v_0} \right)^{-4/3} \right) + (6 - N_0) \end{array} \right) \quad \text{Equation A8-2}$$

Avec K_0 : module de compressibilité au pôle.

$$K_0 = \left(1 - \frac{\Gamma_0^2 c_V T_0}{c_0^2} \right) \cdot \rho_0 c_0^2$$

$$N_0 = \frac{c_0^2 \cdot (4s - 1) - \Gamma_0 c_V T_0 \cdot (-\Gamma_0 + \Gamma_0^2)}{K_0 v_0}$$

On en déduit donc $P(v,E)$ et $T(v,E)$ respectivement par l'Equation A8-3 et par l'Equation A8-4.

$$P(v, E) = P_{KBM}(v) + \frac{\Gamma}{v} (E - E_{KBM}(v)) \quad \text{Equation A8-3}$$

$$\text{Et } T(v, E) = T_0 + \frac{E - E_{KBM}(v)}{C_v} \quad \text{Equation A8-4}$$

Les valeurs des différents matériaux de l'étude en fonction des modèles choisis sont rappelées dans le tableau A8-1.

Tableau A8-1 : Caractéristiques des matériaux utilisés dans le cadre des essais et des simulations numériques de la thèse (Steinberg, 1996, Hérel, 2007 (pour la colle), Indrigo, 1991 (pour le ReSi₂)).

	Ta	Cu	Pb	Graphite	Colle	ReSi ₂	LiF
	Mie-Grüneisen basée sur l'Hugoniot						
ρ_0 (kg/m ³)	16690	8930	11350	2200	1184	10690	2638
c_0 (m/s)	3140	3940	2050	3900	2400	3700	5150
S_1	1.2	1.489	1.46	2.16	1.36	1.48	1.35
S_2	0	0	0	1.54	0	0	0
S_3	0	0	0	-9.43	0	0	0
Γ_0	1.67	2.02	2.74	0.24	0.85	1.00	1.69
C_v (J/kg/K)	135	392.4	124	704	1356	180	1560

A8.1 Modèle de module de cisaillement

La valeur G , constante élastique, à pression ambiante est définie par :

$$G(P=0, T) = \rho(P=0, T) C_s^2(P=0, T) \quad \text{Equation A8-5}$$

Avec ρ la masse volumique calculée en fonction de la température à pression ambiante et C_s , vitesse des ondes de cisaillement.

Cette valeur G est considérée constante et égale à G_0 pour les matériaux tantale, cuivre, et la colle (faute de données).

Tableau A8-2 : Constantes élastiques utilisées pour les matériaux de l'étude.

	Tantale	Cuivre	Colle
G_0 (GPa)	69.1	49	3.68

La valeur G peut également dépendre de l'état thermodynamique du matériau et donc de deux variables d'état (P , T). Un autre modèle utilisé dans le cadre de cette étude est celui de Steinberg, Cochran, Guinan (Steinberg, 1996). Le module de cisaillement alors dépend de la température, de la pression et de la masse volumique. G est défini comme suit :

$$G(P, T) = G_0 \left(1 + AP \frac{\rho_0^{1/3}}{\rho} - B(T - 300) \right)$$

$$= G_0 \left(1 + \left(P \frac{\rho_0^{1/3}}{\rho} \right) \frac{1}{G_0} \frac{\partial G}{\partial P} - (T - 300) \frac{1}{G_0} \frac{\partial G}{\partial T} \right) \quad \text{Equation A8-6}$$

Ce modèle est appliqué pour le module de cisaillement du plomb et du LiF.

Tableau A8-3 : Coefficients pour le modèle de cisaillement pour les matériaux de l'étude (Steinberg, 1996).

	Plomb	LiF
G_0 (GPa)	8.6	49
A (MPa ⁻¹)	116.3	5 ^{e3}
B (K ⁻¹)	1.16 ^{e-3}	6.18 ^{e-4}

A8.2 Modèle de seuil d'écoulement plastique

Différents modèles peuvent être utilisés pour décrire le comportement des matériaux présents dans cette étude. Nous choisirons des modèles existants dont les paramètres dépendent de la déformation plastique et de la température.

Le modèle de Zerilli et Armstrong (Zerilli, 1987) (Equation A8-7) est utilisé pour décrire le seuil d'écoulement plastique σ_y du tantale et du cuivre en fonction de la déformation plastique ε_p , de la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}_p$ et de la température T.

$$\sigma_y = C_0 + C_5 \cdot \varepsilon_p^n + (C_1 + C_2 \sqrt{\varepsilon_p}) \exp \left[\left(-C_3 + C_4 \ln \dot{\varepsilon}_p \right) T \right] \quad \text{Equation A8-7}$$

C'est un modèle qui tient compte de la structure cristalline du matériau (cubique centré pour le tantale avec $C_2=0$, cubique faces centrées pour le cuivre avec $C_1=C_5=0$).

Les coefficients sont issus de la bibliographie et sont récapitulés dans le Tableau A8-4 :

Tableau A8-4 : Coefficients pour le modèle d'écoulement plastique pour les matériaux de l'étude (Zerilli-Armstrong, 1987).

	Tantale (Zerilli-Armstrong, 1994)	Cuivre (Zerilli-Armstrong, 1987)
C_0 (MPa)	200	68.9
C_1 (MPa)	1125	0
C_2 (MPa)	0	890
C_3 (K ⁻¹)	0.00535	0.0028
C_4 (K ⁻¹)	3.27 ^E -4	1.15 ^E -4
C_5	0.310	0
n	0.44	0

Pour le plomb et le LiF, on utilise le modèle de Steinberg, Cochran, Guinan.

Il est défini comme suit :

$$Y = \frac{G(P,T)}{G_0} \left(Y_0 (1 + \beta(\varepsilon_p + \varepsilon_i))^n \right) \leq Y_{\max} \quad \text{Equation A8-8}$$

Les coefficients sont issus de la bibliographie et sont récapitulés dans le Tableau A8-5 :

Tableau A8-5 : Coefficients pour le modèle d'écoulement plastique pour les matériaux de l'étude (Steinberg, 1996).

	Plomb	LiF
Y_0 (MPa)	8	360
β	110	0
ε_i	0	0
n	0.52	0
Y_{\max} (MPa)	100	360

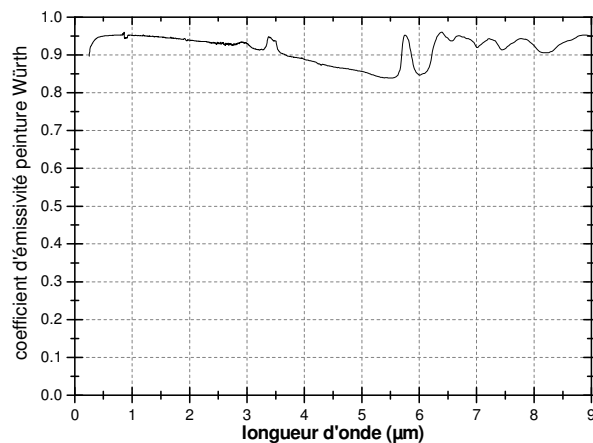
Pour la colle, le seuil d'écoulement plastique est considéré constant et est récapitulé dans le Tableau A8-6 .

Tableau A8-6 : Coefficients pour le modèle d'écoulement plastique pour la colle de l'étude.

	Colle équivalent PMMA
Y_0 (MPa)	100

Annexe 9 : Caractérisation de la peinture émissive Würth

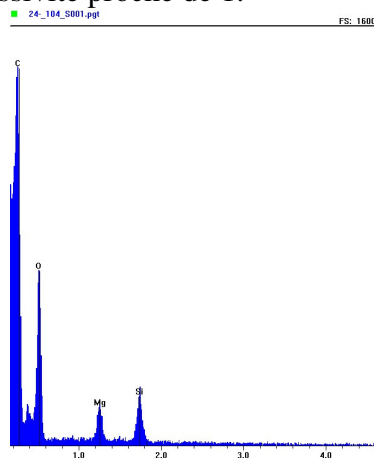
Coefficient
d'émissivité (mesure
CEP)



Cette peinture présente une émissivité statique supérieure à 0.8 dans la gamme spectrale vue par le pyromètre et dans le visible.

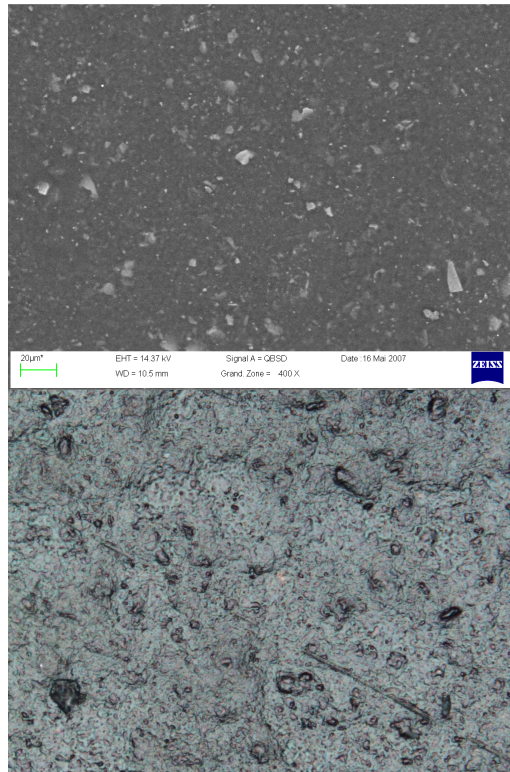
Plusieurs mesures d'émissivité d'échantillon de peinture ont été réalisées avec différents substrats. Les mesures confirment une émissivité proche de 1.

Composition chimique
(MEB)



Cette peinture est essentiellement composée de carbone amorphe.

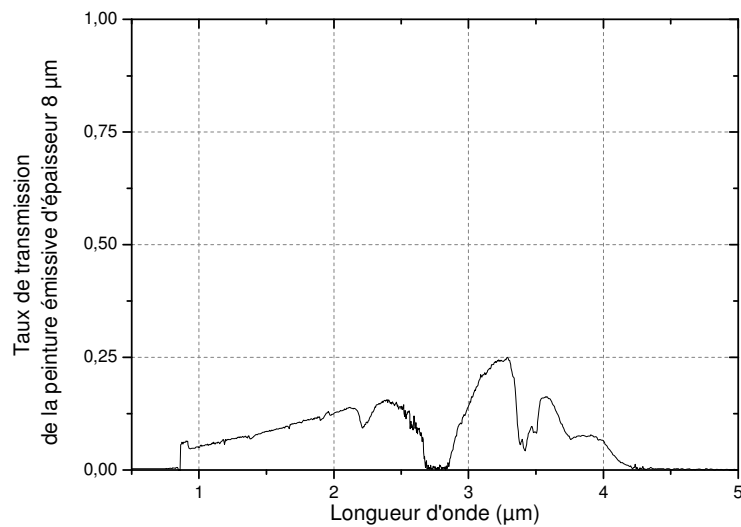
Aspect homogène
(MEB)



Aspect homogène
(microscope optique
grossissement x20)

Cette analyse permet d'examiner de manière qualitative l'homogénéité des peintures. Elle contribue à vérifier présence de manque en réalisant des mesures de composition chimique qui permettrait de remarquer la présence du substrat comme le plomb ou le cuivre.

Taux de transmission
(mesure CEP)



Cette analyse fait suite aux résultats obtenus lors des essais de flux thermique à l'interface LiF/LiF. On remarque que cette peinture n'est pas opaque pour 8 µm d'épaisseur. L'analyse s'effectue de 750 nm à 4 µm de longueur d'onde, car la peinture a été déposée pour la mesure sur de la silice qui ne transmet plus à partir de 4 µm de longueur d'onde.

Références bibliographiques

T.J. Ahrens, H. Tan, 'Shock temperature measurements for metals', high pressure research, Vol. 2, 1990.

J.M. Ané, J.F. Sacadura, P. Stekelorom, 'Influence of oxidation of the radiative properties of stainless steel as a function of temperature', 7th International heat transfer conference, Munich, Proceedings R2 pp 463-466, September, 1982.

L.M. Barker and R.E. Hollenbach, 'Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface', *J. Appl. Phys.*, Vol. 43 (11), pp. 4669-4675, 1972.

L.M. Barker, 'VISAR88 - A new data reduction program for VISARs', Sandia Report SAND-88-2788, November, 1988.

L.M. Barker and V.J. Barker, 'A quarter century's development in VISAR instrumentation for shockwave research', *48th Meeting of the Aeroballistic Range Association (ARA)*, pp. 1-8, Austin, TX, November 3-7, 1997.

L.M. Barker, 'The development of the VISAR, and its use in shock compression Science', *Shock Comp. Cond. Mat.*, p. 11, edited by M.D. Furnish, AIP Conference Proceedings v. 505, 2000.

J.D. Bass, T.J. Ahrens, J.R. Abelson, H. Tan, 'Shock temperature measurements in metals : new results for an Fe alloy', *Journal of geophysical research*, Vol. 9, n°B 13, 1990.

P.J. Beckwith, K.C.A. Crane, 'Two-wavelength infrared pyrometer for large and rapid temperature changes', *Rev. Sci. Instrum.* 53 (6), June, 1982.

E. Blanco, C. Remiot, J.M. Mexmain, P. Hervé, 'Temperature of shocked materials measured with an infrared pyrometer through a window', SPIE, 10th Aerosense, Infrared technology and application XXII, Orlando, Vol. 2744, 1996.

E. Blanco, 'Température et émissivité des matériaux sous choc – Étude expérimentale par pyrométrie optique à travers un matériau fenêtre', thèse de Doctorat, Université de Paris X, 1997.

D.D. Bloomquist, G.E. Duvall, J.J. Dick, 'Electrical response of a bimetallic junction to shock compression', *Journal of Applied Physics*, Vol 50, n°7, pp 4838-46, 1979.

K. Boboridis, A.W. Obst, 'A high-speed four-channel infrared pyrometer', CP684, *Temperature: its measurements and control in science and industry*, Vol. 7, pp. 759-763, 2003.

K. Boboridis, A. Seifter, A. W. Obst, D. Basak, 'Radiance Temperature and Normal Spectral Emittance (in the Wavelength Range of 1.5 to 5 μm) of Nickel at its Melting Point by a Pulse-Heating Technique.', *International Journal of Thermophysics*, Vol. 28, n°2, April, 2007.

R. Bourianne, M. Moreau, J. Martinet, 'Un pyromètre rapide à plusieurs longueurs d'onde.', *Rev. Phys. Appl.*, Vol. 12, pp 893, 1977.

V. Bouyer, 'Etude de la transition choc-détonation du nitrométhane par spectroscopie d'émission', thèse de Doctorat, Université de Paris X Nanterre, 2002.

M.B. Boslough, R.A. Graham, D.M. Webb, 'Optical measurements of shock induced-chemical reactions in mixed aluminium-nickel powder', *Rapport Sandia National Laboratories*, Albuquerque, 1985.

M.B. Boslough, G.A. Lyzenga, 'A sensitive time-resolved radiation pyrometer for shock-temperature measurement above 1500 K', *Rev. Sci. Instrum.* 60 (12), December, 1989.

G. Bruhat, 'Thermodynamique', 6ème édition par A. Kastler ed Masson, 1968.

F. Cabannes, 'Pyrométrie optique', *Techniques de l'ingénieur, Traité Mesures et contrôle*, R2610, 1989.

J.U. Cazamias, D.E. Hare, P. Poulsen, 'Progress in infrared pyrometry measurements of shocked solids', 52nd ARA Meeting, Quebec, Canada, September 9-14, 2001.

P.-Y. Chanal, J. Luc, 'Development of fibered velocity interferometers for dynamic material behaviour studies', 60th Meeting of the Aeroballistic Range Association (ARA), September 20-25, 2009.

C. Chauvin, P.L. Hérel, F. Sinatti, 'Analysis of Temperature Measurement at lead/LiF interface under shock wave compression', *Shock Compression of Condensed Matter - 2007: Proceedings of the Conference of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter*. AIP Conference Proceedings, Vol. 955, pp. 1229-1232, 2007.

J. Costeraste, 'Étude d'un pyromètre optique pour la mesure de transitoires de températures de matériaux soumis à un choc intense', thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 1986.

J.C. Devos, 'A new determination of the emissivity of tungsten ribbon', *Physica XX*, pp 690-714, 1954.

-
- D.H. Dolan**, 'Foundation of VISAR analysis', Sandia Report SAND2006-1950, April 2006.
- M.D. Drury, K.D. Perry, T. Lan**, 'Pyrometers for surface temperature measurements', J. Iron and steel institute, pp. 245-250, 1951.
- S. Dufort**, 'Mesures de temperature sous choc par diffusion Raman', Journal de Physique, colloque C4, supplément au n°9, tome 48, Septembre 1987.
- G. Gaussorgues**, 'La thermographie infrarouge.', Techniques et Documentation, Lavoisier, 1984.
- M.F. Gogulya, M.A. Brazhnikov**, 'Radiation of condensed explosives and its interpretation (temperature measurements).', 10th symposium on detonation, Boston, Massachusetts, pp. 542-548, 1993.
- M.F. Gogulya, M.A. Brazhnikov**, 'Temperatures of the detonation products of condensed explosives.', Chem. Phys. Repts., Vol. 13, n°1, pp 81-102, 1994.
- J. Gosse**, 'Guide Technique de thermique', Dunod, Paris, 1981.
- P-L Héreil**, 'Mesure et exploitation de profils de vitesse matérielle pour l'étude du comportement sous choc des matériaux solides', thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier Toulouse, 1986.
- P.L. Héreil, C. Mabire**, 'Temperature measurement of tin under shock compression', Shock Compression of Condensed Matter - 2001: Proceedings of the Conference of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter. AIP Conference Proceedings, Atlanta, Georgia, pp 1235-1238, 2001.
- P.-L. Héreil, F. Sinatti, C. Chauvin and C. Loupias**, 'PYRENE: a new small launcher for dynamic material studies', 57th Meeting of the Aeroballistic Range Association (ARA), September 18-22, 2006.
- P.L. Héreil.**, Communication interne, 2007.
- P.L. Héreil**, 'UNIDIM : un code monodimensionnel aux différences finies', Rapport interne CEG à paraître.
- P. Hervé**, 'Pyromètre Ultraviolet', Brevet n°8803874, 1988.
- P. Hervé, P. Masclet, A. Lefevre, I. Gobin**, 'Ultraviolet pyrometry', Proceedings 4th Symposium on temperature and thermal measurement in industry and science (TEMPMEKO), Helsinki, Finland, 1990.
- K.G. Holland, T.G Ahrens**, 'Properties of LiF and Al₂O₃ to 240 GPa for metal shock temperature measurements', Properties of earth and planetary materials at high pressure and temperature. Geophysical Monograph 101, the American Geophysical Union, 1998.

C. Indrigo, D. Boscher, M. Poulain, C. Rio, R. Mévrel, 'Mise au point d'un dépôt émissif dans le proche infrarouge pour la pyrométrie sous chocs', rapport interne ONERA R.T. 47/2019 M, septembre, 1991.

M.E. Kipp, R.J. Lawrence, 'Wondy V : a one-dimensional Finite Difference wave Propagation Code', Report SAND81-0930, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico 87185, June, 1982.

K. Kondo, T.J. Ahrens, 'Heterogenous shock induced thermal radiation in minerals', Phys. Chem. Minerals, Vol. 9, 1983.

S.B. Kormer, 'Optical study of the characteristics of shock-compressed condensed dielectrics', Soviet physics USP, Vol. 11, 1968.

P. Lalle, 'Polaire de choc et variation de l'indice de réfraction du plexiglas, du fluorure de lithium et de la silice fondue', Rapport interne CEA/DAM/CESTA/ESD, n°207, 1987.

T. Land, R. Barber, 'New pyrometers for glass and other surfaces', News and reviews of Soc. Glass teck, 38 15, n°53, 1954.

S. Landais, C. Rio, 'Etude de faisabilité pour la mise au point de dépôts de ReSi_2 émissifs dans le proche infrarouge pour l'application à la pyrométrie optique.', rapport interne ONERA R.F. 1/12990 DMSM, septembre, 2008.

V.K.W. Lange, H. Schenck, 'Messung des spectralen emissionsgrades von metallen und metallegierungen', Archiv fur das eisenhüttenwesen, Vol 8, groupe E, n°2909, pp 611-615, 1968.

B. Léal-Crouzet, 'Application de la pyrométrie optique à la mesure de la température des produits de réaction d'explosifs condensés en régime d'amorçage et de détonation', thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1998.

G.A. Lyzenga, T.G. Ahrens, 'Multiwavelength optical pyrometer for shock compression experiments', Rev. Sci Instrum., Vol 50, n°11, pp 1421-24, 1979.

G.A. Lyzenga, 'Optical pyrometry at high shock pressures and its interpretation', Shock Waves in Condensed Matter, pp. 268-276, June, 1982.

C. Mabire, 'Transformation polymorphique et fusion de l'étain sous choc dans la gamme 0 - 100 GPa - Etude expérimentale et modélisation', Thèse de doctorat, Université de Poitiers – ENSMA, 1999.

C. Mabire, P.L. Héreil, 'Shock induced melting of Lead (experimental Study)', Shock Compression of Condensed Matter - 2001: Proceedings of the Conference of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter. AIP Conference Proceedings, Atlanta, Georgia, pp 229-232, 2001.

S.P. Marsch, (Ed.) 'LASL Shock Hugoniot Data', Berkeley : University of California Press, 1980.

-
- R.G McQueen**, 'High velocity impact phenomena', Ray Kinslow Academic Press New York, 1970.
- P. Mercier, J. Bénier, A. Azzolina, J. Lagrange and D. Partouche**, 'Photonic Doppler velocimetry in shock Physics experiments', DYMAT 2006 : 8th International conference on mechanical and physical behaviour of materials under dynamic loading, Dijon, 11-15 septembre 2006.
- M.F. Modest**, 'Radiative heat transfer', McGraw-Hill International Editions, 1993.
- M. Mondot**, 'La température des matériaux soumis à une onde de choc', thèse de Doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers - Paris, 1993.
- M.J. Morley, D.J. Chapman, W.G. Proud**, 'Temperature measurements at material interfaces with thin-foil gauges', 16th American Physical Society Topical, Conference on Shock Compression of Condensed Matter – 2009, June , 2009.
- I. Negreanu, G. Gary and D. Mohr**, 'Temperature and emissivity measurement in dynamic experiments using an advanced infrared detector array technique.', Proceedings DYMAT 2009 - 9th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic, Vol. 1, pp 179, 2009.
- W.J. Nellis, C.S. Yoo**, 'Issues concerning shock temperature measurements on iron and other metals', Journal of Geophys. Res., Vol 95, n°B13, pp 21.749-21.752, 1990.
- D. Palik**, 'Handbook of optical constants of solids', Orlando: Academic Press, 1985.
- D. Partouche-Sebban**, 'Développement des techniques ultra-rapides de pyrométrie optique pour l'étude du comportement des métaux sous choc et application à la caractérisation du diagramme de phases du Bismuth dans la gamme de 10-20 GPa', thèse de Doctorat, Université de Paris XI Orsay, 2002.
- D. Partouche-Sebban, J.L. Pélissier, W.Anderson, R.S. Hixson, D.B. Holtkamp**, 'Characterization of Sapphire for optical pyrometry in shock experiments', shock compression of Condensed Matter: Proceedings of the Conference of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter. AIP Conference Proceedings, Vol. 706, pp. 1289-1292, 2004.
- D. Partouche-Sebban, J.L. Pélissier, W.Anderson, R.S. Hixson, D.B. Holtkamp**, 'Investigation of shock-induced light from sapphire for use in pyrometry studies', Physica. B, Condensed matter, Vol. 364, n 1-4, pp 1-13, 2005.
- F. Paschen**, Ber Berlin Akod Deut. Wiss, 27, 1899.
- M. Perez, J. Costeraste**, 'Infrared method for postshock temperature measurements of Solids', Shock Waves in Condensed Matter 1987. Elsevier Science Publisher B.V., New York : North Holland, pp 703-706, 1988.

M. Perez, 'Pyrométrie infrarouge de précision pour la mesure de la température post-choc de matériaux métalliques dans la gamme de 70-1000°C', Journal de Physique IV, Colloque C3, supplément au Journal de Physique III, Vol 1, pp 371-378, 1991.

M. Perez, 'Residual temperature measurements of shocked copper and iron plates by infrared pyrometry', Shock Waves in Condensed Matter 1991. Elsevier Science Publisher B.V., New York : North Holland, pp 737-740, 1992.

J. Petit, J.L. Dequiedt, 'Constitutive relations for copper under shock wave loading: Twinning activation', Mechanics of Materials 38, pp. 173-185, 2006.

J. Petit, Y.A. Alexeev, S.P. Ananiev, M.N. Kazeev, 'The Electromagnetic Cylindrical Compression: A tool to test Behavior Modeling under Large Strain at high Strain Rate', J. Phys IV France 7 (1997), Colloque C3, supplément au journal de physique III d'août 1997.

H.O. Pierson, 'Handbook of Carbon, graphite, diamond and fullerenes. Properties, processing and applications', Noyes Publications, 1993.

P. Poulsen, D. Baum, P. Fiske, D. Holtkamp, 'Temperature measurement on shocked surfaces', 51st ARA Meeting, Madrid, Spain, September 18-21, 2000.

P. Poulsen, D.E. Hare, 'Temperature and emissivity of a shocked surface: A first Experiment', UCRL-ID-146845, february 4, 2002.

P. Poulsen, S.K. Ault, 'New method of high-precision thermometry', Rev. Sci. Instrum., Vol. 77, n°9, 2006.

H.B. Radousky, A.C. Mitchell, 'A fast UV/visible pyrometer for shock temperature measurements to 20000 K', Rev. Sci. Instrum., Vol 60, n°12, pp 3707-3710, 1989.

M.H. Rice, R.G. McQueen, J.M. Walsh, 'Compression of solids by Strong Shock Waves', Sol. State Phys., Vol 6, 1958.

Z. Rosenberg, Y. Partom, 'Direct measurement of shock temperature in shock-loaded polymethylmethacrylate with very thin copper thermistors', Shock Waves in Condensed Matter 1983. Elsevier Science Publisher B.V., New York : North Holland, pp 251-254, 1984.

J.F. Sacadura, 'Modélisation et étude expérimentale du rayonnement thermique des surfaces métalliques microrugueuses', Thèse de Doctorat d'Etat Lyon I, 1980.

D. Schmitt, B. Svendsen, T.J. Ahrens, 'Shock induced radiation from minerals', Shock Waves in Condensed Matter, New York: Plenum Publishing Corporation, pp 261-265, 1986.

A. Seifter, M. Grover, D.B. Holtkamp, J.R. Payton, P. Rodriguez, D. Turley, A.W. Obst, 'Low-temperature measurements on shock loaded Tin', 26th International Congress on High-Speed Photography and Photonics, Proc.of SPIE, Vol. 5580, pp. 93-105, 2005.

A Seifter, A. Obst, and D. Holtkamp, 15th American Physical Society Topical, Conference on Shock Compression of Condensed Matter – 2007, Hawai'i, June 24–29, 2007.

SESAME, 'The LANL Equation of State Database', Rapport technique LA-UR-9263407, LANL, 1992.

C.J. Smithells, 'Metal reference book', Volume 2, third Edition. London : Butterworths, 1962.

D. Steinberg, 'Equation of State and Strength Properties of Selected Materials', UCRL-MA-106439, February 13, 1996.

O. Strand et al., 'Velocimetry using heterodyne Techniques', 26th International Congress on High speed Photography and Photonics, Alexandria, VA, September 19-24, 2004.

B. Svendsen, T.J. Ahrens, 'Thermal history of shock compressed solids', Shock Waves in Condensed Matter, edited by Gupta, Plenum Press, New York, 1986.

D.C. Swift, V.W. Yuan, 'Neutron Resonance Spectroscopy measurements of temperature and velocity during shock wave experiments', LA-UR 06-7618, October 17, 2006.

TAPP 2.0, 'Thermochemical and physical properties', ES Microware, 2234 Wade Court Hamilton, OH 45013 USA, CD Rom PC environnement Windows, Class C, 1994.

W.J. Taylor, 'Residual temperature of shocked Copper', Journal of Applied Physics, Vol 34, n°9, pp 2727-31, 1963.

M. Terny, 'La mesure des températures au laboratoire et dans l'industrie', Paris, Editions Dunot, 1962.

Y.S. Touloukian, D.P. DeWitt, 'Thermal radiative properties - Thermophysical properties of Matter', New York: IFI/Plenum, 1970.

Y.S. Touloukian, D.P. Dewitt, 'Thermophysical properties of matter', vol. 7 8 9, IFI / Plenum, New York Washington, 1972.

P.A Urtiew, R. Grover, 'Temperature deposition caused by shocked interactions with material interfaces', Journal of Applied Physics, Vol 45, n°1, pp 140-145, 1974.

P.A Urtiew, R. Grover, 'The melting temperature of magnesium under shock loading', Journal of Applied Physics, Vol 48, n°3, pp 459-478, 1977.

M. Voltz, A. Espagnacq, 'Synthèse bibliographique sur les mesures de température de combustion des compositions pyrotechniques.', Rapport GIAT Industries, Centre de Bourges, Mars, 1993.

W.J. Von Holle, J.J. Trimble, 'Temperature measurement of shocked Copper plates and shaped charge jets by two color IR radiometry', Journal of Applied Physics, Vol 47, n°6, pp 2391-94, 1976.

W.J. Von Holle, R.A. Mc Williams, 'Detonic research infrared radiometer with nanosecond response', Rev. Sci. Instrum, 54 (9), pp 1218, September, 1983.

J.M. Winey, Y.M. Gupta, 'Shock-induced chemical changes in neat nitromethane : use of time-resolved raman spectroscopy', *Journal of Physical Chemistry*, A101, n° 49, pp 9333-9340, 1997.

J.L. Wise, L.C. Chhabildas, 'Laser interferometer measurements of refractive index in shock-compressed materials', *Shock Waves in Condensed Matter*, New York: Plenum Publishing Corporation, pp 441-454, 1986.

V.W. Yuan, R. Boat, J.D. Bowman, D.J. Funk, R. Hixson, L. Hull, G. Laabs, R. London, G.L. Morgan, R. Rabie, C.E. Ragan, 'Dynamic Temperature and velocity measurements using Neutron Resonance Spectroscopy', LA-UR 97-1837, August, 1997.

B. Zeldovich, P. Raizer, 'Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena', Academic Press, New York, Vol. 1 et 2, 1966.

F.J. Zerilli, R.W. Armstrong. 'Dislocation-mechanics-based constitutive relations for materials dynamics calculations', *J. Appl. Phys.*, Vol.61, No.5, pp 1816-1825, March 1st, 1987.

F.J. Zerilli, R.W. Armstrong. 'Constitutive relations for the plastic deformation of metals', pp 989-992 in *High-Pressure Science and Technology – 1993*. Ed. S.C. Schmidt, J.W. Shaner, G.A. Samara, M. Ross, AIP Conference Proceedings 309 Part 2, AIP Press New York, 1994.

Lexique des principaux symboles et abréviations

Matériaux

Pb	Plomb
Cu	Cuivre
Ta	Tantale
LiF	Fluorure de Lithium
DLC	Dépôt carbone amorphe (Diamond Like Carbon)
ReSi ₂	Disiliciure de Rhénium

Abréviations

CEG	Centre d'Etudes de Gramat (46)
CEP	Centre d'expertise Parisien (91)
IDF	Interférométrie de Déplacement Fibré
CE	Couche émissive
EOS	Equation d'état

Principales constantes

h	Constante de Planck ($6.6252 \cdot 10^{-34}$ J.s)
k _b	Constante de Boltzmann ($1.38042 \cdot 10^{-23}$ J.K ⁻¹)
c ₀	Célérité de la lumière ($2.99793 \cdot 10^8$ m.s ⁻¹)
C ₁	Première constante de rayonnement (loi de Planck) ($2 h c_0^2 = 1.19108 \times 10^{-16}$ W.m ⁻² .sr ⁻¹)
C ₂	Deuxième constante de rayonnement (loi de Planck) ($C_2 = h c_0 / k_b = 1.4389362 \times 10^{-2}$ m.K)
σ _b	Constante de Stefan-Boltzmann ($5.67 \cdot 10^{-8}$ W.m ⁻² .K ⁻⁴)

Symboles principaux

Rayonnement et propriétés optiques

λ	Longueur d'onde
L^0	Luminance d'un corps noir
L	Luminance
α	Facteur d'absorptivité
ρ	Facteur de réflectivité
τ	Facteur de transmission
ε	Emissivité d'une surface
θ	Angle d'observation

Détonique et thermodynamique

T	Température
T_0	Température initiale
T_h	Température d'Hugoniot (température de choc)
T_i	Température d'interface
T_r	Température résiduelle
T_s	Température de détente sur l'isentrope
P	Pression
P_0	Pression initiale
P_h	Pression d'Hugoniot (température de choc)
P_i	Pression d'interface
ρ	Masse volumique
ρ_0	Masse volumique initiale
k	Conductivité thermique
ξ	Effusivité
C_V	Chaleur spécifique
Γ	Coefficient de Grüneisen
E	Energie interne spécifique

Le cadre de ces travaux concerne la mesure de température sous choc à l'interface d'un matériau (plomb ou cuivre) et d'une fenêtre en LiF à une pression proche de 8 GPa et à une température inférieure à 550 K maintenues pendant une microseconde.

Parmi les différents diagnostics de mesure de température existants, la pyrométrie optique infrarouge est la plus adaptée.

La détermination précise de la température réelle de l'interface et celle du matériau étudié reste un problème entier. Il concerne à la fois l'évaluation de l'émissivité de la surface de mesure, mais aussi le rôle de l'interface entre le matériau d'étude et le matériau fenêtre transparent tenus mécaniquement par collage.

Pour répondre au critère de précision, l'utilisation des dépôts émissifs à l'interface matériau/fenêtre a été la solution retenue. La complexité de cette nouvelle interface nécessite de comprendre l'origine du rayonnement thermique détecté par le pyromètre et d'analyser les transferts thermiques au sein de différentes couches minces.

La confrontation de l'étude numérique et expérimentale a mis en évidence que seule la conduction thermique intervient dans les transferts de chaleur entre le matériau, le dépôt émissif, la colle et la fenêtre. Le dépôt émissif doit donc être caractérisé par une bonne conductivité thermique et déposé sur une faible épaisseur tout en garantissant des critères optiques de bonne émissivité et d'opacité.

L'emploi d'un dépôt de ReSi_2 en tant que dépôt émissif donne de premiers résultats prometteurs. Inversement, la peinture graphitée, utilisée dans un premier temps, est inappropriée pour cette étude : son épaisseur est trop importante et elle n'est pas opaque.

Mots clés : température, pyrométrie, choc, émissivité, dépôt, plomb, cuivre

Investigation of temperature measurement of material under moderate shock wave compression using infrared optical pyrometry

This work investigates the temperature measurement under shock-wave compression at the interface between a material target (lead or copper) and a LiF window at pressure and temperature values at about 8 GPa and below 550 K during a microsecond.

Among the common diagnostic to determine temperature, infrared optical pyrometry is the most effective. To obtain an accurate measurement of the true interface temperature and therefore the true material temperature, the emissivity of the surface must be evaluated and the interface between the studied material and the window must be analysed.

The use of an emissive layer at the interface is the selected solution to perform accurate temperature measurement. Nevertheless, the complexity of this interface needs to identify the origin of the detected thermal radiance and to analyze heat transfer phenomena in thin layers.

The comparison between experimental results and theoretical predictions bring out that only thermal conduction allows thermal energy exchanges between the material, the emissive layer, the glue and the window. So, the emissive layer must have an excellent thermal conductivity and must be very thin while guarantying opacity and emissivity close to unity.

The use of an emissive ReSi_2 layer gives promising results. Conversely, the emissive paint is inappropriate to play the role of an emissive layer: its thickness is too important and its opacity is not achieved.

Key Words: temperature, pyrometry, shock-wave, emissivity, coating, lead, copper