



**HAL**  
open science

# Détermination de la température à partir de la radiation infrarouge au cours des essais dynamiques

Ionut Negreanu

► **To cite this version:**

Ionut Negreanu. Détermination de la température à partir de la radiation infrarouge au cours des essais dynamiques. Engineering Sciences [physics]. Ecole Polytechnique X, 2009. English. NNT : . pastel-00005792

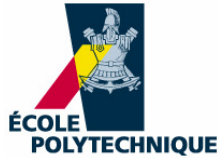
**HAL Id: pastel-00005792**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00005792>**

Submitted on 11 Feb 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 de doctorat de l'École Polytechnique

Spécialité : **Mécanique**

Présentée par

**Ionut NEGREANU**

Pour obtenir le titre de

**DOCTEUR de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE**

Sujet de la thèse

**Détermination de la température à partir de la radiation infrarouge au cours des essais dynamiques**

Soutenue le 8 décembre 2009 devant le jury composé de :

**Vincent GROLLEAU**

*Président*

**André CHRYSOCHOOS**

*Rapporteur*

**Daniel RITTEL**

*Rapporteur*

**Gérard GARY**

*Directeur de thèse*

**Dirk MOHR**

*Co-directeur de thèse*

**Philippe HERVE**

*Co-directeur de thèse*

**Michel BORNERT**

*Examineur*

**Julie CEDELLE**

*Examineur*



*Mituruzei*

*Parintilor mei*



*Toute ma reconnaissance va à M. Gérard GARY, mon Directeur de Thèse. Je lui remercie de m'avoir donné l'opportunité de travailler sous sa direction sur un sujet si passionnant. Sa gentillesse, sa patience, sa disponibilité et son professionnalisme ont été pour moi des sources d'inspiration. Je lui remercie également pour la liberté qu'il m'a accordée pendant le déroulement de mes recherches.*

*Je remercie à M. Dirk MOHR, mon Co-Directeur de Thèse, pour ses importants conseils et pour ses encouragements dans des moments difficiles.*

*Mes travaux n'auront pas pu être menés à la fin sans la collaboration avec M. Philippe HERVE. Je lui remercie pour sa disponibilité et pour la gentillesse avec laquelle il a partagé ses connaissances d'optique. Je lui remercie également pour l'aide logistique et pour les longues discussions sur des sujets très intéressants. La même reconnaissance va à sa collaboratrice Julie CEDELLE.*

*Le succès de mes expériences est dû principalement à M. Raymond BARRE. Je lui remercie pour le temps passé avec moi sur des longues et difficiles manipulations et pour son aide décisif avec tous mes bricolages.*

*La thèse s'est déroulée dans des conditions idéales au sein du LMS raison pour laquelle je remercie à Vincent De GREEF, J.C. EYTARD, J.F. BERAUD, F. LELONG, à William et à Erik. Géo n'oublie pas !*

*Un grand merci à mes amis Camille, Kamal et Fabien !*



<b>PLAN DE LA THESE .....</b>	<b>2</b>
<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>4</b>
<b>1. MISE AU POINT D'UNE NOUVELLE METHODE INFRAROUGE .....</b>	<b>8</b>
1.1. Introduction.....	8
1.2. Notions d'optique.....	8
1.3. Les détecteurs optiques .....	14
1.4. Les méthodes usuelles de pyrométrie .....	15
1.5. Présentation de la méthode .....	16
1.6. Etude de l'indicatrice de réflexion.....	19
1.6.1. Définition de l'indicatrice de réflexion .....	21
1.6.2. Etude expérimentale de l'indicatrice de réflexion .....	23
1.6.3. Résultats et conclusions sur l'indicatrice de réflexion.....	29
1.7. Evaluation de la méthode expérimentalement et numériquement .....	34
<b>2. MISE EN ŒUVRE DE LA METHODE.....</b>	<b>42</b>
2.1. Utilisation des zones spectrales .....	42
2.1.1. Méthode.....	42
2.1.2. Application expérimentale.....	46
2.2. Mise au point de la méthode pour la dynamique .....	52
2.3. Sources des erreurs.....	59
2.3.1. Erreur algorithmique .....	60
2.3.2. Erreur due au bruit.....	63
2.3.3. Erreur Doppler.....	66
2.3.4. Erreur en réchauffement local .....	67
<b>3. APPLICATION EN DYNAMIQUE .....</b>	<b>69</b>
3.1. Les Barres d'Hopkinson.....	69



---

<b>3.2.</b>	<b>Modélisation transitoire d'un comportement élastique.....</b>	<b>74</b>
<b>3.3.</b>	<b>Modélisation transitoire d'un comportement élasto-visco-plastique en 1-D .....</b>	<b>80</b>
<b>3.4.</b>	<b>Opportunité de la mesure de la température pour les BH .....</b>	<b>89</b>
3.4.1.	Hypothèses concernant les champs de température.....	89
3.4.2.	Méthodes couramment utilisées pour la mesure de la température sur les BH .....	94
<b>3.5.</b>	<b>Mesure de la température pendant les essais dynamiques.....</b>	<b>99</b>
3.5.1.	Description du dispositif expérimental optique .....	99
3.5.2.	Validation du dispositif expérimental optique.....	101
3.5.3.	Essais dynamiques sur des échantillons en polycarbonate .....	104
3.5.4.	Essais dynamiques sur des échantillons en aluminium .....	109
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES .....</b>		<b>113</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>		<b>115</b>

## PLAN DE LA THESE

La thèse est structurée sur 3 chapitres.

Le premier chapitre présente les fondements théoriques et expérimentaux de la méthode qui détermine la température et l'émissivité à partir de la radiation infrarouge. Le caractère particulier de la méthode est donné par la mesure, pour deux longueurs d'onde, de deux radiations infrarouges : la première est émise par l'échantillon et la deuxième est générée par une source extérieure et se réfléchit sur la surface de l'échantillon. La mesure de ces deux radiations, pour les deux longueurs d'onde, permet de former un système de quatre équations dont la température et l'émissivité font partie des inconnues. Le chapitre commence par une description rapide des principales notions d'optique qui sont nécessaires à la compréhension. On décrit ensuite la méthode qui est illustrée par la mesure d'une température constante et connue, avec l'aide d'un spectromètre. Cette application montre l'importance de l'influence du choix des longueurs d'onde sur la précision de la mesure.

Le deuxième chapitre est dédié à l'application de la méthode pour la mesure d'une température variable, avec un montage optique simplifié qui utilise des détecteurs infrarouge. L'utilisation des détecteurs impose la mesure des deux radiations, celle émise et celle réfléchie, sur des plages des longueurs d'onde étalées et non pas à des longueurs d'onde discrètes. La variation de la température à mesurer impose aussi une contrainte au niveau expérimental : la mesure simultanée des deux radiations. Le chapitre commence par expliquer les modifications demandées par l'utilisation des plages des longueurs d'onde au niveau des équations et il illustre la précision de la méthode par son application pour la mesure d'une température variable mais connue sur deux échantillons métalliques. Il continue avec le développement du système optique expérimental pour l'application de la méthode pendant les

---

essais dynamiques et à la fin, il propose une quantification des erreurs dues à la méthode de mesure de la température.

Le troisième chapitre présente la mise en oeuvre de la méthode pour la mesure de la température pendant les essais dynamiques sur les barres d'Hopkinson. Il propose aussi une application: la mesure de la température peut aider à une meilleure identification des paramètres d'un modèle unidimensionnel élasto-visco-plastique qui est utilisé pour simuler les essais dynamiques. Avant de mesurer la température en dynamique, une validation du dispositif expérimental est réalisée pendant un essai mécanique de compression quasi-statique. Le chapitre commence par la description des barres d'Hopkinson et par la description de la modélisation transitoire unidimensionnelle des essais dynamiques. L'intégration du modèle élasto-visco-plastique est présentée en détail. Le caractère particulier de la mesure en dynamique est également expliqué : homogénéité du champ de température dans l'échantillon et échauffement adiabatique de celui-ci. Après une revue des autres méthodes de mesure de la température, les résultats des mesures en dynamique sont présentés. Les essais dynamiques sont réalisés sur des échantillons en polycarbonate et en aluminium. Pour chaque matériau, des essais identiques sont réalisés sur des échantillons avec des états de surface différents. Cette différence conduit à des émissivités différentes mais, en revanche, la température mesurée est la même. A partir de la température mesurée, les coefficients de Taylor-Quinney sont calculés et leur évolution en fonction de la déformation est montrée.

## INTRODUCTION

En dehors d'applications à l'étude ou au contrôle de processus industriel, la mesure de l'évolution de la température d'un échantillon soumis à un chargement mécanique présente un intérêt fondamental.

Le taux de l'énergie dissipée sous forme de chaleur ou stockée dans le matériau a fait l'objet de nombreuses études. Parmi les premiers qui se sont intéressés à la quantité de l'énergie stockée dans l'échantillon suite à un processus de déformation mécanique, on retrouve Taylor et Quinney, qui sont considérés comme des pionniers dans ce type d'étude. Dans leur premier article [1], publié en 1933, ils réalisent des mesures de température pendant la torsion quasi-statique d'un échantillon en cuivre et ils calculent ensuite la quantité de l'énergie stockée dans l'échantillon. En 1937 [2], ils calculent directement la quantité d'énergie stockée en comparant les différences entre l'évolution des températures de deux échantillons réalisés avec le même matériau, dont un seul avait subi une déformation plastique. Ces deux publications montrent, de façon indiscutable, que la quantité du travail mécanique dissipée sous forme de chaleur n'est pas égale à 100% de ce travail.

Bever [3] réalise en 1973 une récapitulation des résultats obtenus par divers chercheurs qui ont essayé de mesurer la quantité de l'énergie stockée dans les matériaux. Dans son ouvrage, il souligne la non concordance des résultats obtenus dans différents centres de recherche, sur le même matériau, en particulier sur le cuivre.

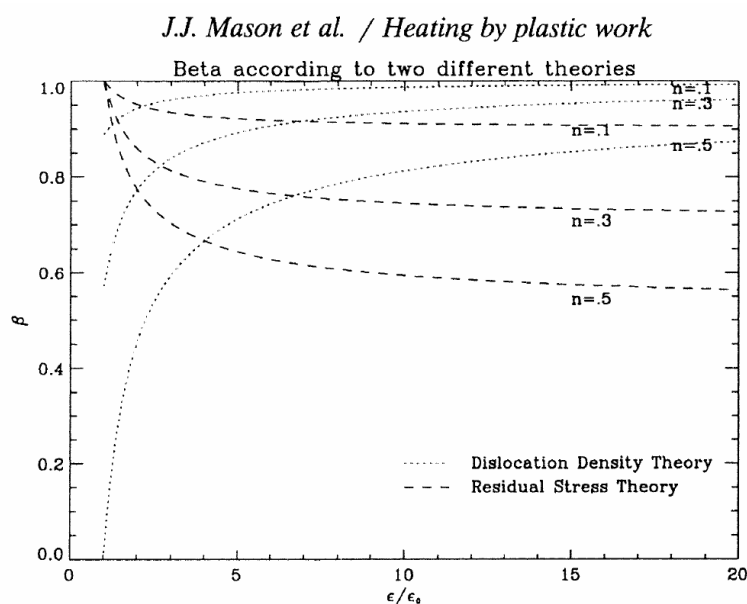
Les résultats trouvés dans la littérature ([4,5,6,7,8,9,10]) pour la dissipation énergétique due au chargement dynamique des matériaux sont parfois assez différents. Bien qu'il n'existe qu'une méthode de quantification du phénomène de conversion du travail mécanique en chaleur et en énergie stockée, les résultats divergent. Le plus souvent, pour caractériser le phénomène, on fait appel à un coefficient, qui est appelé le coefficient de Taylor-Quinney. Ce coefficient présente le rapport entre la dissipation thermique  $Q$  et le travail plastique  $W_p$  :

---

$$\beta = \frac{Q}{W_p} \quad (1-1)$$

Les valeurs expérimentales de  $\beta$  sont dispersées. En général, on ne trouve pas un consensus en ce qui concerne sa variation. On trouve soit qu'il est constant et égal à 100% avec la déformation plastique, soit qu'il varie. Si on accepte une variation, alors la littérature lui attribue des variations différentes pour le même matériau. Kapoor et Nemat-Nasser [4] montrent que dans le cas du tantale, de titane, de l'acier 1018, de l'aluminium 6061 et du cuivre, la conversion du travail mécanique en chaleur est de 100% au cours de la sollicitation mécanique. Rittel et al. [5] trouvent la même conclusion dans le cas du tantale. En revanche, Mason et al. trouvent que dans le cas de l'acier 4340, de l'aluminium 2024 et des alliages Ti-6Al-4V, le coefficient  $\beta$  présente des variations importantes avec la déformation. Macdougall [7] partage les mêmes conclusions qu'eux pour les Ti-6Al-4V et l'aluminium 2011, mais les variations de  $\beta$  sont différentes. Dans le cas des matériaux polymériques, les résultats expérimentaux semblent converger vers la conclusion que le coefficient  $\beta$  n'est pas constant, mais Garg et al. [8], Rittel [9] et Li et Lambros [10] montrent tous des variations différentes avec la déformation.

Du point de vue de la théorie, on distingue deux grandes hypothèses qui essayent d'estimer la quantité d'énergie stockée dans le matériau. Zehnder [11] considère que la partie du travail mécanique qui n'est pas dissipée sous forme de chaleur est utilisée pour augmenter la densité des dislocations et des micro-défauts dans le matériau. En estimant l'énergie nécessaire pour la création ou pour le déplacement d'une dislocation, il propose un modèle global pour le matériau qui prévoit la quantité de l'énergie stockée. En revanche Aravas et al. [12] considèrent que l'énergie est stockée sous forme des contraintes résiduelles autour des dislocations. Les deux théories montrent des quantités d'énergie stockée variables pendant l'application du travail mécanique, mais avec des évolutions contraires. Mason et al. [6] montrent l'évolution du coefficient  $\beta$  pour les deux théories :



Sur cette figure,  $\varepsilon_0$  représente la déformation équivalente au seuil élastique.

Pour déterminer expérimentalement  $\beta$ , toutes les références mentionnées font appel à la mesure de la température pendant l'essai mécanique. Pour le cas de la mesure de la température en dynamique, qui nous intéresse, on rencontre des difficultés expérimentales particulières.

L'objectif de cette thèse est de développer une méthode capable de fournir une mesure de la température pendant les essais mécaniques à grande vitesse de déformation. Le grand intérêt de l'essai dynamique aux barres d'Hopkinson est sa brièveté qui ne permet pas d'échange de chaleur significatif entre l'échantillon et le milieu extérieur, ce qui lui confère un caractère adiabatique. Comme la température connaît des variations très rapides en dynamique (environ  $50^\circ\text{C}$  pendant une durée de  $150 \mu\text{s}$ ), on considère que la façon la plus appropriée pour procéder est l'utilisation d'une méthode infrarouge. Le plus grand avantage des méthodes infrarouges, qui sont basées sur la mesure de la radiation émise par l'échantillon, par rapport aux méthodes qui imposent un contact thermique, réside dans leur temps de réponse. Mais elles manquent parfois de précision à cause de la mauvaise estimation de l'émissivité de la surface rayonnante de l'échantillon. L'émissivité est le rapport entre le rayonnement d'une surface et le rayonnement pour la même température d'une surface qui appartient à un corps

dont le rayonnement est parfaitement connu : le corps noir. Le facteur qui affecte le plus les valeurs de l'émissivité est l'état de la surface. Et comme, pendant un essai mécanique, l'état de la surface de l'échantillon change, il est probable que l'émissivité de la surface change aussi. En conséquence, afin d'avoir une mesure précise de la température par méthode radiative, il est nécessaire de développer une méthode capable de déterminer à la fois la température et l'émissivité de l'échantillon.

# 1. MISE AU POINT D'UNE NOUVELLE METHODE INFRAROUGE

## 1.1. Introduction

Lorsque la température d'un objet doit être déterminée en utilisant une méthode non-intrusive les techniques infrarouges constituent la solution la plus convenable. Elles impliquent la détermination de la température à partir de la radiation infrarouge émise par la surface de l'objet. Cette radiation varie avec la température. Il existe plusieurs méthodes qui permettent de retrouver la température à partir d'une radiation infrarouge et la précision de chacune d'entre elles dépend principalement de leur capacité à estimer l'émissivité de la surface rayonnante.

Ce chapitre va présenter une nouvelle méthode de détermination de la température à partir de la radiation infrarouge, une méthode qui est plus appropriée à utiliser pour les essais mécaniques sur les Barres d'Hopkinson (SHPB) que les autres méthodes. Avant de présenter les démarches théoriques et expérimentales sur lesquelles cette méthode réside, les notions optiques les plus utilisées sont définies. Un court rappel des méthodes infrarouges les plus populaires est également réalisé, avec la description succincte du fonctionnement des détecteurs optiques qui permettent de mesurer les radiations infrarouges.

## 1.2. Notions d'optique

Le rayonnement électromagnétique – représente une perturbation des champs électriques et magnétiques. Le plus souvent, il est vu comme la propagation des champs électriques et magnétiques dans une direction précise. Cette propagation est appelée *onde*



*électromagnétique* ou *radiation électromagnétique*. Un exemple de rayonnement est celui du soleil dans l'espace.

Tous les corps rayonnent. Les atomes et les molécules d'un solide sont des arrangements des charges électriques qui oscillent et toutes les charges oscillantes émettent une radiation électromagnétique. L'intensité de la radiation émise dépend de l'intensité de l'oscillation, raison pour laquelle un solide qui est chauffé émet plus de rayonnement que le même solide à une température inférieure.

En conséquence, les caractéristiques de la propagation des champs électriques et magnétiques (soit les caractéristiques de la radiation électromagnétique) sont liées à la température de l'objet émetteur.

### Rappels d'optique

L'angle solide – la mesure, en stéradians, d'un angle solide défini par une nappe conique de sommet O est :  $\Omega = \frac{S}{R^2}$ , S étant la surface qu'elle détermine sur la sphère de centre O et de rayon R ( Fig. 1.2-1) :

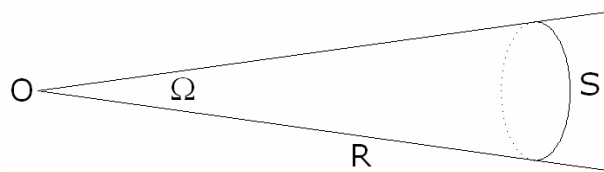


Figure 1.2-1 : Définition de l'angle solide

Luminance énergétique – la luminance énergétique d'une source dans une direction bien déterminée est le flux énergétique  $d\Phi$  par unité de surface émettrice apparente  $dS$  par unité d'angle solide  $d\Omega$  :

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Sigma d\Omega} \quad (1.2-1)$$

La luminance s'exprime en  $\left[ \frac{W}{m^2 sr} \right]$  et  $d\Sigma = dS \cos \theta$ , où  $\theta$  est l'angle entre l'orientation de la surface émettrice et la direction considérée de rayonnement.

Le corps noir – le corps noir est un objet idéal qui absorbe toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit. La lumière étant une onde électromagnétique, elle est absorbée totalement et l'objet devrait apparaître noir, d'où son nom introduit par Gustav Kirchhoff en 1862.

Il est un corps qui absorbe intégralement tout rayonnement incident, quelle que soit sa longueur d'onde : il n'y a ni réflexion, ni transmission.

Le corps noir est aussi l'émetteur idéal : il émet plus d'énergie que tout autre corps à n'importe quelle longueur d'onde. La radiation émise, appelée "rayonnement du corps noir" se distribue selon un spectre qui est connu depuis la fin du XIX<sup>ém</sup> siècle. Ce spectre est donné par la loi du Planck, qui exprime la luminance en fonction de la température et la longueur d'onde :

$$L^0(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \quad \left[ \frac{W}{m^2 sr} \right] \quad (1.2-2)$$

, où  $C_1$  et  $C_2$  sont des constantes :  $C_1 = 2hc^2 = 1.19106 \times 10^{-16} \left[ \frac{Wm^2}{sr} \right]$

$$C_2 = \frac{hc}{k} = 1.4388 \times 10^{-2} [mK]$$

avec  $h = 6.626 \times 10^{-34} [Js]$  (la constante de Planck)

$$k = 1,3806 \times 10^{-23} \left[ \frac{J}{K} \right] \text{ (la constante de Boltzmann)}$$

$$c = 2.997 \times 10^8 \left[ \frac{m}{s} \right] \text{ (vitesse de la lumière)}$$

Pour un corps noir à une température de 500°C, le spectre a la forme suivante :

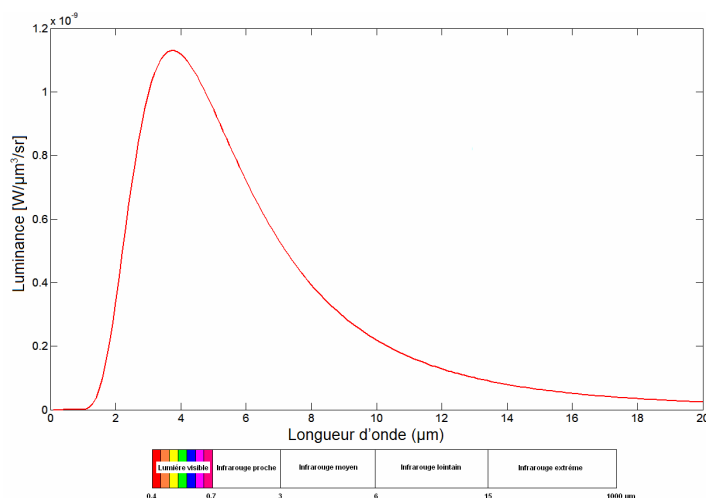
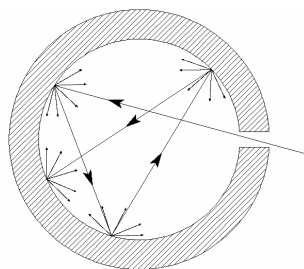


Figure 1.2-2 : Spectre du corps noir à 500°C

Le spectre du corps noir a la propriété importante qu'il ne dépend que de sa température. En plus, pour une longueur d'onde et une température bien fixées, la luminance du corps noir est indépendante de l'angle d'émission.

L'objet qui se rapproche le plus du modèle du corps noir est un petit trou réalisé sur la face d'un four (Fig. 1.2-3) :



**Figure 1.2-3 : Approximation du corps noir par un four**

A l'intérieur du four il y a un équilibre qui se crée. Chaque élément de surface tend à émettre autant de rayonnement que les éléments voisins et à chaque longueur d'onde. Si ce n'était pas le cas, alors un transfert d'énergie s'effectuerait entre les éléments de surface en déséquilibre et l'équilibre s'établirait après un certain temps entre tous les éléments de surface. Le four forme alors un système thermodynamique en équilibre et toute différence de température entre ses parties tend à disparaître.

Corps gris et facteur d'émissivité - un corps gris est un corps réel qui rayonne. Le rapport entre le rayonnement du corps gris et le rayonnement du corps noir à la même température est appelé l'émissivité du corps gris :

$$e(T) = \frac{L_{\text{corpsgris}}(T)}{L_{\text{corpsnoir}}(T)} \quad (1.2-3)$$

Le corps gris ne rayonne pas comme le corps noir, avec la même intensité dans toutes les directions et l'émissivité peut-être de plusieurs types :

- L'émissivité monochromatique directionnelle

$$e(\lambda, T, \theta) = \frac{L_{\text{corpsgris}}(\lambda, T, \theta)}{L_{\text{corpsnoir}}(\lambda, T)} \quad (1.2-4)$$

Elle représente le rapport entre les luminances des corps gris et noir à la même température  $T$ , la même longueur d'onde  $\lambda$  et pour la même direction  $\theta$ . Elle est à la base du calcul de toutes les autres émissivités.

- L'émissivité directionnelle totale

$$e_{\text{totale}}(T, \theta) = \frac{\int_0^{\infty} e(\lambda, T, \theta) L_{\text{corpsnoir}}(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} L_{\text{corpsnoir}}(\lambda, T) d\lambda} \quad (1.2-5)$$

Cette émissivité est définie pour un angle particulier  $\theta$  et caractérise la puissance totale émise sur tout le spectre, dans la direction définie par l'angle  $\theta$  considéré.

Dans les cas pratiques, cette émissivité peut-être restreinte à une fenêtre du spectre d'émission dans la direction considérée, fenêtre définie par un intervalle  $[\lambda_1, \lambda_2]$  qui peut être un intervalle de sensibilité d'un détecteur ou seulement un intervalle qui présente un intérêt, et elle s'appelle alors émissivité effective pour cette fenêtre.

La détermination exacte de l'émissivité reste difficile. Elle dépend de plusieurs facteurs [13] dont les plus importants sont :

- La pureté de l'échantillon – les impuretés de l'échantillon peuvent se trouver dans un quantité plus ou moins réduite et elles peuvent être réparties uniformément ou non dans l'échantillon, surtout quand on se rapproche de la surface.
- L'état physique – le rayonnement d'un corps est créé par les oscillations de ses atomes et ses molécules. En conséquence, la distribution relative des atomes ou des molécules joue un rôle essentiel sur l'émissivité. Pour une même température, les différentes allotropies d'un corps et les différents états cristallins le font se comporter comme si on avait plusieurs corps différents du point de vue du rayonnement. Par exemple, la transformation de la phase martensitique dans la phase austénitique dans le cas de

l'acier 304L est suivie d'une variation nette de l'émissivité [14,15].

- L'état de la surface – la surface joue le rôle le plus important sur l'émissivité d'un corps par les traitements chimiques qu'elle a subie et aussi par sa géométrie. Les modifications chimiques de la surface, naturelles (oxydation) ou non, affectent en général la couche extérieure du matériau, celle qui rayonne. En ce qui concerne la géométrie, une surface rugueuse émet un rayonnement différent de celui d'une surface lisse. Dans le cas de la surface rugueuse, il y a des réflexions multiples dans les cavités de la rugosité, ce qui conduit à un phénomène d'homogénéisation semblable à celui du four de la figure 1.2-3. En conséquence, une surface rugueuse présente une émissivité différente d'une surface lisse (dans les mêmes conditions de température de surface et matériau constitutif). Dans cette situation, les matériaux qui sont soumis aux chargements mécaniques vont manifester une variation d'émissivité, qui est justement, l'effet du changement de géométrie de la surface.

Facteur de réflexion et facteur de transmission - le facteur de réflexion est égal au rapport entre le rayonnement réfléchi sur une surface et le rayonnement incident à cette surface :

$$\rho = \frac{L_{\text{réfléchi}}}{L_{\text{incident}}} \quad (1.2-6)$$

Comme le facteur d'émissivité, il est un paramètre intrinsèque de la surface et il dépend de la température de la surface, de la longueur d'onde et de la direction sur laquelle il est considéré. De la même manière, il est possible à définir le facteur de transmission comme étant égal au rapport entre le rayonnement qui traverse une surface et le rayonnement incident à cette surface :

$$\tau = \frac{L_{\text{transmis}}}{L_{\text{incident}}} \quad (1.2-7)$$

### 1.3. Les détecteurs optiques

Le fonctionnement des détecteurs optiques est décrit en grands détails par Broussaud [16]. Dans ce paragraphe, un court résumé est présenté afin d'aider à la compréhension du fonctionnement d'un détecteur infrarouge.

L'interaction photon – électron est le phénomène sur lequel le fonctionnement d'un détecteur optique réside. Pour qu'un électron soit en mesure de traduire par un changement d'état la capture d'un photon, il est nécessaire que l'énergie  $h\nu$  du photon soit au moins égale à l'énergie  $E$  nécessaire pour arracher l'électron de son état initial :

$$\nu \geq \nu_c \text{ avec } h\nu_c = E \quad (1.3-1)$$

La quantité  $\nu_c$  est appelée la fréquence de coupure et elle représente la fréquence minimale d'un photon nécessaire pour interagir avec un électron d'énergie  $E$ . Si la fréquence du photon est inférieure à la fréquence de coupure, alors il n'y a pas de changement dans l'état initial de l'électron. En revanche, si  $\nu \geq \nu_c$ , seule la partie  $h\nu_c$  de l'énergie du photon participe au bilan de la détection.

En fonction du type de l'effet photoélectrique, les détecteurs sont classés dans deux grandes catégories :

Détecteurs à effet de surface (effet photoélectrique externe) – pour avoir une bonne efficacité, ces détecteurs ont besoin de photons relativement énergétiques, ce qui ne leur permet pas de dépasser la frontière de l'infrarouge proche (1,2  $\mu\text{m}$ ). Ce type de détecteurs présente peu d'intérêt pour notre étude, étant donné qu'on va réaliser des mesures dans l'infrarouge moyen et l'infrarouge lointain.

Détecteurs à effet de volume (effet photoélectrique interne) – l'énergie des photons est utilisée pour transférer les électrons de la bande de valence d'un semi-conducteur, dans la bande de conduction. A leur tour, en fonction de la façon dont ils traduisent en signaux électriques le transfert des électrons d'une bande à l'autre, les détecteurs à effet de volume se divisent en deux sous catégories : les détecteurs photovoltaïques (PV) et les détecteurs photoconducteurs (PC).

## **1.4. Les méthodes usuelles de pyrométrie**

Jusqu'à ce point, les notions d'optiques qui sont nécessaire à l'explication de la nouvelle méthode de détermination de la température ont été décrites. Cette méthode doit être capable de déterminer la température à partir de la radiation infrarouge émise par l'échantillon pendant la phase de compression dynamique. Le cadre des essais dynamiques à température ambiante implique des contraintes difficiles du point de vue thermique : la température maximale dépasse rarement 100° C (ce qui est considéré du point de vue optique comme une très basse température) et l'état de la surface de l'échantillon change à cause de la déformation, ce qui implique un changement de l'émissivité pendant la mesure. Toujours à cause de la déformation, un échantillon avec une surface lisse peut devenir rugueux, ce qui signifie que si la température est déterminée au début de l'essai dynamique avec une méthode de pyrométrie qui a une précision acceptable pour les surfaces lisses, au cours de l'essai, cette méthode peut conduire à des mauvais résultats.

Une courte revue des méthodes usuelles de pyrométrie ainsi que leur domaine de fonctionnement est réalisée dans ce qui suit.

La pyrométrie monochromatique consiste à comparer la puissance de la radiation émise par la surface d'un objet avec la puissance de la radiation émise par un corps noir situé à une température connue. Si la condition  $\lambda T < 3000 \mu\text{mK}$  est satisfaite entre la température de la surface et la longueur d'onde pour laquelle on compare les deux puissances, alors, à partir de l'approximation de Wien, une relation peut être établie entre la température cherchée, la température du corps noir et l'émissivité de la surface de température inconnue. Pourtant, la méconnaissance de l'émissivité peut induire des erreurs sur la détermination de la température. Une diminution de la longueur d'onde implique aussi une diminution de l'erreur, mais dans cette situation, la condition évoquée impose l'application de cette technique infrarouge pour des hautes températures. En revanche, la pyrométrie bichromatique donne une estimation de la température en fonction du rapport des puissances de la radiation émise pour deux longueurs d'onde différentes. Mais comme la méthode précédente, la méconnaissance de l'émissivité spectrale peut conduire aussi à des erreurs. La pyrométrie multicolore propose de déterminer simultanément la température et l'émissivité à partir des mesures multiples de la puissance de la radiation émise, pour plusieurs longueurs d'onde. Dans cette situation, des hypothèses sur la variation spectrale de l'émissivité ainsi que sur sa dépendance vis-à-vis de

la température, doivent être faites. Des études réalisées sur cette méthode [17,18] ont donné naissance aux controverses concernant la précision de cette méthode, qui est estimée souvent à être moins bonne que celle de la pyrométrie monochromatique.

### 1.5. Présentation de la méthode

La méthode qui va être décrite est basée sur une mesure simultanée de la puissance des deux radiations infrarouges : la première est émise par la surface de l'échantillon qui se trouve à une température  $T$ , et la deuxième est une radiation qui est générée par une source extérieure et qui se réfléchit sur la même surface :

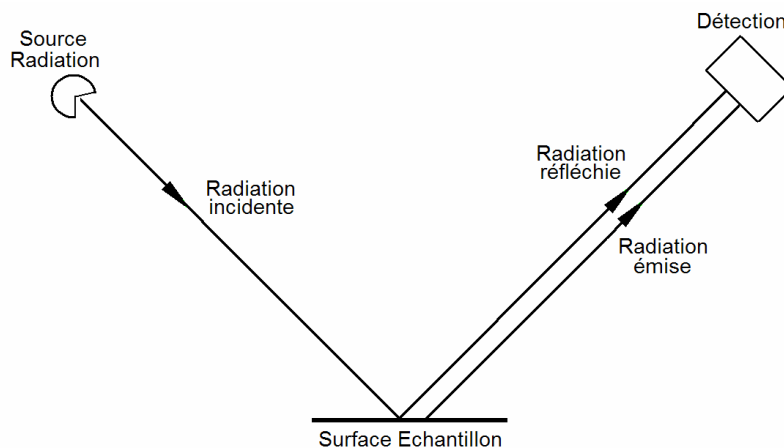


Figure 1.5-1 : Radiations mesurées

Ces deux radiations permettent d'aboutir à un système d'équations solvable qui donne la température et l'émissivité de la surface. La démarche théorique est décrite dans ce qui suit.

Pour une longueur d'onde  $\lambda$  et une température  $T$  de la surface, les deux radiations sont affectées par la même émissivité  $e$  de la surface.

Prenons par exemple juste le cas de la radiation qui est émise par la surface de l'échantillon. Si on utilise un détecteur infrarouge, la valeur de la puissance de cette radiation pour une longueur d'onde  $\lambda$  fixée peut être quantifiée comme étant :

$$E(\lambda, T) = r(\lambda)[e(\lambda, T)L^0(\lambda, T) + \rho(\lambda, T)L^0(\lambda, T_{AMB})] \quad (1.5-1)$$

La fonction  $r$  dépend du système optique et du détecteur utilisé. Elle dépend des angles



solides, des coefficients de réflexion des miroirs utilisés et aussi de la détectivité du détecteur. Cette fonction est déterminée soit par voie expérimentale soit elle est calculée à partir des valeurs des paramètres qui caractérisent les composantes optiques utilisées. La loi de Planck  $L^0$  est décrite par l'équation 1.2-2. Le paramètre  $\rho$  représente le facteur de réflexion de la surface. La dernière partie de l'équation 1.5-1 prend en compte les conditions ambiantes : l'échantillon se trouve dans une ambiance de température  $T_{AMB}$  et une radiation, équivalente à un corps noir situé à cette température, se réfléchit sur l'échantillon et s'ajoute à la radiation qu'il émet déjà. Cette radiation doit être d'autant plus considérée que l'échantillon a une surface réfléchissante (son émissivité  $e$  est faible).

Prenons maintenant la radiation qui se réfléchit sur la surface de l'échantillon. La puissance de cette radiation peut-être décrite comme étant :

$$R(\lambda, T) = r(\lambda)A(\lambda)\rho(\lambda, T)L^0(\lambda, T_s) \quad (1.5-2)$$

Le paramètre  $A$  est égal à la fraction de la puissance totale de la radiation réfléchi qui revient à l'angle solide de mesure, soit la fraction de l'indicatrice de réflexion. Une étude détaillée de cette indicatrice de réflexion est faite dans le paragraphe suivant du présent chapitre. La température  $T_s$  est la température de la source qui génère la radiation incidente à la surface de l'échantillon (Fig. 1.5-1). Si cette source de radiation est un corps noir, alors la puissance de la radiation incidente peut être décrite par la loi du Planck (Eq. 1.2-2).

Il est possible d'établir une relation entre l'émissivité  $e$  et le facteur de réflexion  $\rho$ . Pour faire ceci, considérons une radiation  $R$  pour une longueur d'onde  $\lambda$ , qui est incidente à une surface située à une température  $T$  :

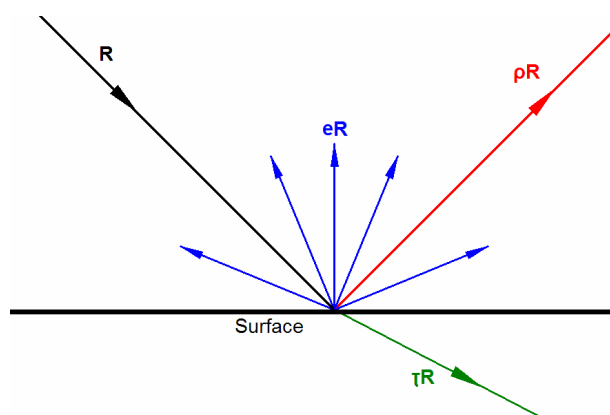


Figure 1.5-2 : Equilibre énergétique de la surface

Cette radiation est fonction que de  $\lambda$  et elle ne dépend pas de la température de la surface. Une partie de cette radiation est absorbée par la surface. Localement, sa température augmente et la surface rayonne la radiation absorbée dans le demi-espace supérieur. La quantité de la radiation rayonnée est  $eR$ . Une autre partie de la radiation incidente est réfléchiée directement :  $\rho R$ . Le reste traverse la surface. Le paramètre  $\tau$  est le facteur de transmission du matériau. Le bilan total en puissance pour la longueur d'onde  $\lambda$  et pour la température  $T$  de la surface impose :

$$1 = e(\lambda, T) + \rho(\lambda, T) + \tau(\lambda, T) \quad (1.5-3)$$

Si le matériau est opaque pour  $\lambda$ , on obtient une relation simple entre l'émissivité et le facteur de réflexion de la surface :

$$\rho(\lambda, T) = 1 - e(\lambda, T) \quad (1.5-4)$$

Les relations 1.5-1 et 1.5-2 changent en conséquence :

$$E(\lambda, T) = r(\lambda)[e(\lambda, T)L^0(\lambda, T) + (1 - e(\lambda, T))L^0(\lambda, T_{AMB})] \quad (1.5-5)$$

$$R(\lambda, T) = r(\lambda)A(\lambda)(1 - e(\lambda, T))L^0(\lambda, T_s) \quad (1.5-6)$$

Les deux équations qui décrivent les deux radiations (la radiation émise et la radiation réfléchiée) dépendent, pour la même longueur d'onde, de trois paramètres inconnus : l'émissivité  $e$ , la température  $T$  et la fraction de l'indicatrice de réflexion  $A$ . Si les deux équations sont écrites pour deux longueurs d'onde différentes  $\lambda_1 \neq \lambda_2$ , le système suivant d'équations peut-être formé :

$$\begin{cases} E(\lambda_1, T) = r(\lambda_1)[e(\lambda_1, T)L^0(\lambda_1, T) + (1 - e(\lambda_1, T))L^0(\lambda_1, T_{AMB})] \\ E(\lambda_2, T) = r(\lambda_2)[e(\lambda_2, T)L^0(\lambda_2, T) + (1 - e(\lambda_2, T))L^0(\lambda_2, T_{AMB})] \\ R(\lambda_1, T) = r(\lambda_1)A(\lambda_1)(1 - e(\lambda_1, T))L^0(\lambda_1, T_s) \\ R(\lambda_2, T) = r(\lambda_2)A(\lambda_2)(1 - e(\lambda_2, T))L^0(\lambda_2, T_s) \end{cases} \quad (1.5-7)$$

Les deux premières équations du système décrivent la radiation émise par la surface de

l'échantillon pour les deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , et les deux dernières décrivent la radiation réfléchiée pour les mêmes longueurs d'onde. Au total, les quatre équations dépendent de cinq inconnues : les deux émissivités, la température et les fractions de l'indicatrice de réflexion pour les deux longueurs d'onde. Une cinquième équation peut-être établie entre ces deux dernières inconnues, sans introduire d'autres inconnues :

$$A(\lambda_1) = A(\lambda_2) \quad (1.5-8)$$

Cette équation ressort des conclusions de l'étude sur l'indicatrice de réflexion réalisée dans le paragraphe suivant. Une fois ajoutée à 1.5-7, elle aide à la formation d'un système de 5 équations à 5 inconnues, qui peut-être ainsi résolu.

### **1.6. Etude de l'indicatrice de réflexion**

L'étude de l'indicatrice de réflexion est réalisée sur plusieurs échantillons et elle consiste à déterminer effectivement les indicatrices de réflexion à partir d'une radiation infrarouge qui se réfléchit sur la surface des échantillons. Les indicatrices qui sont tracées pour plusieurs longueurs d'onde sont comparées afin de vérifier qu'elles ont la même forme. Cette homothéticité conduit à l'équation 1.5-8.

Avant de commencer l'étude sur l'indicatrice de réflexion, quelques notions sont nécessaires. Les plus importantes sont la réflexion spéculaire et la réflexion diffuse.

#### Réflexion spéculaire

Prenons une surface parfaitement lisse et une source de radiation infrarouge (un corps noir situé à la température  $T_{CN}$ ):

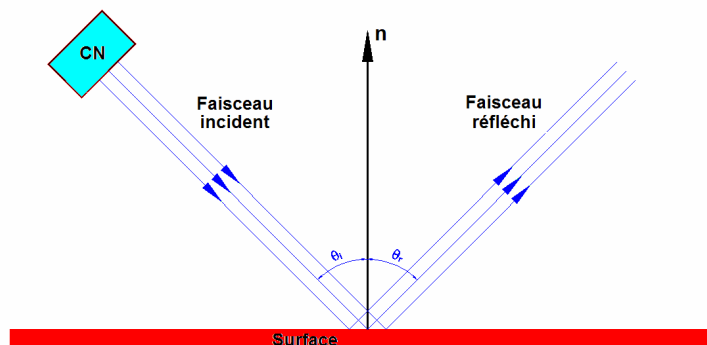


Figure 1.6-1 : Réflexion spéculaire

Le corps noir rayonne et supposons qu'il envoie vers la surface une radiation dans un faisceau parallèle (faisceau incident). L'angle entre ce faisceau et la normale  $n$  à la surface est  $\theta_i$ . Comme la surface est parfaitement lisse (ou si ses défauts sont plus petits que la longueur d'onde du faisceau), le faisceau incident donne naissance à un faisceau réfléchi unique qui a la même largeur que le faisceau incident, et les deux faisceaux obéissent aux lois de l'optique géométrique ( $\theta_i = \theta_r$ ). Ce type de réflexion porte le nom de réflexion spéculaire.

Parce que la source qui rayonne la radiation incidente est un corps noir de température  $T_{CN}$ , cette radiation d'orientation  $\theta_i$  est correctement décrite par l'équation 1.2-2 pour une longueur d'onde  $\lambda$ . En conséquence, si la surface située à une température quelconque  $T$  est complètement opaque pour  $\lambda$ , la puissance du faisceau réfléchi s'écrit sous la forme suivante :

$$R(\lambda, \theta_r, T_{CN}) = (1 - e(\lambda, \theta_r, T)) \cdot L^0(\lambda, \theta_i, T_{CN}) \quad (1.6-1)$$

### Réflexion diffuse

En réalité, et notamment pour la gamme des matériaux avec lesquels on travaille, les surfaces ne sont pas lisses. Elles présentent une certaine rugosité. Dans ce cas, un faisceau parallèle incident à un tel type de surface, ne donne plus naissance à un faisceau unique réfléchi à un angle bien précis par rapport à la normale à la surface. La figure suivante montre comment, en présence des irrégularités de surface, des réflexions multiples se créent. Le résultat est un faisceau qui se réfléchit dans plusieurs directions, sous une forme diffuse. Cette forme diffuse est encadrée par un angle  $\Omega$  qu'on va nommer angle de diffusion.

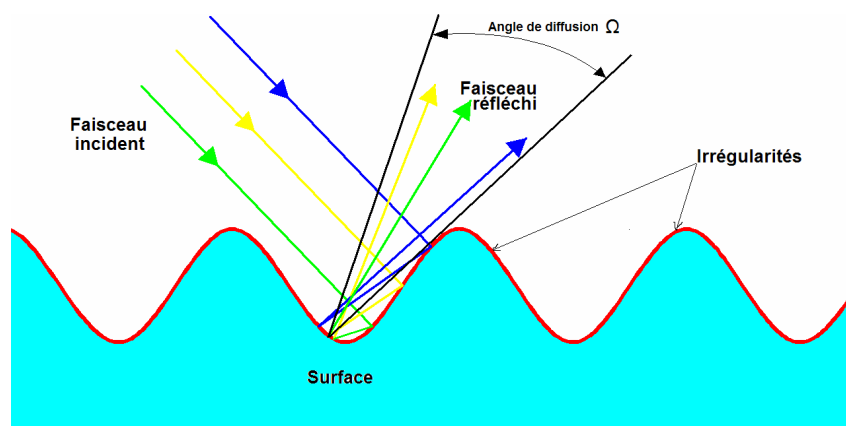


Figure 1.6-2 : Réflexion diffuse

L'ouverture de l'angle  $\Omega$  dépend de la rugosité de la surface.

### 1.6.1. Définition de l'indicatrice de réflexion

Pour une longueur d'onde  $\lambda$ , la puissance de la radiation totale réfléchie, dans le cas d'une réflexion diffuse, peut être écrite comme étant:

$$R(\lambda, T_{CN}) = (1 - e(\lambda, T)) \cdot L^0(\lambda, \theta_i, T_{CN}) \quad (1.6-2)$$

Cette puissance correspond à la totalité de l'angle de diffusion  $\Omega$ .

Pour attribuer une forme à l'indicatrice de réflexion, considérons une division de  $\Omega$  dans une série des angles  $\omega_i$ . La puissance correspondante à chaque  $\omega_i$  est  $R_i$ .

L'indicatrice de réflexion est donnée par la distribution des puissances  $R_i$  dans l'angle de dispersion  $\Omega$ , en fonction de  $\omega_i$ , par rapport à la puissance de la radiation incidente :

$$IR_i(\omega_i, \lambda) = \frac{R_i(\lambda)}{L^0(\lambda, \theta_i, T_{CN})} \quad (1.6-3)$$

Le lieu géométrique des points  $IR_i$  (pour la même longueur d'onde) prises sur les bissectrices des angles  $\omega_i$  en fonction de la valeur de  $IR_i$  par rapport au point d'incidence, donne le contour de l'indicatrice de réflexion.

La fraction  $A_i(\lambda) = R_i(\lambda)/R(\lambda, T_{CN})$  est appelée la fraction de l'indicatrice de réflexion correspondante à  $\omega_i$  et la puissance de la radiation réfléchie correspondante à chaque  $\omega_i$  peut-être écrite comme étant :

$$R_i(\lambda, \omega_i, T_{CN}) = A_i(\lambda)(1 - e(\lambda, \omega_i, T)) \cdot L^0(\lambda, \theta_i, T_{CN}) \quad (1.6-4)$$

La figure suivante montre l'indicatrice de réflexion, ainsi que les fractions de deux indicatrices de réflexion, pour deux longueurs d'onde différentes correspondant au même angle solide  $\Delta\omega$  :

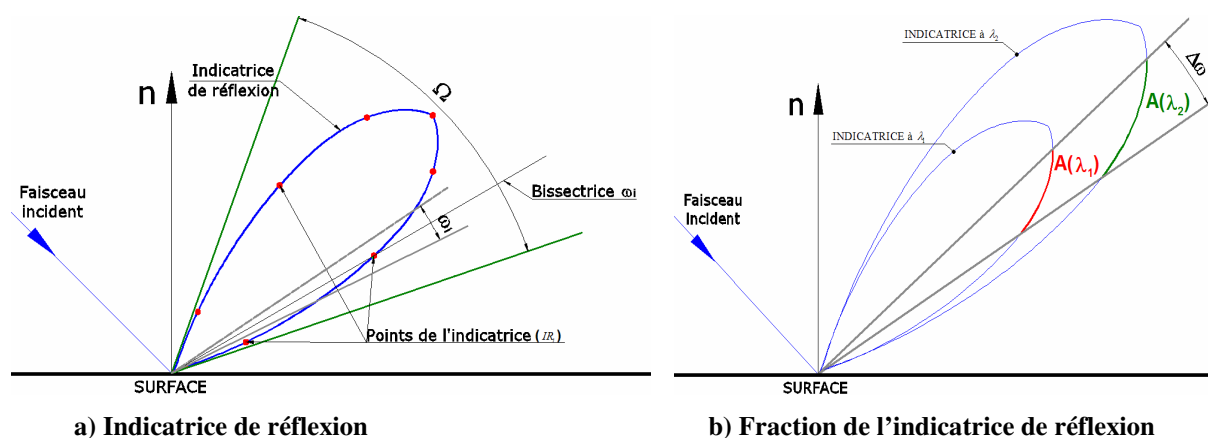


Figure 1.6-3 : Indicatrice de réflexion

La forme de l'indicatrice de réflexion dépend de l'ouverture de l'angle de diffusion et en conséquence, elle dépend de la rugosité de la surface. La pointe de l'indicatrice est le spéculaire et ce point se trouve sur une droite qui fait un angle  $\theta_r$  avec la normale  $n$  à la surface. Cet angle est égal à l'angle que la radiation incidente fait avec la même normale  $n$ , comme dans le cas de la réflexion spéculaire :  $\theta_i = \theta_r$ .

Afin d'aboutir à l'équation 1.5-8, il est intéressant de regarder quelle est la relation entre deux indicatrices de réflexion, pour des longueurs d'onde différentes  $\lambda_1 \neq \lambda_2$ . Si la mesure de la radiation réfléchie est réalisée avec un angle solide qui est au moins égal à l'angle de dispersion  $\Omega$ , alors l'indicatrice de réflexion ne rentre pas dans la discussion, parce qu'on mesure 100% de la réflexion pour chaque longueur d'onde (Eq. 1.6-2). Mais si l'angle solide de mesure a une valeur plus réduite que l'angle de dispersion, alors il est nécessaire de trouver une relation entre les indicatrices, pour des longueurs d'onde différentes. Comme l'équation

1.5-8 l'anticipe, pour  $\lambda_1 \neq \lambda_2$  et le même angle de mesure, les fractions des indicatrices de réflexion correspondantes sont les mêmes, soit  $A(\lambda_1) = A(\lambda_2)$ . Du point de vue de la géométrie, ceci signifie que les deux indicatrices sont homothétiques. Cette conclusion peut-être démontrée si on considère qu'une surface rugueuse est en effet une surface lisse qui présente des bosses et des trous. Dans cette situation, si on regarde au niveau local chaque point de la surface, il appartient à une surface lisse et la réflexion dans ce point est spéculaire pour toutes les longueurs d'onde.

### 1.6.2. Etude expérimentale de l'indicatrice de réflexion

Une expérience a été conçue afin d'étudier la forme des indicatrices de réflexion. Cette expérience a été réalisée sur deux matériaux différents : aluminium et polycarbonate. Pour chaque matériau, deux échantillons de forme cubique ont été réalisés. Afin d'assurer des rugosités différentes pour les surfaces, un essai de compression à été réalisé sur un échantillon de chaque matériau. Pour l'étude de l'indicatrice de réflexion, des morceaux de 1 mm d'épaisseur ont été découpés dans chaque échantillon, en se retrouvant ainsi avec 4 échantillons pour l'étude de l'indicatrice : deux échantillons en aluminium avec deux rugosités différentes et deux en polycarbonate aussi avec des rugosités différentes. La taille finale de chaque échantillon a été de  $10 \times 15 \text{ mm}^2$  et 1 mm d'épaisseur.

Sur la moitié de chaque échantillon, une couche fine de peinture noire, de type Velvet, a été ajoutée. L'émissivité spectrale de la peinture étant connue ( $\approx 0.95$ ), elle servait comme corps noir de référence.

Les échantillons ont été collés avec une résine époxy résistante à la température sur un support en aluminium, de 10 mm d'épaisseur. L'arrangement des échantillons sur le support, ainsi que les dimensions, se trouvent sur la figure suivante :

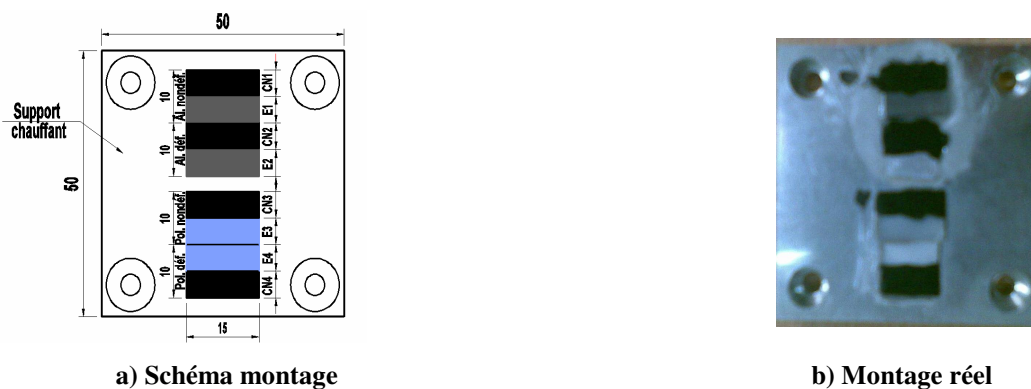
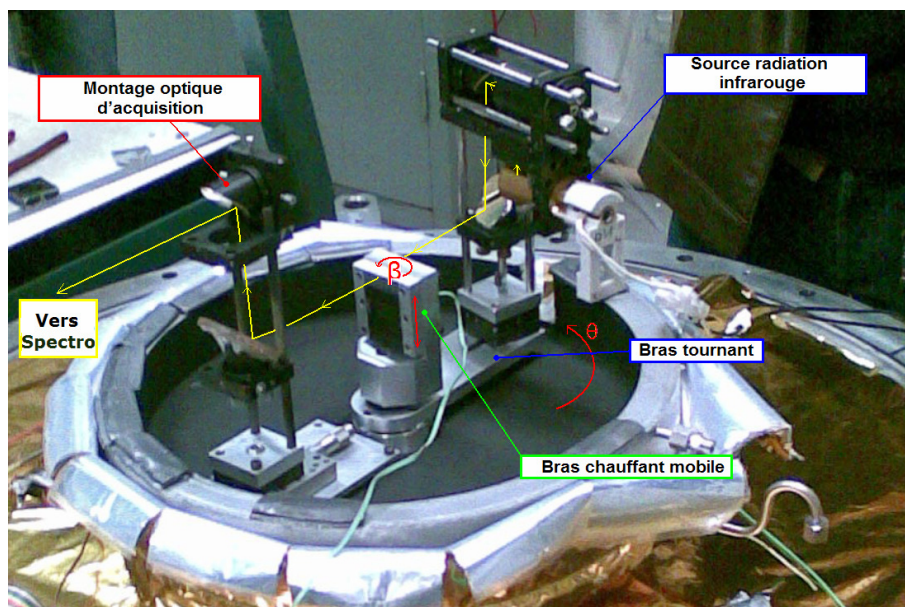


Figure 1.6-4 : Disposition des échantillons sur le support

Les notations qui se trouvent sur le schéma de ce montage sont les suivantes :

- CN1 – la couche de peinture noire située sur l'échantillon en aluminium avec la surface lisse
- E1 – l'échantillon en aluminium avec la surface lisse
- CN2 – la couche de peinture noire située sur l'échantillon en aluminium ayant subi l'essai de compression
- E2 – l'échantillon en aluminium ayant subi l'essai de compression
- CN3 – la couche de peinture noire située sur l'échantillon en polycarbonate avec la surface lisse
- E3 – l'échantillon en polycarbonate avec la surface lisse
- E4 – l'échantillon en polycarbonate ayant subi l'essai de compression
- CN4 – la couche de peinture noire située sur l'échantillon E4

A son tour, le support en aluminium a été fixé sur un bras chauffant mobile. Deux mouvements étaient possibles pour ce bras : une translation sur la verticale et une rotation autour de son axe vertical. Une source de radiation infrarouge avec un système optique de focalisation de la radiation a été attachée à un autre bras qui avait la possibilité de tourner autour du support en aluminium sur lequel les échantillons ont été fixés :



**Figure 1.6-5 : Montage optique pour l'étude de l'indicatrice de réflexion**

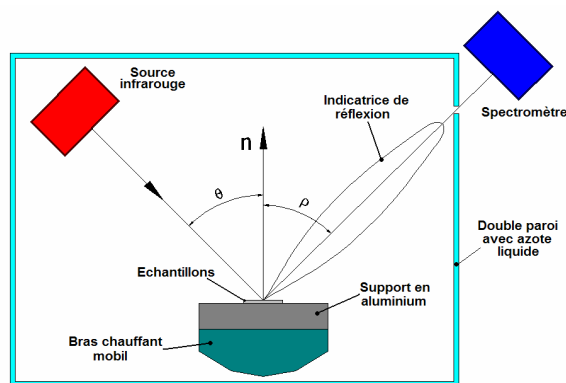
Tous les mouvements ont été réalisés avec des microcontrôleurs.

Un autre montage optique (montage optique d'acquisition), fixe, a été utilisé pour diriger la



radiation infrarouge en provenance des échantillons vers un spectromètre à transformée de Fourier. Ce montage optique focalisait au même point, sur les échantillons, que le montage optique de la source de radiation infrarouge.

Le rôle du bras chauffant mobile a été d'augmenter la température des échantillons et, par le mouvement de rotation, de varier l'angle  $\rho$  entre la normale  $n$  à la surface des échantillons et le spectromètre :



**Figure 1.6-6 : Schéma plane de fonctionnement du montage de la figure 1.6-5**

Le mouvement vertical du bras a assuré le changement du point de focalisation d'un échantillon à un autre. L'angle d'incidence  $\theta$  entre la source infrarouge et la normale  $n$ , a été fixé à une valeur constante, par le mouvement de rotation du bras sur lequel la source de radiation a été attachée. Ce bras a changé d'orientation une fois avec l'angle  $\rho$ , afin d'avoir toujours la même orientation entre la source infrarouge et les échantillons.

Tout le montage, sauf le spectromètre, a été placé dans un environnement contrôlé, délimité par une cuve métallique à double paroi. De l'azote liquide a été introduit dans la double paroi. Son rôle a été essentiel, car la température de l'environnement contenant le montage expérimental a été considérablement réduite. L'azote liquide a aussi servi de bouclier contre des éventuelles radiations infrarouges. Pour éviter l'influence des bandes d'absorption de vapeurs d'eau et du  $\text{CO}_2$  sur les spectres mesurés, un vide secondaire a été réalisé à l'intérieur de la cuve.

Une fois le dispositif expérimental mise en place, le support chauffant a été porté à une température de 363 K (90° C). La température du support chauffant a été indiquée à chaque moment par un thermocouple. Malgré ceci, la température exacte des échantillons n'a pas été accessible, parce qu'à partir du support chauffant, le flux de chaleur devrait traverser le support métallique de fixation des échantillons puis les échantillons, afin d'arriver aux

surfaces radiatives qui à leur tour, étaient plongées dans une ambiance de température très basse ( $\approx -200^\circ \text{C}$ ). Pour pouvoir estimer la température des surfaces radiatives des échantillons, une simulation par éléments finis du transfert thermique a été réalisée avec le logiciel Abaqus. Pour cette simulation, en dehors des caractéristiques des matériaux et les conditions environnementales, des émissivités différentes ont été implémentées afin de différencier les propriétés radiatives des couches de peinture et des échantillons. Les résultats sur les températures obtenues sont sur la figure suivante :

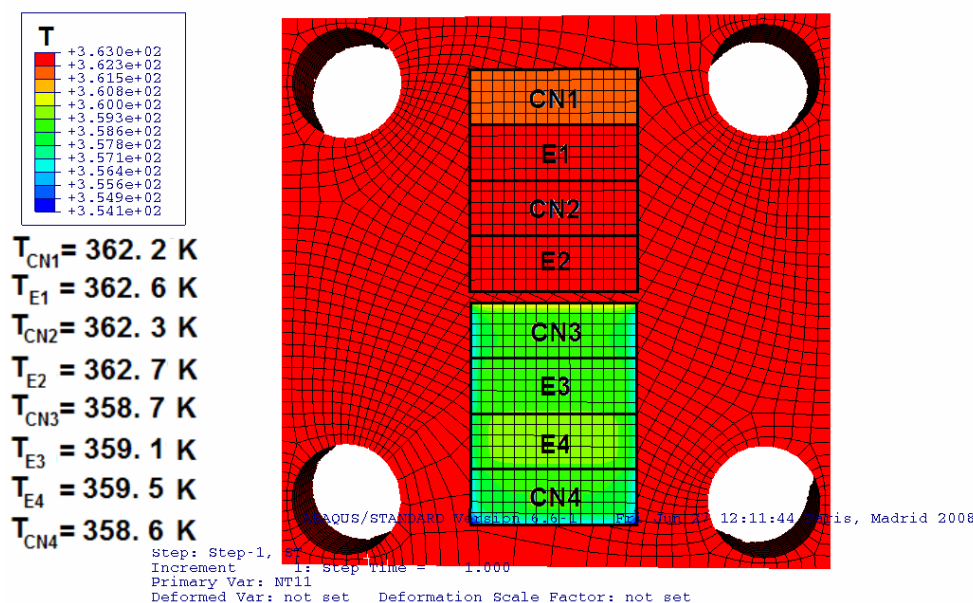


Figure 1.6-7 : Simulation numérique du transfert thermique

Ce sont ces températures qui ont été utilisées dans les calculs pour la détermination des indicatrices de réflexion, détermination qui a comporté plusieurs étapes.

La détermination de la radiation de la source infrarouge – une lampe infrarouge a été utilisée comme source de radiation. Bien qu'elle se comporte comme un corps noir du point de vue de l'émission spectrale, sa température n'était pas connue. Pour contourner le problème, sa radiation spectrale a été déterminée directement, par une modification du montage optique. Le signal du spectromètre qui donne la puissance de cette radiation est de la forme suivante :

$$S_s(\lambda) = r(\lambda)L_s^0 \quad (1.6-5)$$

Pour déterminer la radiation de la source à partir du signal enregistré  $S_s$ , la connaissance de la fonction  $r(\lambda)$  était nécessaire. Cette fonction prend en compte la détectivité du

spectromètre et l'influence de sa partie électronique. Le rôle des composants optiques est aussi pris en compte par l'intermédiaire de cette fonction. Pour la déterminer, le bras chauffant a été porté à 363 K et remonté de façon à ce que le point d'incidence tombe sur le CN1. Pendant cette phase, la source de radiation infrarouge a été arrêtée. Le signal enregistré par le spectromètre pour la puissance de la radiation du CN1 est :

$$S_{CN1}(\lambda) = r(\lambda)L^0(\lambda, T_{CN1}) \quad (1.6-6)$$

La puissance de la radiation du CN1 pour la température  $T_{CN1}$  a été calculée avec la loi de Planck et la fonction  $r$  a été trouvée :

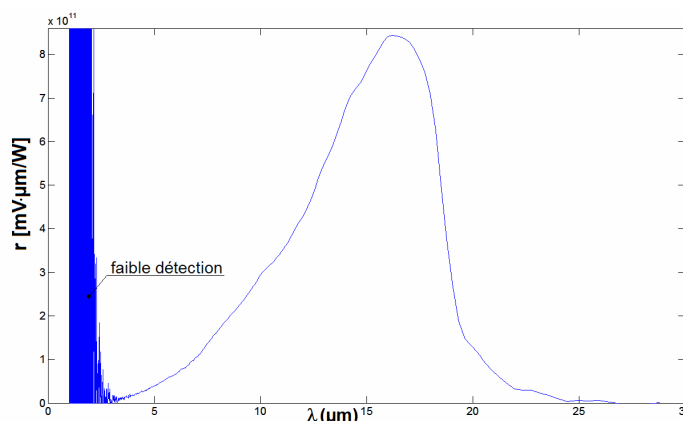


Figure 1.6-8 : Fonction caractéristique au spectromètre

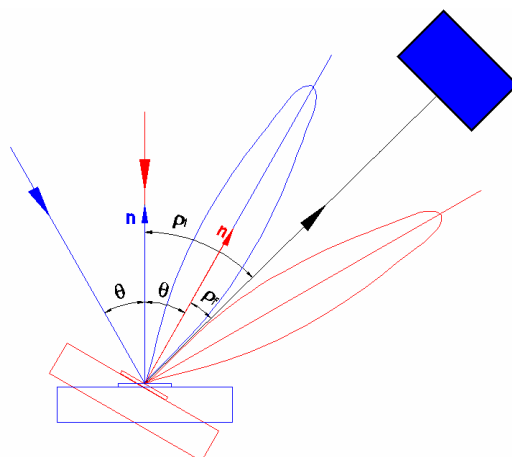
Cette figure montre une zone bruitée pour les courtes longueurs d'onde. Ceci vient du fait que le spectromètre présente une faible détection dans cette zone spectrale : la luminance calculée avec la loi de Planck pour  $T_{CN1}$  et qui a été utilisée dans l'équation 1.6-6 a des valeurs très faibles. Le rapport signal sur bruit pour  $S_{CN1}$  est aussi faible dans cette partie du spectre. Quand  $S_{CN1}$  est divisé par les faibles valeurs de la luminance, le bruit augmente en intensité, d'où la zone bruitée de la figure 1.6-8.

C'est pour cette raison que tous les calculs pour la détermination des indicatrices seront effectués entre 5  $\mu\text{m}$  et 18  $\mu\text{m}$ .

Une fois la fonction  $r$  trouvée, elle a été introduite dans l'équation 1.6-5 et la puissance spectrale de la radiation de la source infrarouge déterminée.

L'étape suivante a consisté dans les mesures de la radiation réfléchie. L'angle  $\theta$  entre la

normale  $n$  à la surface des échantillons et la direction de la source de radiation extérieure a été fixé initialement à une valeur de  $45^\circ$ , mais l'expérience a été répétée pour une valeur à  $30^\circ$ . L'angle  $\rho$  entre le spectromètre et la normale  $n$  a été fixe initialement à  $\rho_i = 30^\circ$  et varié de  $1^\circ$  jusqu'à la valeur finale  $\rho_f = 60^\circ$ . Comme déjà précisé, l'angle  $\theta$  a été maintenu à une valeur fixe par un mouvement corrélé entre le bras de la source et les échantillons. Ceci était l'équivalent d'un mouvement du spectromètre autour de l'indicatrice de réflexion :



**Figure 1.6-9 : Variation du système pour la mesure de l'indicatrice**

Pour chaque valeur de  $\rho$  entre  $\rho_i$  et  $\rho_f$ , le bras chauffant mobile (Fig. 1.6-5 et 1.6-6) a effectué aussi une translation verticale afin de changer le point de focalisation d'un échantillon à l'autre et de mesurer les réflexions correspondantes à chaque échantillon.

La dernière étape de l'expérience a consistée dans les mesures de l'émission pour chaque échantillon dans la direction  $\rho$ . Par rapport à l'étape antérieure, la source de radiation infrarouge a été arrêtée, mais l'angle  $\rho$  a eu la même variation. L'émission de chaque échantillon a été mesurée par le déplacement vertical du bras mobile sur lequel les échantillons ont été fixés. Pendant cette étape, les échantillons ont été maintenus à la même température que pendant l'étape de mesure de la réflexion. La détermination de l'émission a été nécessaire afin de la soustraire des mesures de réflexion de l'étape antérieure qui additionnaient la réflexion et l'émission.

### 1.6.3. Résultats et conclusions sur l'indicatrice de réflexion

Le signal fourni par le spectromètre pour une mesure de réflexion, pour un angle  $\rho$  entre la direction du spectromètre et la normale  $n$  à la surface des échantillons, est de la forme suivante :

$$R(\lambda, \rho) = r(\lambda)[A(\lambda, \rho)(1 - e(\lambda, \rho, T_{\text{Echantillon}})) \cdot L_S^0 + e(\lambda, \rho, T_{\text{Echantillon}})L^0(\lambda, T_{\text{Echantillon}})] \quad (1.6-7)$$

La dernière partie de cette équation représente l'émission de l'échantillon dans la direction  $\rho$ . La puissance de la radiation de la source infrarouge  $L_S^0$  a été déterminée dans la première étape de l'expérience.

Sur la figure suivante, se retrouvent les puissances spectrales correspondantes aux signaux de réflexion plus émission, obtenus pour l'échantillon E1 (aluminium), pour trois valeurs de l'angle  $\rho$  :

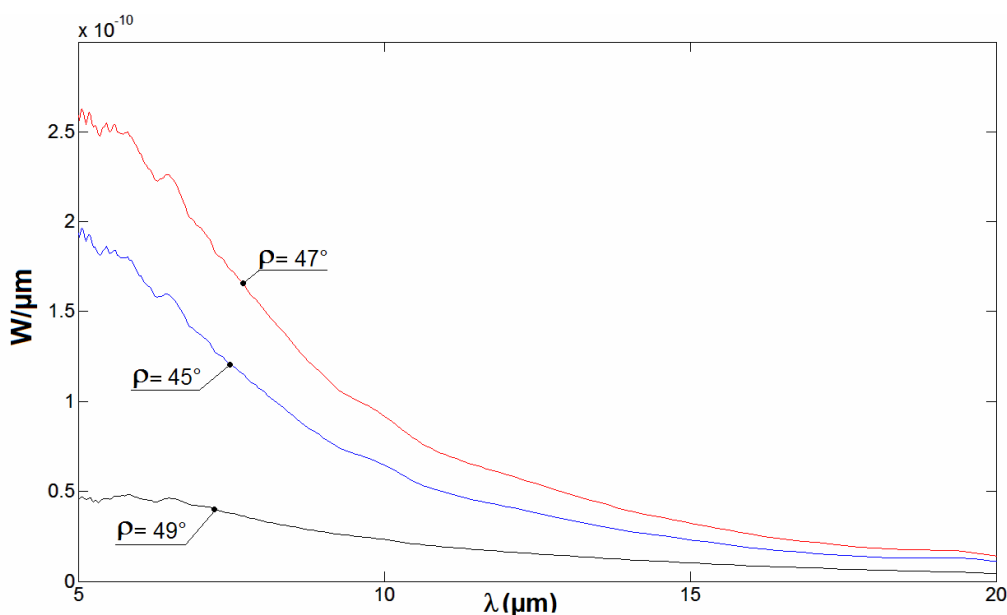


Figure 1.6-10 : Les puissances spectrales pour la somme de la radiation réfléchié et la radiation émise, pour trois directions

Comme l'angle entre la source générant la radiation incidente et la surface de l'échantillon est de  $45^\circ$ , en théorie, la radiation réfléchié à  $45^\circ$  devrait montrer la plus grande puissance. Le maximum de la réflexion se trouve entre  $45^\circ$  et  $49^\circ$ , ce qui vient d'une légère erreur d'alignement dans le système optique. Cette erreur n'a aucune importance sur l'étude de l'indicatrice, car elle est la même pour chaque longueur d'onde.

Les émissivités de chaque échantillon, pour chaque direction  $\rho$ , peuvent aussi être déterminées. Pour le faire, les signaux de l'étape correspondante à la mesure de l'émission pour chaque échantillon ont été utilisés. La puissance d'une radiation correspondante à l'émission à la forme :

$$E(\lambda, \rho, T_{\text{Echantillon}}) = r(\lambda) e(\lambda, \rho, T_{\text{Echantillon}}) \cdot L^0(\lambda, T_{\text{Echantillon}}) \quad (1.6-8)$$

Pour la température correspondante à chaque échantillon (Fig. 1.6-7), la puissance de la radiation équivalente du corps noir  $L^0$  a été calculée (Eq. 1.2-2) et les émissivités déterminées. La figure suivante présente, les émissivités obtenues pour chaque échantillon, pour une valeur de  $45^\circ$  de l'angle  $\rho$  :

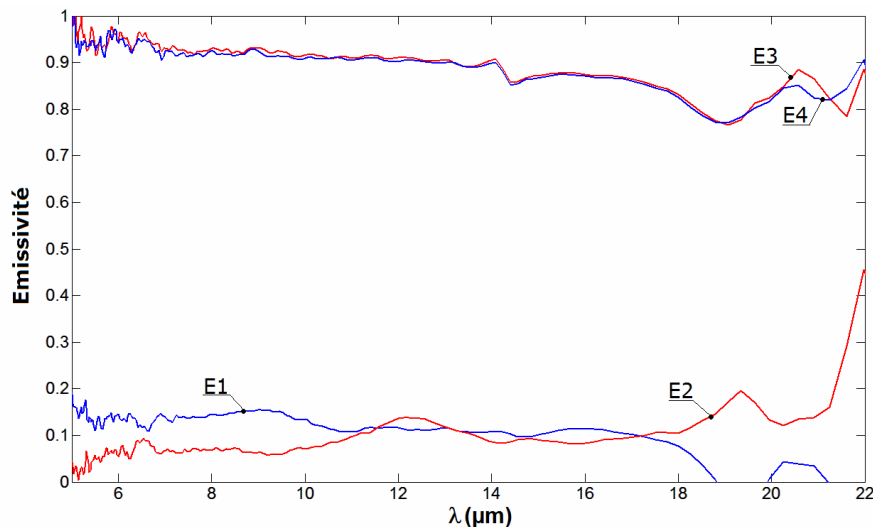


Figure 1.6-11 : Les émissivités spectrale pour chaque échantillon dans la direction  $\rho=45^\circ$

Pour les indicatrices de réflexion, on a tracé le rapport entre la radiation réfléchie et la radiation émise par la source extérieure, incidente à la surface de chaque échantillon.

Les figures suivantes présentent les indicatrices pour le premier échantillon (E1), pour les longueurs d'onde entre  $5 \mu\text{m}$  et  $18 \mu\text{m}$ , avec  $d\lambda = 0.1$  :

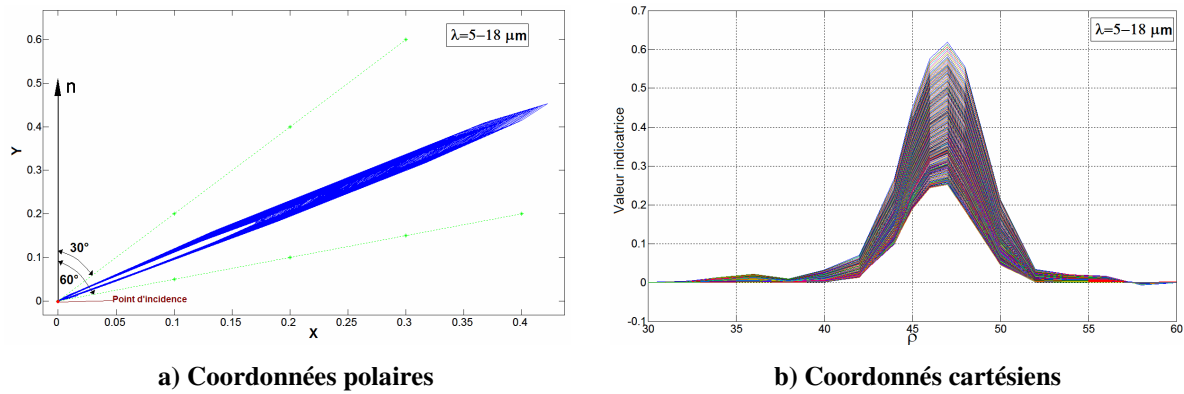


Figure 1.6-12 : Les indicatrices de réflexion pour E1

Dans la partie **a** de cette figure, les indicatrices sont présentées dans des coordonnées polaires. La partie **b** présente les mêmes indicatrices en coordonnées cartésiennes. Les deux droites en trait vert de la partie **a** désignent la zone couverte par la variation de l'angle  $\rho$ . Cette zone semble bien plus grande que l'angle de dispersion de la radiation réfléchi. Afin de vérifier la forme homothétique des indicatrices pour des longueurs d'onde différentes, une normalisation par rapport à la plus grande valeur a été faite :

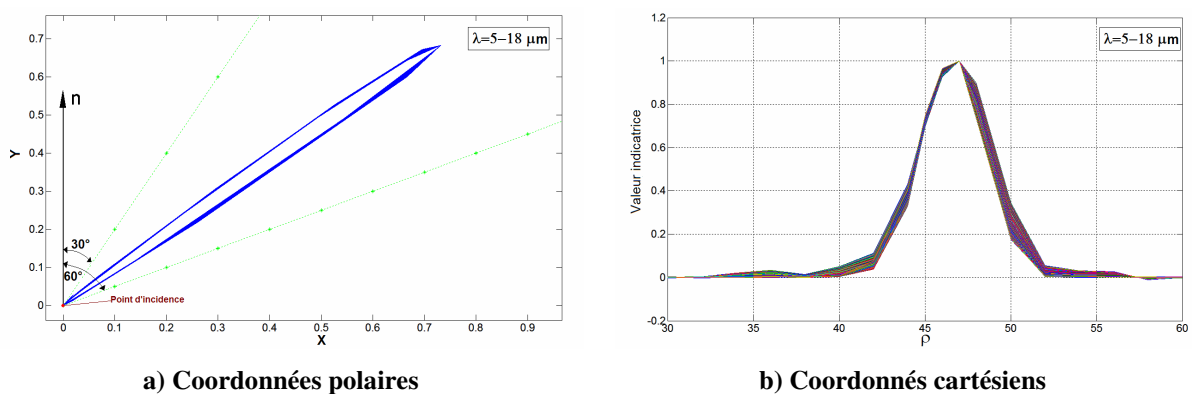
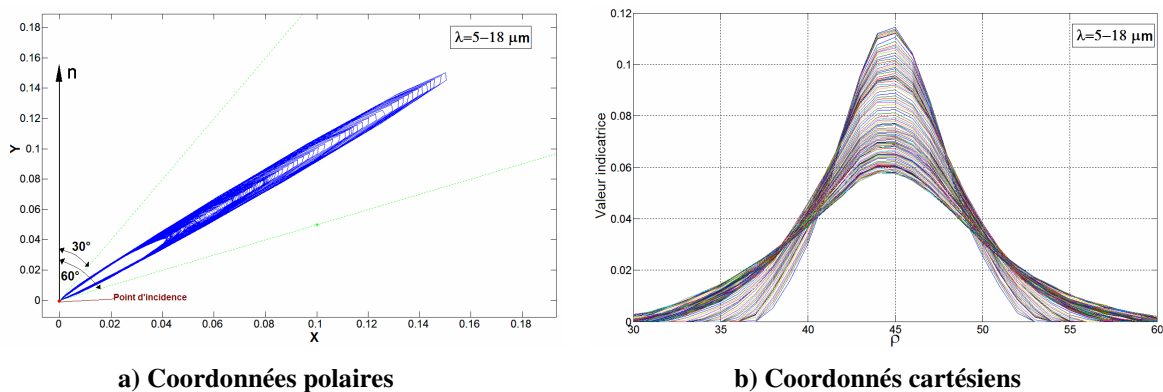


Figure 1.6-13 : Les indicatrices de réflexion pour E1 après normalisation

La superposition des indicatrices est satisfaisante. Cette figure montre que, pour les longueurs d'onde pour lesquelles le calcul a été fait, les indicatrices ont la même forme.

La même démarche a été faite pour tous les autres échantillons :

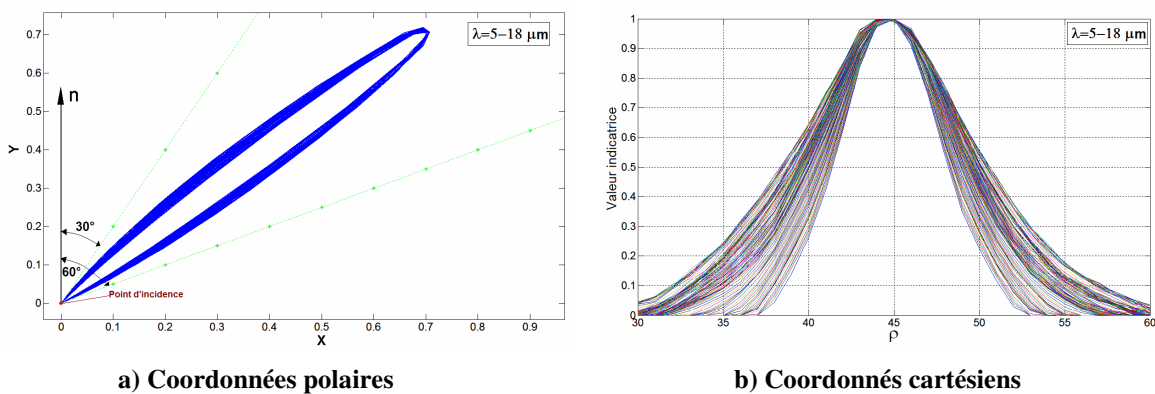


a) Coordonnées polaires

b) Coordonnées cartésiennes

Figure 1.6-14 : Les indicatrices de réflexion pour E2

Dans le cas du deuxième échantillon en aluminium, la normalisation a donné des résultats moins satisfaisants que pour le premier :

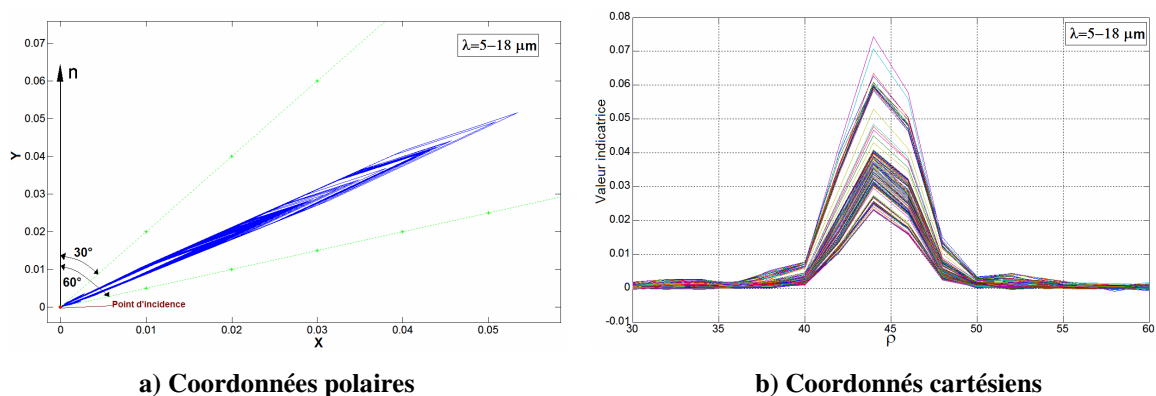


a) Coordonnées polaires

b) Coordonnées cartésiennes

Figure 1.6-15 : Les indicatrices de réflexion pour E2 après normalisation

En revanche les indicatrices de réflexion pour les échantillons E3 et E4 ont donné des résultats conformes à ceux obtenus pour E1 :



a) Coordonnées polaires

b) Coordonnées cartésiennes

Figure 1.6-16 : Les indicatrices de réflexion pour E3



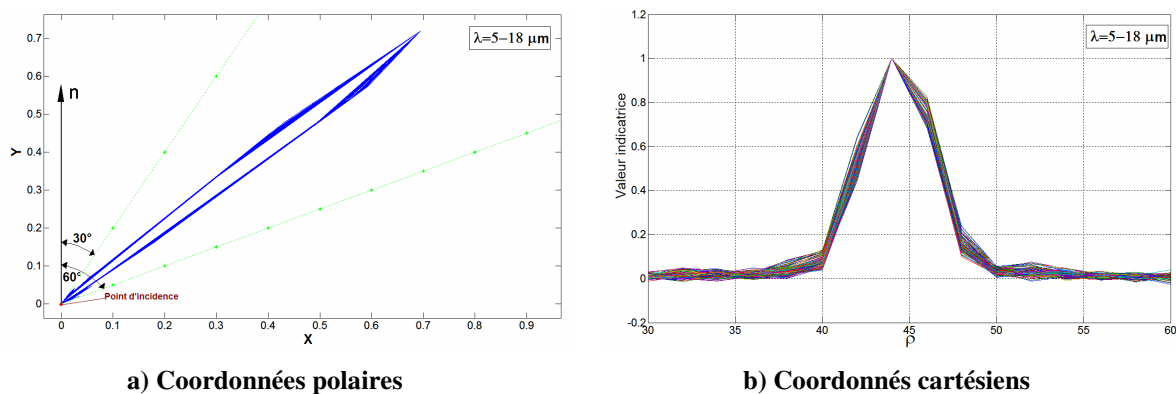


Figure 1.6-17 : Les indicatrices de réflexion pour E3 après normalisation

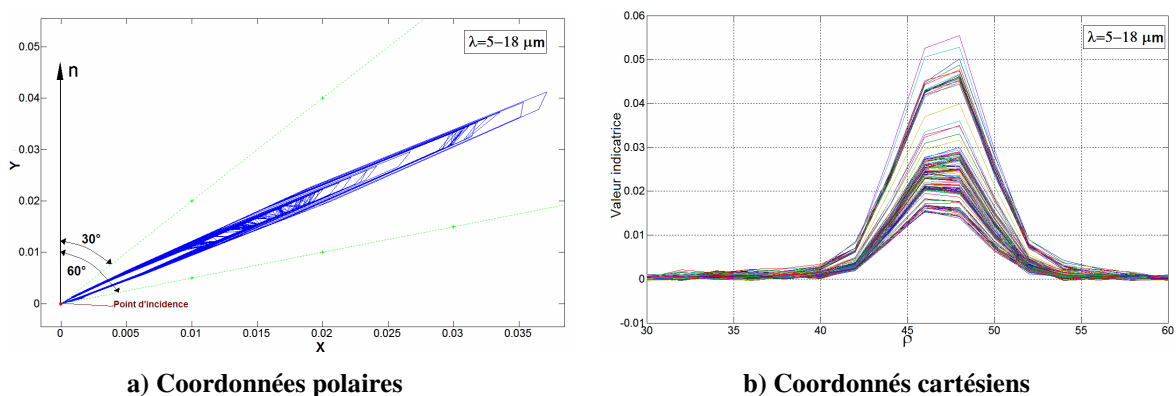


Figure 1.6-18 : Les indicatrices de réflexion pour E4

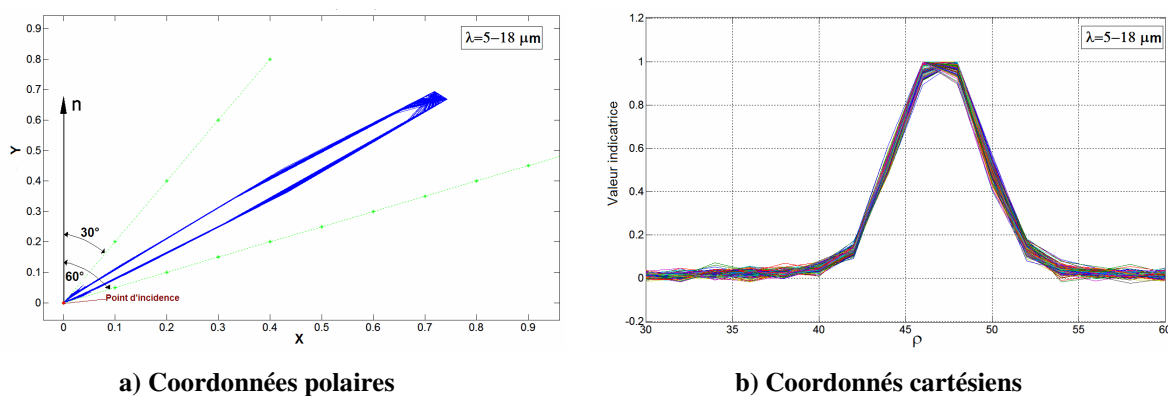


Figure 1.6-19 : Les indicatrices de réflexion pour E4 après normalisation

Les pointes aplaties des indicatrices de la figure 1.6-19 viennent du fait que la valeur de l'angle pour lequel la réflexion est maximale se trouve entre deux valeurs successives des angles utilisés pour la mesure.

## Conclusions

Les indicatrices de réflexion montrent des formes homothétiques pour des longueurs d'onde différentes. La qualité de leur superposition dépend de la densité des points de mesure.

Si la mesure de la radiation réfléchie sur une surface est réalisée avec un angle solide  $\omega$ , qui est plus petit que l'angle de diffusion  $\Omega$  ( $\omega < \Omega$ ), la même proportion de l'indicatrice de réflexion pour chaque longueur d'onde est comprise dans l'angle  $\omega$ , soit : pour  $\lambda_1 \neq \lambda_2$ ,  $A(\lambda_1) = A(\lambda_2)$  (Fig. 1.6-3b).

### 1.7. Evaluation de la méthode expérimentalement et numériquement

En introduisant l'identité des indicatrice dans les équations du système 1.5-7, on obtient la forme finale du système des équations qui décrit correctement les puissances des deux radiations infrarouges utilisées pour déterminer la température et l'émissivité de la surface :

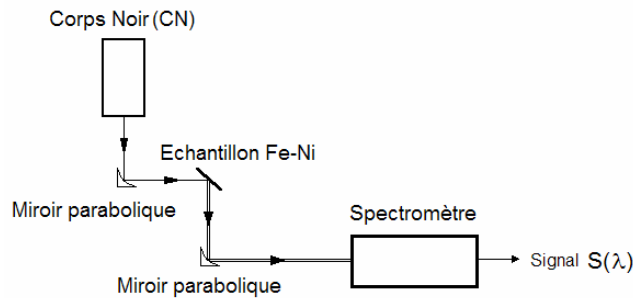
$$\begin{cases} E_1 / r_1 = e_1(T)L_1^0(T) + (1 - e_1(T))L_1^0(T_{AMB}) \\ E_2 / r_2 = e_2(T)L_2^0(T) + (1 - e_2(T))L_2^0(T_{AMB}) \\ R_1 / r_1 = A(1 - e_1(T))L_1^0(T_S) \\ R_2 / r_2 = A(1 - e_2(T))L_2^0(T_S) \end{cases} \quad (1.7-1)$$

Les indices 1 et 2 désignent les deux longueurs d'onde. Les quatre inconnues du système sont la température  $T$ , les deux émissivités  $e_1$  et  $e_2$  et la fraction de l'indicatrice de réflexion  $A$  comprise dans l'angle solide de mesure.

#### Vérification au moyen d'une expérience

Une expérience a été mise en place afin de tester la méthode. Un échantillon d'alliage Fe-Ni a été utilisé, avec les dimensions suivantes :  $3 \times 10 \times 30 \text{ mm}^3$ . Le principe de l'expérience a été semblable à celui de la mesure de l'indicatrice de réflexion, avec quelques différences :

l'expérience s'est déroulée dans une pièce de laboratoire et les influence de l'environnement ont été prises en compte, la position de l'échantillon a été maintenue fixe et un corps noir de laboratoire a été utilisé comme source de radiation infrarouge pour générer la radiation qui s'est réfléchi sur l'échantillon. Un schéma descriptif de l'expérience se trouve sur la figure suivante :



**Figure 1.7-1 : Schéma pour l'application de la méthode pour une température constante**

L'échantillon a été attaché à un support métallique chauffant. La température de l'échantillon a été indiquée par un thermocouple fixé dans le voisinage du point de focalisation du système optique. La température du corps noir a été fixée à  $T_{CN} = 1500^{\circ}C$  et la température de l'environnement entourant l'échantillon a été  $T_{amb} = 21.4^{\circ}C$ . Trois températures différentes ont été considérées pour l'échantillon :  $56^{\circ}C$ ,  $70^{\circ}C$  et  $94^{\circ}C$ . L'expérience, qui a compté trois étapes, a été répétée pour chaque température de l'échantillon.

Dans la première étape, l'échantillon a été chauffé jusqu'à la température d'étude. Après une période de stabilisation de cette température, un spectre a été enregistré avec le spectromètre, après que le rayonnement du corps noir a été empêché d'arriver à la surface de l'échantillon. Ce spectre correspond à la puissance de la radiation émise par l'échantillon plus la radiation correspondante à l'environnement ambiant qui se réfléchit sur la surface de l'échantillon:

$$E(\lambda) = r(\lambda)[e(\lambda, T_{Echantillon})L^0(\lambda, T_{Echantillon}) + (1 - e(\lambda, T_{Echantillon})) \cdot L^0(\lambda, T_{amb})] \quad (1.7-2)$$

Dans la deuxième étape, il a été permis au rayonnement du corps noir d'arriver à la surface de l'échantillon et un deuxième spectre correspondant à la radiation émise par l'échantillon et la radiation réfléchi sur sa surface, a été enregistré :

$$R(\lambda) = r(\lambda)A[(1 - e(\lambda, T_{Echantillon})) \cdot L^0(\lambda, T_{CN})] + E(\lambda) \quad (1.7-3)$$

Sur la figure suivante, les signaux enregistrés pour la réflexion plus l'émission et l'émission pour  $T_{\text{Echantillon}} = 70^{\circ}\text{C}$  sont présentés :

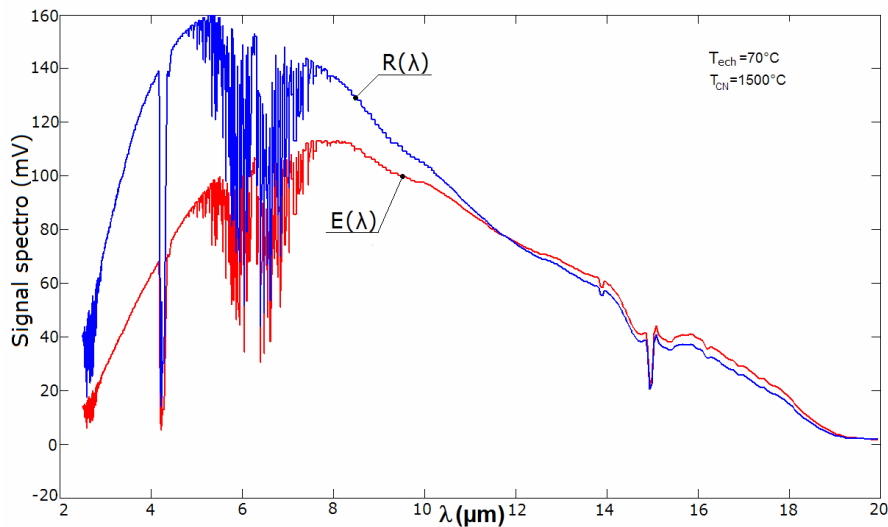


Figure 1.7-2 : Signaux spectrales correspondant aux équations 1.7-2 et 1.7-3

Les zones très bruitées de ces spectres correspondent aux bandes d'absorption atmosphériques (le  $\text{CO}_2$  et les vapeurs d'eau). Ces bandes d'absorption se comportent comme des filtres qui ne laissent pas passer la radiation infrarouge. La troisième étape a consisté dans la détermination de la fonction  $r$  qui décrit l'influence de la détectivité du détecteur infrarouge (qui fait partie du spectromètre) et des composants optiques sur les spectres. Cette étape a été réalisée une seule fois, après que les deux étapes antérieures ont été parcourues pour chaque température étudiée de l'échantillon. Pendant cette étape, l'échantillon a été remplacé par un miroir plan et la radiation du corps noir a été orientée vers le spectromètre. Le rapport entre le signal du spectromètre et la luminance calculée avec la loi de Planck pour  $T_{\text{CN}} = 1500^{\circ}\text{C}$  a donné la fonction  $r$  :

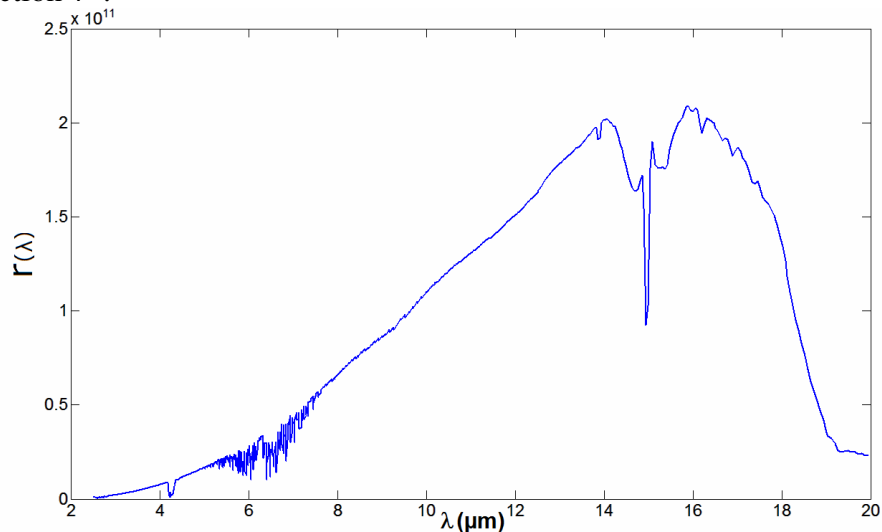
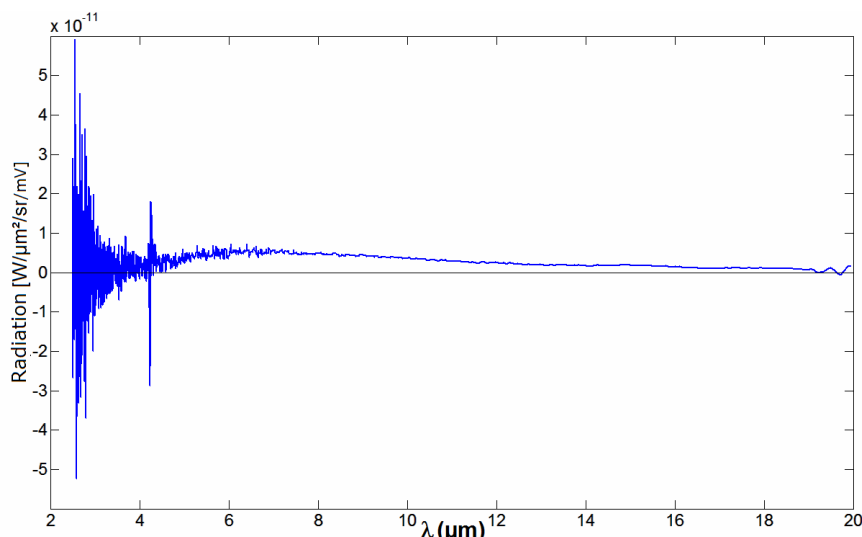


Figure 1.7-3 : Fonction du système optique

Cette figure met en évidence encore une fois la faible détectivité pour les courtes longueurs d'onde. Les spectres obtenus après le remplacement de cette fonction dans les équations 1.7-2 et 1.7-3 montrent un fort bruit pour ces longueurs d'onde, comme par exemple le spectre d'émission pour l'échantillon situé à 94° C :



**Figure 1.7-4 : Emission spectrale de l'échantillon à 94° C**

Pour cette raison, les calculs de la température pour des longueurs d'onde jusqu'à 4  $\mu\text{m}$  ne donnent pas des bons résultats.

Avec les spectres obtenus après le remplacement de la contribution du système optique dans les équations 1.7-2 et 1.7-3, la température a été calculée pour chaque paire des longueurs d'onde entre 2  $\mu\text{m}$  et 20  $\mu\text{m}$ , avec un pas de 0.1  $\mu\text{m}$ . Ce calcul a été fait pour chaque température de l'échantillon, soit 56° C, 70° C et 94° C. Les résultats obtenus sur la plage spectrale sont présentés dans les figures suivantes, en terme de différence en pourcentage entre la température fournie par le thermocouple et la température calculée avec le système 1.7-1:

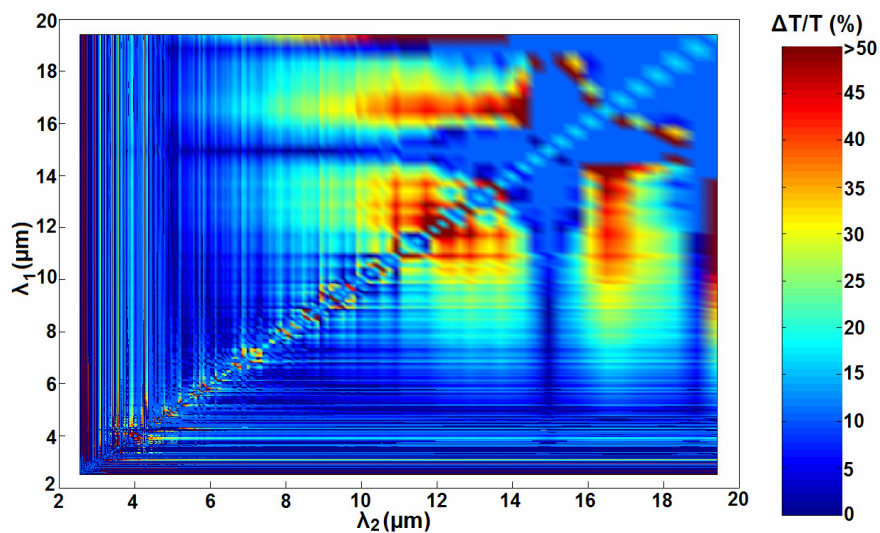


Figure 1.7-5 : Erreur en pourcentage entre la température déterminée en fonction de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  et la température du thermocouple pour l'échantillon situé à  $56^\circ\text{C}$

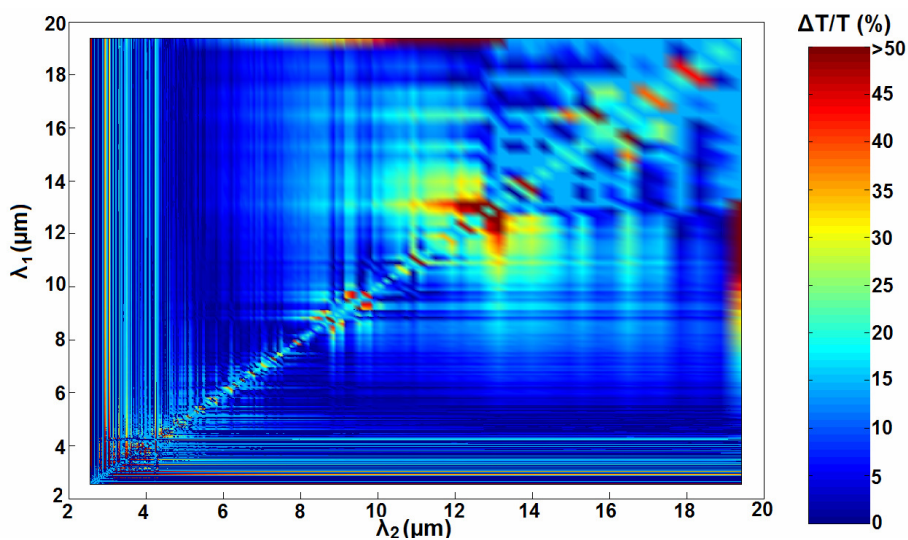


Figure 1.7-6 : Erreur en pourcentage entre la température déterminée en fonction de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  et la température du thermocouple pour l'échantillon situé à  $70^\circ\text{C}$

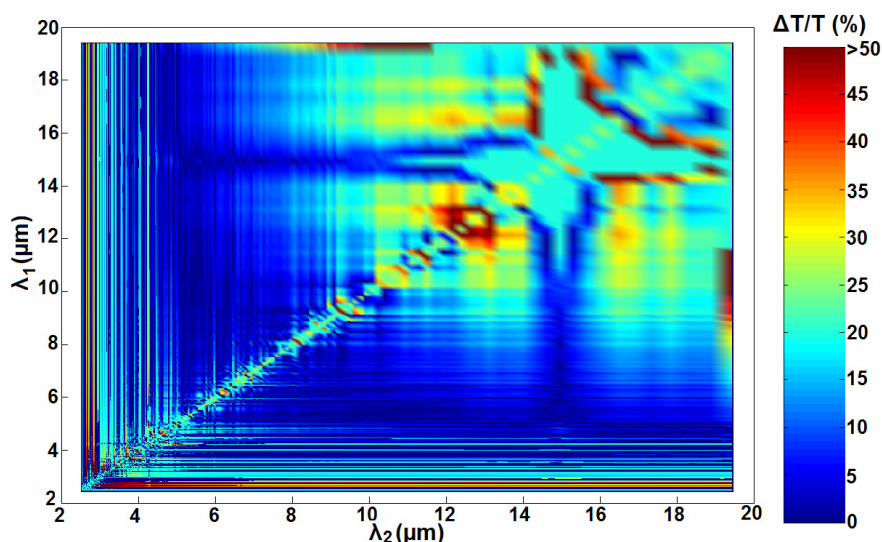


Figure 1.7-7 : Erreur en pourcentage entre la température déterminée en fonction de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  et la température du thermocouple pour l'échantillon situé à  $94^\circ \text{C}$

Toutes les figures présentent une symétrie par rapport à la diagonale spectrale ( $\lambda_1 = \lambda_2$ ).

La température est déterminée avec des précisions variables en fonction du couple des longueurs d'ondes utilisées pour le calcul. Les figures 1.7-5, 1.7-6 et 1.7-7 montrent des variations similaires concernant l'erreur faite sur la détermination de la température. Chacune de ces figures met en évidence la présence des bandes spectrales où l'erreur est très petite, d'environ 1%. Ces bandes sont obtenues pour  $\lambda_1 \in (4;6) \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 \in (6;20) \mu\text{m}$ .

La conclusion principale de cette expérience est que pour avoir une bonne précision sur la détermination de la température avec la méthode proposée, il faut utiliser pour le calcul une courte longueur d'onde et une grande longueur d'onde. Cette conclusion peut trouver une explication dans la perte de l'indépendance des équations du système 1.7-1. Quand les deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont proches, les équations du 1.7-1 se confondent deux par deux. Dans un cas idéal, le système 1.7-1 peut-être utilisé pour chaque couple de longueurs d'onde, sauf quand  $\lambda_1 = \lambda_2$ . Mais en réalité, le bruit spectral des spectres fournis par le spectromètre impose un écart plus grand entre les deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  utilisées. Ceci est bien mis en évidence par un calcul numérique.

### Vérification au moyen d'une simulation numérique de l'expérience

Avant de procéder aux détails du calcul numérique, il faut préciser que le choix de l'émissivité spectrale est subjectif. La figure suivante montre quatre types d'émissivités

spectrales utilisés pour le calcul :

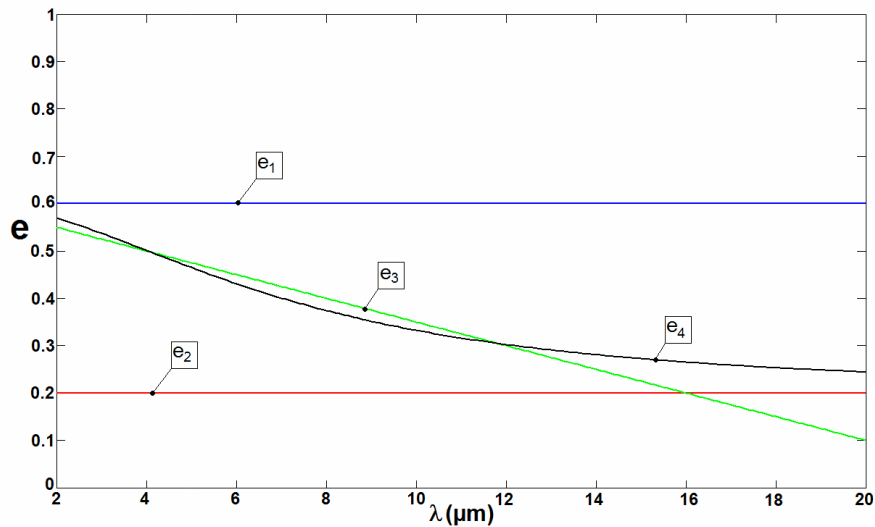


Figure 1.7-8 : Emissivités utilisées pour le calcul numérique

Ces émissivités correspondent aux variations habituelles des émissivités des métaux, avec des traitements de surface différents. L'émissivité  $\varepsilon_4$  est similaire aux émissivités trouvées par Sadou [19]. Un bruit blanc a été utilisé pour le calcul numérique. Son intensité a été ajustée à une valeur sensiblement plus grande que celle du bruit observé sur des spectres enregistrés. Le choix d'un tel type de bruit correspond au fait qu'un détecteur thermique est surtout affecté par des bruits à densité spectrale uniforme. A partir des émissivités de la figure 1.7-8, des spectres d'émission pour une température de  $70^\circ\text{C}$  et de réflexion pour un corps noir à  $300^\circ\text{C}$  ont été construits, avec un détecteur et un système optique idéal. Une température environnementale de  $20^\circ\text{C}$  a été aussi prise en compte. Avec ces spectres, qui correspondent aux équations 1.7-2 et 1.7-3, la résolution du système 1.7-1 a été réalisée pour chaque couple de longueurs d'onde de  $2\ \mu\text{m}$  à  $20\ \mu\text{m}$ , avec le même pas de  $0.1\ \mu\text{m}$ . Les résultats sont présentés toujours sous forme de différence en pourcentage entre la vraie température ( $70^\circ\text{C}$ ) et la température obtenue, sur la plage spectrale :



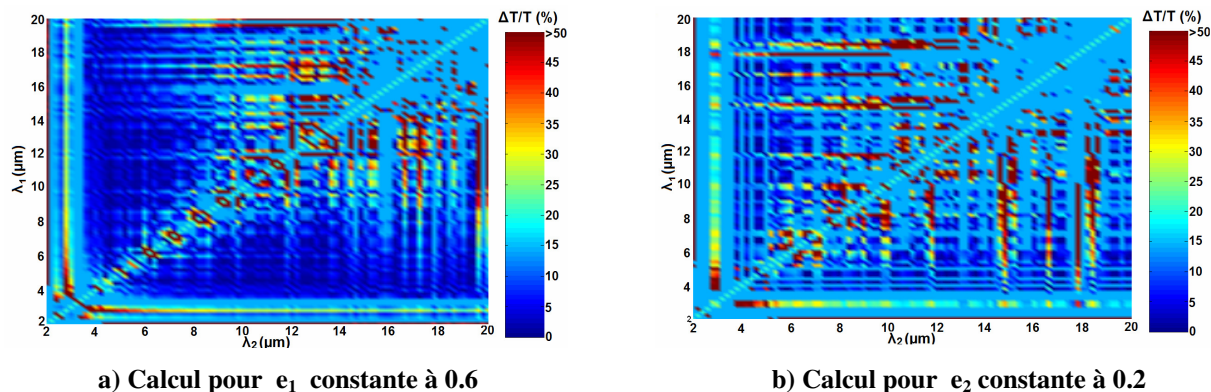


Figure 1.7-9 : Erreur en pourcentage entre la température obtenue par le calcul numérique en fonction de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  et la vraie température

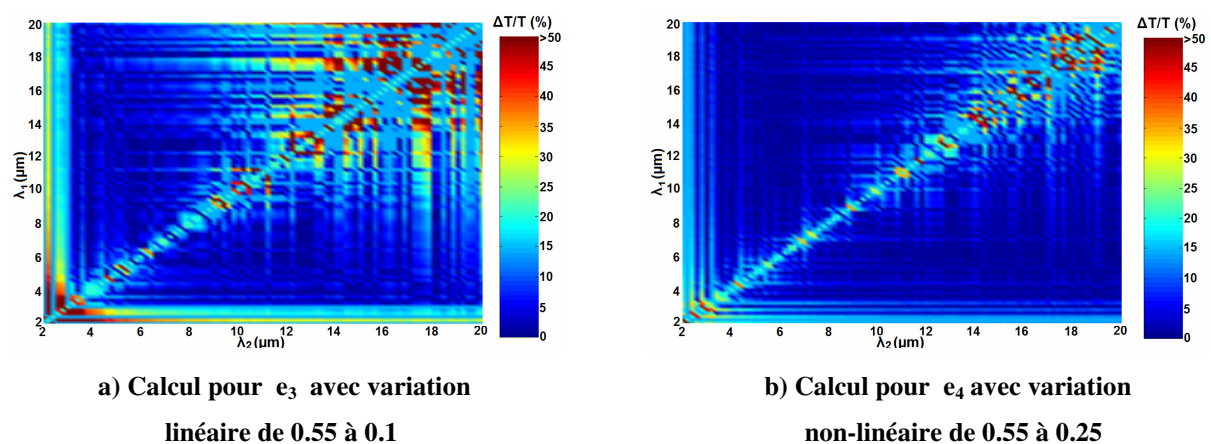


Figure 1.7-10 : Erreur en pourcentage entre la température obtenue par le calcul numérique en fonction de  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  et la vraie température

Ces figures montrent la présence des mêmes bandes spectrales observées lors des résultats expérimentaux pour lesquelles la précision de la méthode est autour de 1%. Bien qu'il y ait aussi d'autres zones spectrales où le calcul est réalisé avec une bonne précision, ces bandes obtenues pour  $\lambda_1 \in (4;6) \mu\text{m}$  et  $\lambda_2 \in (6;20) \mu\text{m}$ , semblent à être les moins perturbées par le bruit. La variation spectrale joue aussi son rôle, car une émissivité faible diminue l'émission spectrale de l'échantillon et le rapport signal sur bruit est plus faible.

## Conclusion

L'application de la méthode montre que le choix des longueurs d'onde conditionne fortement la qualité de la mesure. Les zones favorables correspondent à une courte longueur d'onde et à une grande longueur d'onde de l'infrarouge moyen et lointain. Le calcul donne de bons résultats quand les deux longueurs d'onde sont choisies dans ces zones spectrales.

## **2. MISE EN ŒUVRE DE LA METHODE**

La méthode développée a été appliquée avec succès dans le chapitre antérieur dans le cas d'un solide à température constante et avec un appareillage particulier. Les mesures des radiations émises et réfléchies, qui lui confèrent le caractère particulier, ont été réalisées dans des étapes successives, avec un spectromètre à transformée de Fourier. Cet appareil, qui est un appareil sophistiqué de laboratoire, est capable de fournir des spectres de radiation infrarouge. La durée de temps nécessaire au spectromètre pour réaliser un tel spectre est supérieure à une dizaine de secondes. Or le but final de notre étude est de développer une méthode capable de déterminer l'évolution de la température et de l'émissivité pour un échantillon soumis à des chargements dynamiques, qui se manifestent pendant des durées beaucoup plus courtes, de l'ordre de dizaines de microsecondes, et ceci non pas dans des conditions de laboratoire mais avec de l'appareillage plus accessible qu'un spectromètre.

### ***2.1. Utilisation des zones spectrales***

#### **2.1.1. Méthode**

Pour diminuer sensiblement le temps nécessaire pour mesurer une radiation infrarouge, la méthode déjà décrite peut-être employée en utilisant, à la place du spectromètre, un détecteur thermique. Les détecteurs thermiques ont des temps de réponse très courts, autour de 50 nanosecondes. C'est l'électronique derrière le détecteur (amplificateurs, acquisition etc.) qui limite leur temps de réponse. Mais même avec les limitations imposées par l'électronique, on peut facilement réaliser des mesures à des fréquences de 1 MHz, ce qui est suffisant pour les mesures dynamiques qui nous intéressent.

Le remplacement du spectromètre par un détecteur infrarouge implique quelques changements au niveau des équations qui décrivent la puissance des radiations, parce que la détection va être réalisée sur des plages des longueurs d'onde et non pas à des longueurs d'ondes distinctes. Si les plages de détection de chaque détecteur sont  $\Lambda_1$  et  $\Lambda_2$ , le système des équations 1.7-1 s'écrit pour ces deux plages sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_1(T) = \int_{\Lambda_1} r(\lambda) [e(\lambda, T)L^0(\lambda, T) + (1 - e(\lambda, T))L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \\ E_2(T) = \int_{\Lambda_2} r(\lambda) [e(\lambda, T)L^0(\lambda, T) + (1 - e(\lambda, T))L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \\ R_1(T) = A \int_{\Lambda_1} r(\lambda)(1 - e(\lambda, T))L^0(\lambda, T_s) d\lambda \\ R_2(T) = A \int_{\Lambda_2} r(\lambda)(1 - e(\lambda, T))L^0(\lambda, T_s) d\lambda \end{array} \right. \quad (2.1-1)$$

Les quantités  $E_1$  et  $E_2$  représentent les valeurs de la puissance de la radiation émise par la surface de température  $T$ , sur les deux plages spectrales  $\Lambda_1$  et  $\Lambda_2$ . Les quantités  $R_1$  et  $R_2$  représentent la puissance de la radiation d'un corps noir de température  $T_s$  sur  $\Lambda_1$  et  $\Lambda_2$ , qui se réfléchit sur la surface et qui s'ajoute à la radiation déjà émise par celle-ci. Les quatre inconnues du système restent la température  $T$ , la fraction de l'indicatrice de réflexion  $A$  et les émissivités  $e$  sur chaque plage spectrale de détection,  $\Lambda_1$  et  $\Lambda_2$ .

Une résolution analytique du système est difficile, mais une solution numérique approchée, qui donne de bons résultats sur la température et l'émissivité, peut-être appliquée. Cette solution utilise quelques approximations concernant l'émissivité spectrale. Pour mieux l'expliquer, prenons par exemple la première équation du système 2.1-1, écrite sous forme non-condensée :

$$E_1(T) = \int_{\Lambda_1} e(\lambda, T)r(\lambda)L^0(\lambda, T)d\lambda + \int_{\Lambda_1} r(\lambda)L^0(\lambda, T_{AMB})d\lambda - \int_{\Lambda_1} e(\lambda, T)r(\lambda)L^0(\lambda, T_{AMB})d\lambda \quad (2.1-2)$$

Si on note  $F_1(T) = \int_{\Lambda_1} r(\lambda)L^0(\lambda, T)d\lambda$ , l'équation 2.1-2 devient :

$$E_1(T) = e_1(T)F_1(T) + F_1(T_{AMB}) - \bar{e}_1(T)F_1(T_{AMB}) \quad (2.1-3)$$

Les valeurs  $e_1(T)$  et  $\bar{e}_1(T)$  sont les moyennes de l'émissivité spectrale  $e(\lambda, T)$  sur la plage  $\Lambda_1$ , pondérées par les produits  $r(\lambda)L^0(\lambda, T)$  et  $r(\lambda)L^0(\lambda, T_{AMB})$ , soit :

$$e_1(T) = \frac{\int_{\Lambda_1} e(\lambda, T) r(\lambda) L^0(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\Lambda_1} r(\lambda) L^0(\lambda, T) d\lambda}, \quad \bar{e}_1(T) = \frac{\int_{\Lambda_1} e(\lambda, T) r(\lambda) L^0(\lambda, T_{AMB}) d\lambda}{\int_{\Lambda_1} r(\lambda) L^0(\lambda, T_{AMB}) d\lambda} \quad (2.1-4)$$

Avec la même notation, l'équation de la réflexion pour  $\Lambda_1$  peut s'écrire :

$$R_1(T) = AF_1(T_S) - A\bar{e}_1(T)F_1(T_S) \quad (2.1-5)$$

Dans cette équation,  $\bar{e}_1(T)$  est la moyenne de  $e(\lambda, T)$  sur  $\Lambda_1$ , pondérée par  $r(\lambda)L^0(\lambda, T_S)$ . Si on fait l'approximation que  $e_1(T) \approx \bar{e}_1(T) \approx \bar{e}_1(T)$  et si la même démarche est faite pour  $\Lambda_2$ , le système 2.1-1 se transforme en :

$$\begin{cases} E_1(T) = e_1(T)F_1(T) + F_1(T_{AMB}) - e_1(T)F_1(T_{AMB}) \\ E_2(T) = e_2(T)F_2(T) + F_2(T_{AMB}) - e_2(T)F_2(T_{AMB}) \\ R_1(T) = AF_1(T_S) - Ae_1(T)F_1(T_S) \\ R_2(T) = AF_2(T_S) - Ae_2(T)F_2(T_S) \end{cases} \quad (2.1-6)$$

La qualité de l'approximation concernant l'égalité des moyennes pondérées de l'émissivité spectrale  $e(\lambda, T)$  dépend de la forme de la variation de cette émissivité sur la plage spectrale considérée. Bien que la valeur de la température  $T$  par rapport aux températures ambiante  $T_{AMB}$  et de la source de radiation extérieure  $T_S$  compte aussi, pour la gamme des températures qui nous concerne (de 20° C à environ 200° C), la variation spectrale de l'émissivité joue le rôle le plus important. Si pour une température fixée, l'émissivité  $e(\lambda, T)$  est constante par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$ , l'égalité des moyennes pondérées  $e_1(T)$ ,  $\bar{e}_1(T)$  et  $\bar{e}_1(T)$  est évidente. Si elle a une variation spectrale, alors l'approximation est acceptable si elle conduit à un bon résultat. Une étude plus détaillée sur l'erreur induite par cette approximation sur la

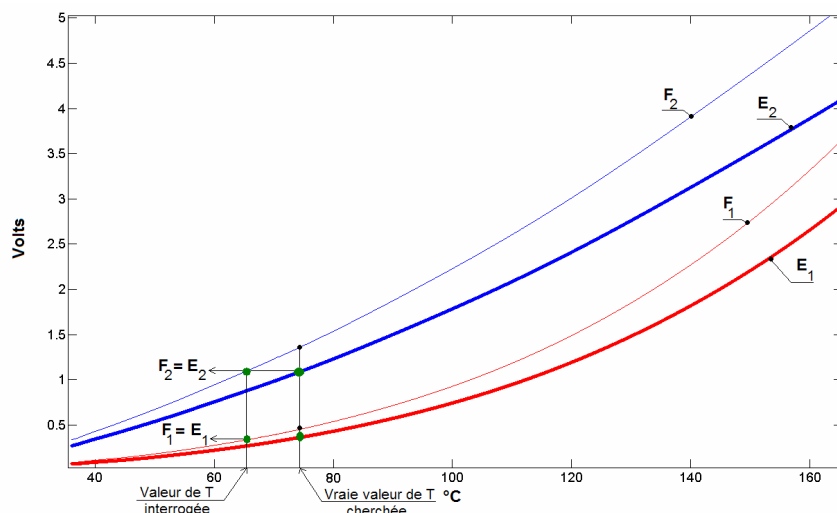
température calculée est présentée dans le paragraphe dédié aux sources des erreurs du présent chapitre. Nous appellerons cette erreur *l'erreur algorithmique*.

Avec cette approximation, la résolution du système 2.1-1 se simplifie. La température cherchée  $T$  se trouve dans un intervalle  $T_i \leq T \leq T_f$  et nous considérons que les fonctions  $F_1(T)$  et  $F_2(T)$  sont connues pour des valeurs discrètes de cet intervalle (ces fonctions peuvent être calculées pour l'intervalle de température considéré si on connaît la plage de détection et la fonction qui décrit l'influence du détecteur et du système optique). Les expressions des émissivités sont obtenues à partir des équations d'émission (les deux premières équations du système 2.1-6), en fonction de  $F_1(T)$  et  $F_2(T)$ . Ces expressions remplacent les émissivités des équations de la réflexion, qui restent avec deux inconnues, la fraction de l'indicatrice de réflexion  $A$  et la température  $T$ , introduite par  $F_1(T)$  et  $F_2(T)$ . Si la fraction de l'indicatrice de réflexion est éliminée, l'égalité suivante reste :

$$R_1(T)F_2(T_S)[F_1(T) - F_1(T_{AMB})][F_2(T) - E_2(T)] = R_2(T)F_1(T_S)[F_2(T) - F_2(T_{AMB})][F_1(T) - E_1(T)] \quad (2.1-7)$$

Cette égalité doit être vérifiée pour chaque valeur de la température  $T_i \leq T \leq T_f$  pour laquelle les valeurs des fonctions  $F_1(T)$  et  $F_2(T)$  ont été calculées. La température cherchée se retrouve parmi les valeurs pour lesquelles l'égalité est vraie.

Cette méthode de résolution peut fournir plusieurs solutions. Une analyse de l'égalité 2.1-7 indique que pour  $T = T_{AMB}$ , les deux membres s'annulent et l'égalité est vraie. Il existe des valeurs de la température pour lesquelles les différences  $F_2(T) - E_2(T)$  et  $F_1(T) - E_1(T)$  s'annulent aussi, dans le même temps. Ceci vient du fait que l'égalité est testée pour chaque valeur de  $T_i \leq T \leq T_f$  pour laquelle on connaît  $F_1$  et  $F_2$  :



**Figure 2.1-1 : Propagation de fausses solutions**

Cette figure montre de façon qualitative comment une température peut devenir une fausse solution. Si  $F_1$  et  $F_2$  sont connues en fonction de  $T$ , ce n'est pas le cas pour  $E_1$  et  $E_2$ . Leur évolution est connue juste en fonction du temps et la détermination de leur évolution en fonction de la température est le but de l'étude.

Pour éliminer les fausses solutions on a constaté qu'il était possible de se baser sur la valeur de  $A$ . Avec chaque valeur solution on calcule la fraction de l'indicateur de réflexion. La valeur de  $T$  pour laquelle  $A \leq 1$  est la vraie solution du système des équations, parce que seulement une valeur sous unitaire de l'indicateur de réflexion a un sens physique.

### 2.1.2. Application expérimentale

Pour l'application expérimentale de cette méthode, un double détecteur infrarouge InSb/MCT a été choisi. Ce détecteur présente des avantages multiples. Le fait que les deux surfaces photosensibles (appelées aussi capteurs thermiques) se trouvent dans la même position simplifie de façon significative le montage optique. En plus, les deux capteurs ont des plages spectrales de détection distinctes :

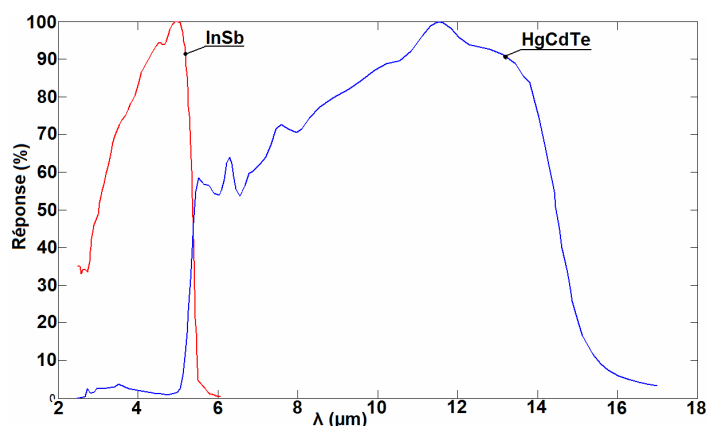


Figure 2.1-2 : Zones spectrales de détection pour les deux capteurs

Ces deux plages de détection sont compatibles avec la conclusion concernant le choix des longueurs d'onde pour faire le calcul.

La plus grande difficulté, dans le cas de la détermination d'une température qui change dans le temps, est la détection simultanée des radiations infrarouges correspondantes à l'émission et à la réflexion. Pour l'expérience décrite dans le paragraphe 1.7, les deux radiations ont été enregistrées consécutivement. Ceci n'est plus possible pour une température variable et une solution est d'utiliser un dispositif de modulation qui interrompt de façon alternative le rayonnement du corps noir qui se réfléchit sur l'échantillon :

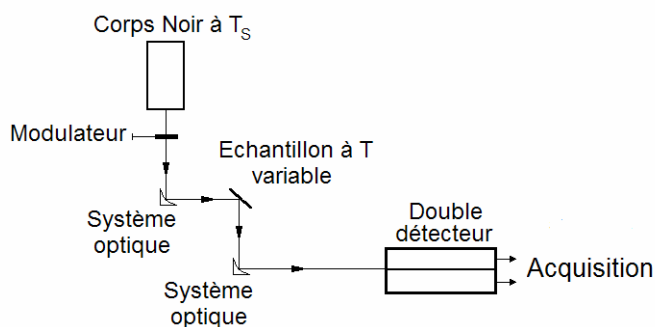
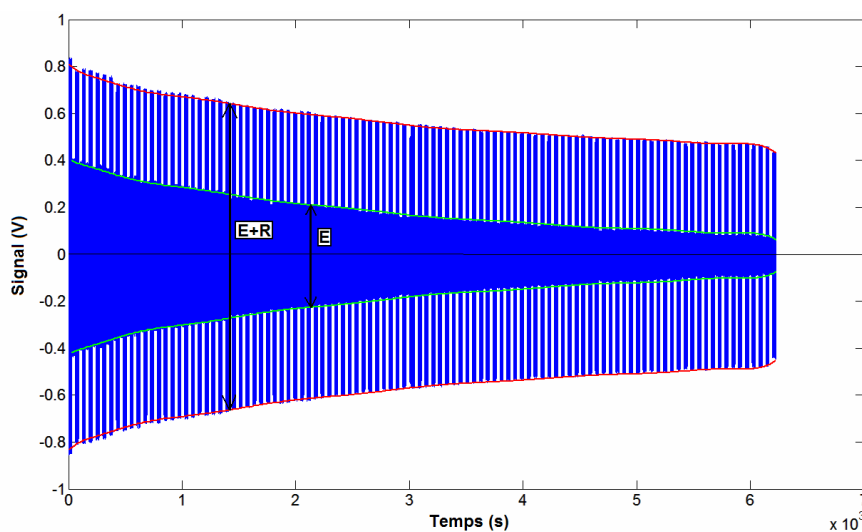


Figure 2.1-3 : Schéma du système optique avec modulateur

Cette modulation doit être faite à une fréquence plus élevée que la fréquence de variation de la température. Quand le modulateur interrompt la radiation du corps noir, le signal fourni par un capteur par exemple, correspond juste à l'émission de l'échantillon. Quand le modulateur n'interrompt plus la radiation du corps noir, ce signal correspond à l'émission de l'échantillon augmentée de la réflexion du rayonnement du corps noir sur la surface de l'échantillon. Comme la fréquence de modulation est plus élevée que celle de la variation de la température, il est possible de faire une reconstitution numérique des signaux correspondant aux deux

radiations, soit l'émission et la réflexion :



**Figure 2.1-4 : Exemple du signal modulé enregistré par un capteur pour une température décroissante**

Le signal de cette figure correspond à une double modulation. En plus de la modulation de la radiation du corps noir, il y a une deuxième modulation du signal juste à l'entrée du détecteur. Cette deuxième modulation est demandée par les amplificateurs de signal des deux capteurs. Leur bande passante de 1.5 Hz peut-être plus élevée que la fréquence de la variation de la température. Cette modulation est réalisée à 10 kHz avec un disque plan à deux pales. Le signal à la sortie de l'amplificateur correspond à la différence entre le rayonnement de la pale du disque (quand celle-ci passe devant le capteur) et le rayonnement provenant de l'échantillon (quand la pale du disque ne passe pas devant le capteur). Ce signal est centré sur le zéro électrique par l'amplificateur.

La modulation du rayonnement du corps noir est également réalisée avec un disque plan à deux pales. Cette modulation est réalisée à environ 0.3 Hz. Les surfaces des deux disques ont été habillées par un revêtement de peinture noire avec un coefficient d'émissivité connu.

L'expérience qui a été réalisée sur deux échantillons a consisté en deux étapes. Dans la première étape, un miroir plan avec la surface traitée en or a été mis en place dans la position de l'échantillon. Le positionnement du miroir a été réalisé avec l'aide d'une diode laser. Le coefficient de réflexion du miroir plan a été de 98% sur toute la plage spectrale de détection. Les deux systèmes optiques de la figure 2.1-3 ont été réalisés par deux miroirs paraboliques à 90° chacun, aussi avec des surfaces traitées en or, afin d'assurer le même coefficient de réflexion sur toute la plage spectrale. Un système optique a été utilisé pour focaliser le rayonnement de l'échantillon dans le double détecteur et l'autre pour focaliser sur



l'échantillon le rayonnement du corps noir. Les deux systèmes optiques focalisaient dans le même point sur la surface de l'échantillon (ou miroir plan pour la première étape de l'expérience). Leur alignement a été réalisé avec la diode laser.

Le corps noir a été réalisé à partir d'un bloc en aluminium de  $30 \times 15 \times 5 \text{ mm}^3$  avec une résistance électrique attachée. La surface rayonnante a été traitée, comme les hélices planes des modulateurs, avec une couche de peinture noire. Cette peinture assurait une émissivité de 0.95 sur la plage spectrale de détection.

Dans cette première étape, la température du corps noir a été portée jusqu'à  $300^\circ \text{C}$ . Pendant sa phase de refroidissement l'acquisition a été démarrée et le rayonnement du corps noir a été dirigé, par l'intermédiaire du miroir plan, directement vers le double détecteur. Si on note  $\Lambda_1$  la plage spectrale de détectivité du capteur InSb et  $\Lambda_2$  la plage spectrale du capteur MCT, les puissances correspondantes à la radiation du corps noir sont de la forme suivante :

$$S_1(T) = \rho e_p \int_{\Lambda_1} r(\lambda) L^0(\lambda, T) d\lambda \quad \text{et} \quad S_2(T) = \rho e_p \int_{\Lambda_{21}} r(\lambda) L^0(\lambda, T) d\lambda \quad (2.1-8)$$

La quantité  $e_p$  est l'émissivité du corps noir utilisé (soit l'émissivité de la couche de peinture noire) qui est égale à 0.95 et  $\rho = 0.98^5$  le facteur de transmission total des 5 miroirs utilisés (le miroir plan + 4 miroirs paraboliques). De ces deux équations, on peut déduire les fonctions  $F_1$  et  $F_2$  nécessaires pour le système 2.1-6 :

$$F_1(T) = \frac{S_1(T)}{\rho e_p} \quad \text{et} \quad F_2(T) = \frac{S_2(T)}{\rho e_p} \quad (2.1-9)$$

Après la détermination de ces quantités, l'étape numéro deux de l'expérience a commencé. Dans cette étape, le miroir plan a été remplacé par l'échantillon. Deux échantillons différents ont été utilisés, un en inox et un en laiton :

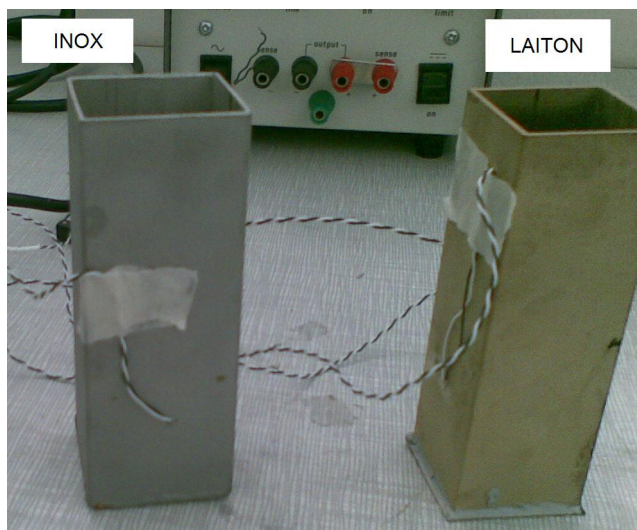


Figure 2.1-5 : Les échantillons utilisés

Les échantillons étaient des tubes de section carrée qui pouvaient retenir de l'eau. Leur alignement et la mise en position ont été réalisés toujours avec l'aide de la diode laser. Sur la surface de chaque échantillon, un thermocouple a été attaché afin de connaître leur température à chaque instant. Pour protéger les mesures contre les rayonnements extérieurs, une paroi de protection avec un revêtement de peinture noire a été utilisée. Une vue en plan plus détaillée de l'ensemble expérimental, se trouve sur la figure suivante :

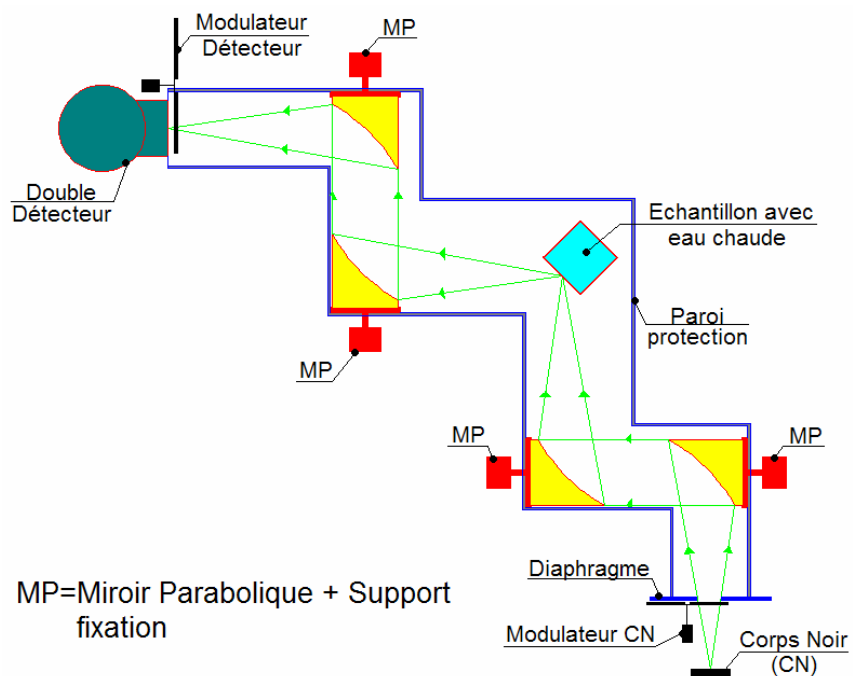
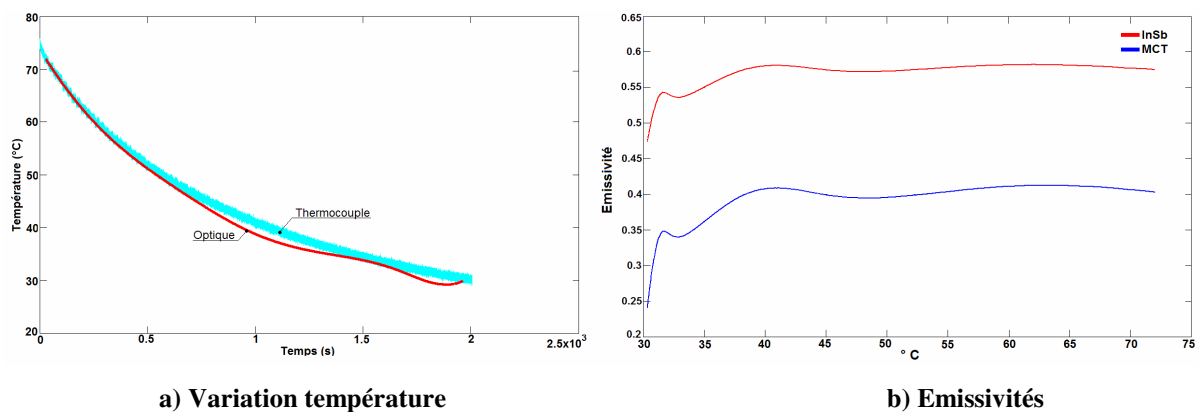


Figure 2.1-6 : Vue en plan du montage expérimental

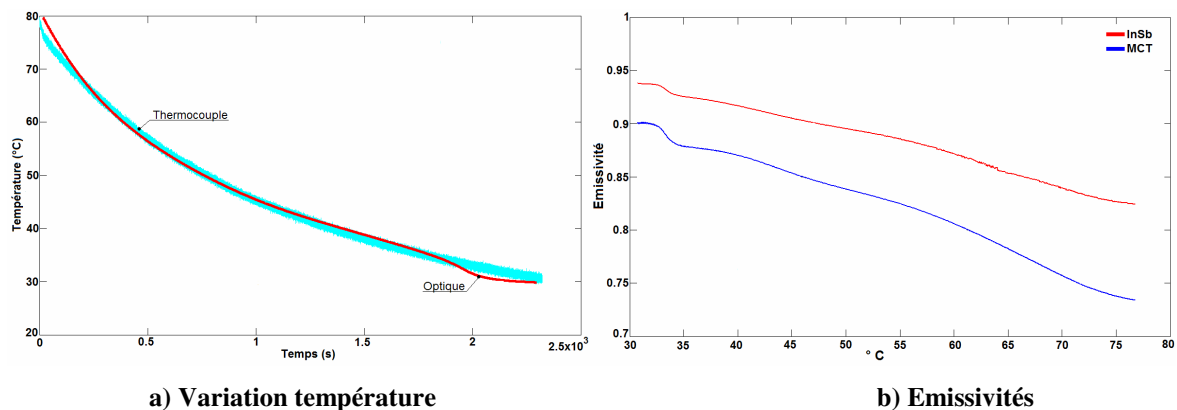
Après la mise en place du dispositif, de l'eau chaude a été introduite dans les tubes qui

constituaient les échantillons. Pendant la phase de refroidissement des échantillons, l'acquisition du système a été démarrée. La température du corps noir a été constante à 250°C. Un signal typique pour un échantillon qui se refroidit est présenté sur la figure 2.1-4. Un traitement numérique de chaque signal a été nécessaire afin de trouver les puissances correspondantes à l'émission et à la réflexion sur chaque plage spectrale, soit  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $R_1$  et  $R_2$  du système 2.1-6. Ensuite, ce système a été résolu avec l'algorithme déjà détaillé, pour chaque valeur de  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $R_1$  et  $R_2$ . La figure suivante présente la variation de la température déterminée avec cette méthode et les deux émissivités correspondantes à chaque plage de détection, pour l'échantillon en lait. La température est comparée à celle fournie par le thermocouple :



**Figure 2.1-7 : Détermination de la température et des émissivités pour le lait**

La figure suivante présente les mêmes résultats pour l'échantillon en inox :



**Figure 2.1-8 : Détermination de la température et des émissivités pour l'inox**

La superposition de la température déterminée avec les capteurs avec celle fournie par les

thermocouples est satisfaisante. Les plus grandes différences entre les deux sont inférieures à 2° C. Une explication possible de ces différences peut venir de la difficulté du traitement du signal. Comme il est montré sur la figure 2.1-4, les signaux de l'émission et de la réflexion sont modulés par le modulateur de la radiation du corps noir. Quand la radiation du corps noir est interrompue, le signal enregistré correspond à l'émission et la réflexion doit être reconstituée numériquement pendant cette période. Ceci est valable pour l'émission quand la radiation du corps noir n'est plus interrompue et quand le signal enregistré correspond à l'émission plus la réflexion. En plus de cette modulation du corps noir, la deuxième modulation, celle demandée par les amplificateurs des capteurs thermiques du détecteur, rend la reconstruction numérique moins précise.

Les émissivités des figures 2.1-7 et 2.1-8, qui correspondent au capteur InSb sont plus élevées que celles correspondantes au capteur MCT. Ceci est courant pour les métaux, de trouver des émissivités plus élevées pour les courtes longueurs d'onde que pour les grandes. Les émissivités du laiton semblent à se stabiliser à des valeurs constantes après une remonté au debout de l'échauffement. En revanche, les émissivités de l'échantillon en inox décroissent avec la montée de la température.

Les valeurs plutôt élevées des émissivités viennent du fait que les surfaces des deux échantillons ont été sablées. Ce traitement a été réalisé afin d'avoir un rapport raisonnable entre l'émissivité et la réflectivité des surfaces.

Cette expérience montre que la méthode de détermination de la température par la technique infrarouge décrite dans le paragraphe 1.5 est compatible avec l'utilisation de détecteurs infrarouges standard. Malgré l'algorithme de résolution du système des équations qui fait appel à une approximation, la température est déterminée avec une bonne précision.

## ***2.2. Mise au point de la méthode pour la dynamique***

Bien que le paragraphe antérieur décrit une méthode précise et convenable pour déterminer une température qui change dans le temps, cette méthode reste difficile à employer dans les situations où la température connaît des variations rapides, comme dans les cas des essais dynamiques sur les matériaux, notamment les essais de compression réalisés sur les barres d'Hopkinson. L'expérience montre qu'on peut trouver des élévations de l'ordre de 50°C pendant une durée de 150 µs. Une telle vitesse de variation de la température n'impose plus la

modulation demandée par les amplificateurs des capteurs thermiques du détecteur, mais en revanche, rend trop difficile la modulation de la radiation du corps noir.

Pour un temps de variation de la température de 150  $\mu$ s, une acquisition à au moins 1 MHz est nécessaire afin d'avoir une bonne résolution du signal enregistré. Or une modulation mécanique à cette fréquence est impossible. Une modulation à une fréquence moins élevée reste possible avec un moteur électrique rapide et un engrenage multiplicateur, mais les contraintes qui se développent dans le disque qui réalise la modulation dépassent de loin les limites élastiques des éventuels matériaux constituant le disque.

L'utilisation d'un obturateur électronique n'est pas une solution non plus, parce que actuellement ce type d'obturateurs, bien qu'ils sont rapides, travaillent pour des longueurs d'ondes précises et non pas sur de larges plages spectrales. De plus, ils n'obturent pas la radiation infrarouge à 100%.

Dans cette situation, l'utilisation de la méthode de détermination de la température avec la modulation de la radiation réfléchie n'est plus adaptée en dynamique. Une possibilité pour la mesure simultanée de la radiation émise par une surface d'un solide, à une température variable, et de la radiation émise plus la radiation réfléchie sur la même surface, est de réaliser la mesure de la radiation émise dans une direction où il n'y a pas de réflexion. On suppose que c'est le cas pour la direction de la radiation infrarouge incidente à la surface. Effectivement, lors de l'étude sur l'indicatrice de réflexion (paragraphe 1.6), les résultats ont montré que la réflexion se produit dans des angles bien définis (la forme des indicatrices est contenue dans les angles de dispersion qui ont de valeurs réduites) et qu'en dehors de ces angles il n'y a pas de réflexion. Dans cette situation, il est juste de supposer qu'il n'existe pas de rétro-réflexion (il n'y a pas de retour de la radiation réfléchie exactement sur la même direction sur laquelle elle est incidente). Comme la direction de la radiation incidente est symétrique à la direction de la radiation réfléchie par rapport à la normale à la surface au point d'incidence, elles constituent les deux directions optimales sur lesquelles les deux radiations doivent être mesurées : la radiation émise + la radiation réfléchie sur la direction de la réflexion et la radiation émise seule, sur la direction de la radiation incidente.

Ce type de mesure nécessite un dispositif optique complexe. La figure 2.2-1 présente la partie du système optique qui réalise l'envoi de la radiation réfléchie et le prélèvement sur la même direction de la radiation émise. Il fait appel à un miroir plan qui se trouve plongé dans l'angle solide d'un miroir parabolique. Tous les miroirs paraboliques sont identiques aux miroirs paraboliques du système optique de la figure 2.1-6 (miroirs parabolique à 90°, traités en or), sauf que le coté parallèle se trouve dans ce cas orienté dans la direction perpendiculaire au

plan de la figure. Le petit miroir plan possède le même traitement en or. Il est entouré par la nappe conique correspondante à l'angle solide du miroir parabolique qui prélève la radiation émise par la surface (à gauche sur la figure 2.2-1) et également par la nappe conique de l'angle solide du miroir parabolique qui dirige la radiation incidente sur la surface (au centre de la figure). Ce miroir plan est placé tel que  $A + B = 152.4$  mm, soit la distance focale du côté focalisant d'un miroir parabolique employé. Il prélève la partie correspondante de la radiation incidente et la redirige vers la surface. Dans l'autre sens, le reste de l'angle solide qu'il n'obture pas participe au prélèvement de la radiation émise par la surface.

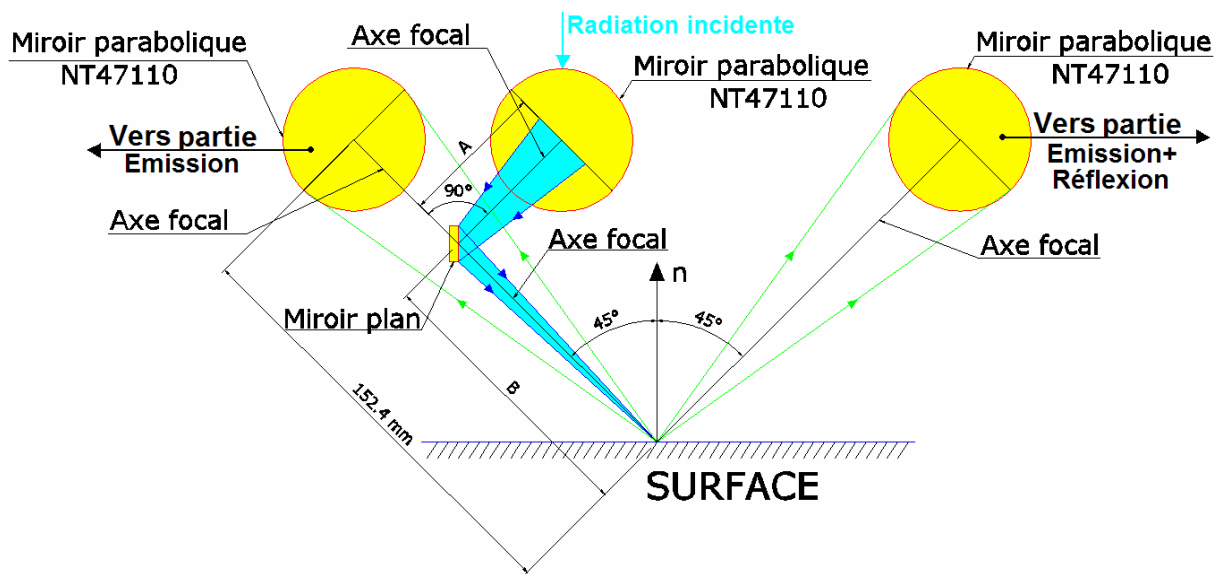


Figure 2.2-1 : Partie du système optique réalisant les deux mesures : émission et émission+réflexion

Chaque miroir parabolique de la figure 2.2-1 va travailler couplé avec un autre miroir parabolique identique qui va focaliser sur les détecteurs infrarouge et sur la source de radiation extérieure (corps noir). Un tel type de système optique impose l'utilisation de deux doubles détecteurs infrarouges. La figure suivante présente un schéma de tout l'ensemble optique avec les détecteurs :

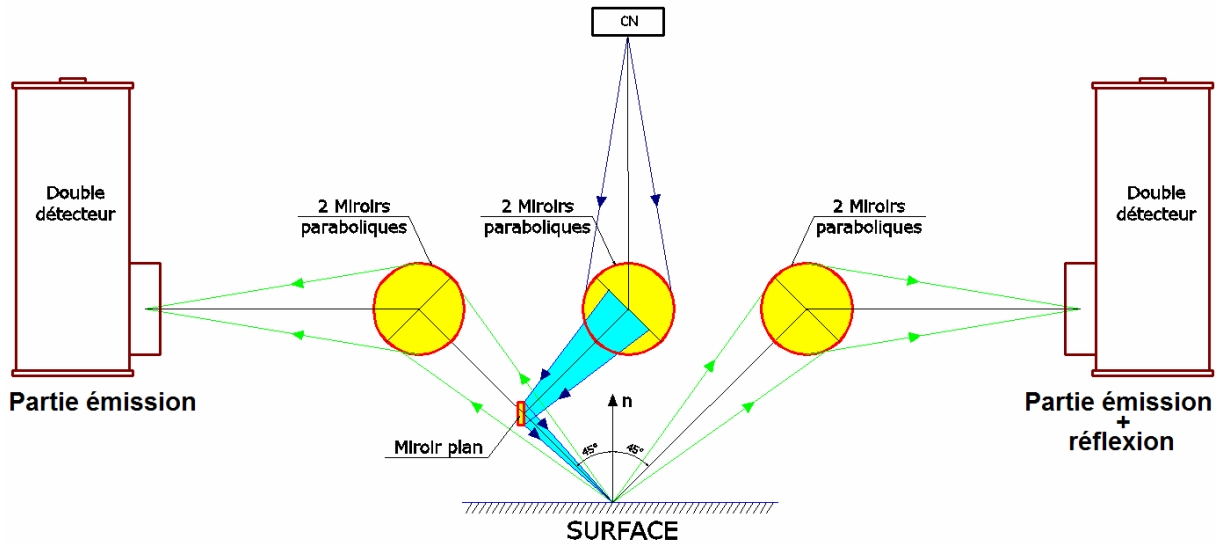


Figure 2.2-2 : Schéma de la méthode pour les mesures en dynamique

L'avantage essentiel du système est la possibilité de la détection simultanée de la radiation émise et de la radiation émise+réfléchiée sans devoir faire une modulation de la radiation du corps noir. Ce type de système n'impose aucune autre contrainte sur la vitesse de variation de la température de la surface (dans la limite des détecteurs thermiques) et il peut être appliqué pour la détermination des températures développées dans les échantillons soumis à des chargements dynamiques.

La procédure pour la détermination de la température présente quelques différences par rapport à celle décrite dans le paragraphe 2.1.1. La présence de quatre capteurs thermiques (2 pour chaque double détecteur) impose des modifications dans l'interprétation des signaux. Le système suivant décrit les puissances reçues par chaque capteur :

$$\left\{ \begin{array}{l} W_1^E(T) = \int_{\Lambda_1} \Delta_1 r_1^E(\lambda) [e(\lambda, T) L^0(\lambda, T) + (1 - e(\lambda, T)) L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \\ W_2^E(T) = \int_{\Lambda_2} \Delta_1 r_2^E(\lambda) [e(\lambda, T) L^0(\lambda, T) + (1 - e(\lambda, T)) L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \\ W_1^{ER}(T) = A \int_{\Lambda_1} \Delta_2 r_1^{ER}(\lambda) (1 - e(\lambda, T)) L^0(\lambda, T_s) d\lambda + \int_{\Lambda_1} \Delta_3 r_1^{ER}(\lambda) [e(\lambda, T) L^0(\lambda, T) + (1 - e(\lambda, T)) L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \\ W_2^{ER}(T) = A \int_{\Lambda_2} \Delta_2 r_2^{ER}(\lambda) (1 - e(\lambda, T)) L^0(\lambda, T_s) d\lambda + \int_{\Lambda_2} \Delta_3 r_2^{ER}(\lambda) [e(\lambda, T) L^0(\lambda, T) + (1 - e(\lambda, T)) L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \end{array} \right. \quad (2.2-1)$$

Les indices 1 indiquent les capteurs de chaque détecteur qui font la détection sur les courtes

longueurs d'onde (InSb) ; les indices 2 indiquent ceux qui font la détection sur les grandes longueurs d'onde (MCT). Les deux premières équations décrivent la radiation émise (E) et les deux dernières, la radiation émise+la radiation réfléchie (ER). Par rapport aux notations déjà décrites pour le système 2.1-1, on observe d'autres notations qui font leur apparition : les réponses spectrales de chaque capteur  $r_1^E(\lambda)$ ,  $r_2^E(\lambda)$ ,  $r_1^{ER}(\lambda)$  et  $r_2^{ER}(\lambda)$  (Fig. 2.2-3) et l'influence des composantes optiques  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  et  $\Delta_3$ . Ces derniers paramètres dépendent des angles solides des miroirs et aussi de leur réflectivité spectrale ( $\rho = 0.98$ ). Si on note avec  $AS$  l'angle solide d'un miroir parabolique et avec  $AS_{mp}$  la partie de cet angle correspondante au petit miroir plan (Fig. 2.2-1 et 2.2-2), alors l'influence des composantes optiques peut-être écrite comme étant :

$$\Delta_1 = (AS - AS_{mp})\rho^2, \quad \Delta_2 = AS_{mp}\rho^5 \quad \text{et} \quad \Delta_3 = AS\rho^2 \quad (2.2-2)$$

Si on fait appel à la même approximation concernant l'égalité des moyennes pondérées de l'émissivité spectrale et si on fait la notation suivante  $F_i^x = \int_{\Lambda_i} r_i^x(\lambda)L^0(\lambda,T)d\lambda$ , avec  $i=1,2$  et

$x = E, ER$ , le système 2.2-1 prend la forme suivante :

$$\begin{cases} W_1^E(T) = \Delta_1 [e_1(T)F_1^E(T) + F_1^E(T_{AMB}) - e_1(T)F_1^E(T_{AMB})] \\ W_2^E(T) = \Delta_1 [e_2(T)F_2^E(T) + F_2^E(T_{AMB}) - e_2(T)F_2^E(T_{AMB})] \\ W_1^{ER}(T) = \Delta_2 [AF_1^{ER}(T_S) - Ae_1(T)F_1^{ER}(T_S)] + \Delta_3 [e_1(T)F_1^{ER}(T) + F_1^{ER}(T_{AMB}) - e_1(T)F_1^{ER}(T_{AMB})] \\ W_2^{ER}(T) = \Delta_2 [AF_2^{ER}(T_S) - Ae_2(T)F_2^{ER}(T_S)] + \Delta_3 [e_2(T)F_2^{ER}(T) + F_2^{ER}(T_{AMB}) - e_2(T)F_2^{ER}(T_{AMB})] \end{cases} \quad (2.2-3)$$

Les inconnues du système sont la température  $T$ , les deux moyennes pondérées de l'émissivité spectrale,  $e_1$  et  $e_2$ , et la fraction de l'indicatrice de réflexion  $A$ . Comme les réponses spectrales de chaque capteur sont connues (Fig. 2.2-3), les valeurs  $F_i^x$  peuvent être calculées pour chaque capteur thermique, pour un intervalle de température et le système 2.2-3 peut-être ensuite résolu pour chacune de ces valeurs.



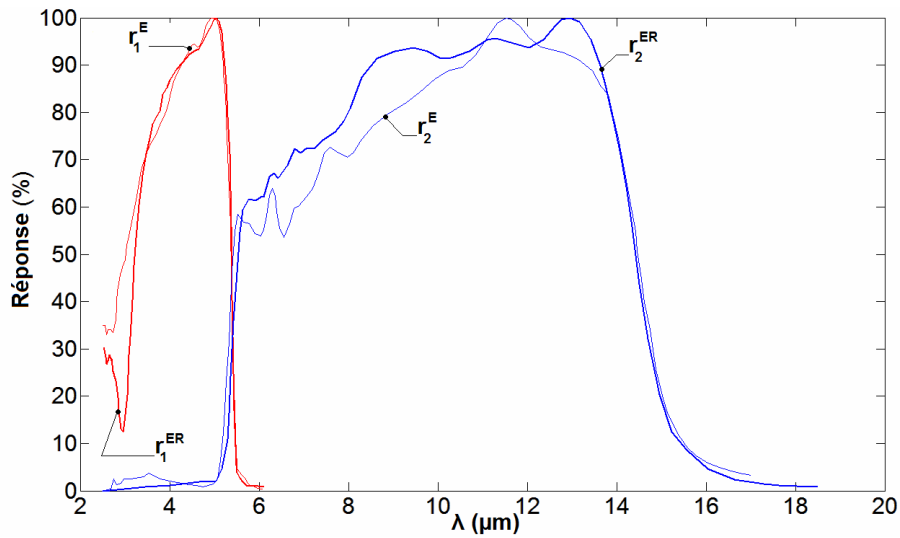


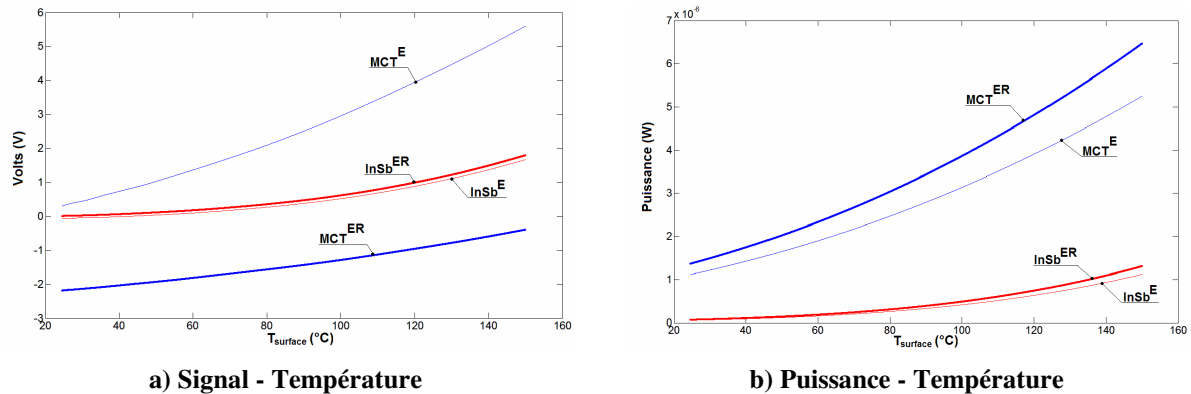
Figure 2.2-3 : Réponses spectrales des capteurs

Cet algorithme de résolution donne plusieurs solutions, pour les mêmes raisons que celles décrites dans le paragraphe 2.1.1, figure 2.1-1. La bonne solution est celle pour laquelle la fraction de l'indicatrice de réflexion est sous unitaire :  $A \leq 1$ .

Les systèmes 2.2-3 et 2.2-1 décrivent les puissances reçues par chaque capteur thermique et afin de pouvoir utiliser ces systèmes, les signaux fournis par les capteurs doivent être convertis en puissance. Une modalité pour réaliser cette conversion est de calculer la puissance reçue par un capteur, en provenant d'un corps de température et émissivité connue, par un système optique connu. Comme la température du corps est connue, les relations entre la température et la puissance et la température et le signal du capteur sont établies et ensuite la correspondance signal-puissance est déterminée. Si pour le schéma décrit sur la figure 2.2-2, on utilise une surface de température (variable) et émissivité spectrale connue  $e_c$ , et on n'utilise pas le corps noir qui génère la radiation réfléchiée, les puissances reçues par chaque capteur peuvent être calculées en fonction de la température  $T_{surface}$  de la surface :

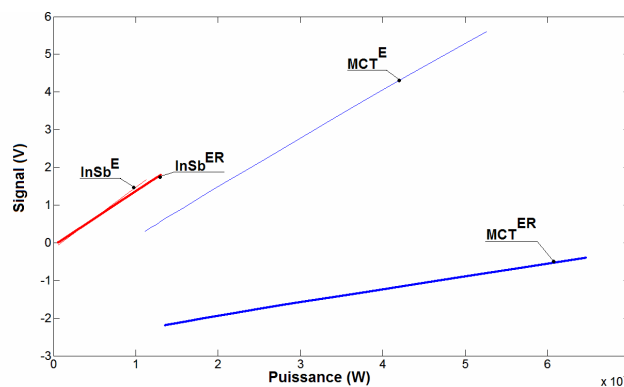
$$\left\{ \begin{array}{l} W_1^E(T_{surface}) = \int_{\Lambda_1} \Delta_1 r_1^E(\lambda) [e_c(\lambda, T_{surface}) L^0(\lambda, T_{surface}) + (1 - e_c(\lambda, T_{surface})) L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \\ W_2^E(T_{surface}) = \int_{\Lambda_2} \Delta_1 r_2^E(\lambda) [e_c(\lambda, T_{surface}) L^0(\lambda, T_{surface}) + (1 - e_c(\lambda, T_{surface})) L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \\ W_1^{ER}(T_{surface}) = \int_{\Lambda_1} \Delta_3 r_1^{ER}(\lambda) [e_c(\lambda, T_{surface}) L^0(\lambda, T_{surface}) + (1 - e_c(\lambda, T_{surface})) L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \\ W_2^{ER}(T_{surface}) = \int_{\Lambda_2} \Delta_3 r_2^{ER}(\lambda) [e_c(\lambda, T_{surface}) L^0(\lambda, T_{surface}) + (1 - e_c(\lambda, T_{surface})) L^0(\lambda, T_{AMB})] d\lambda \end{array} \right. \quad (2.2-4)$$

Pendant la variation de la température  $T_{surface}$ , le signal des capteurs est enregistré et la relation signal -  $T_{surface}$  établie. La figure suivante montre les deux relations, pour les quatre capteurs, tracés pour une émissivité  $e_c = 0.95$  constante sur la plage spectrale :



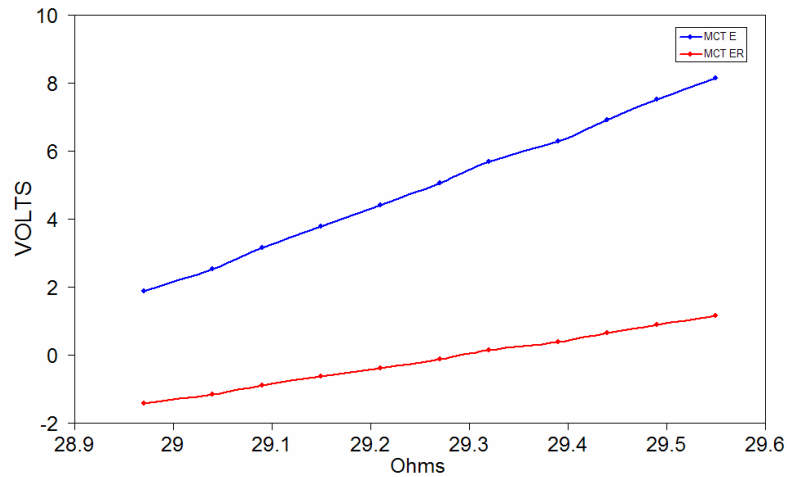
**Figure 2.2-4 : Relation Signal – température et puissance reçue - température**

A partir de ces deux relations, une troisième relation, entre le signal électrique des capteurs et la puissance thermique reçue par chacun est établie. La figure 2.2-5 montre cette relation qui dérive de la figure 2.2-4. Les relations entre le signal électrique et la puissance reçue par chaque capteur thermique manifestent une linéarité qui peut être quantifiée et utilisée par la suite pour transformer chaque signal électrique en puissance.

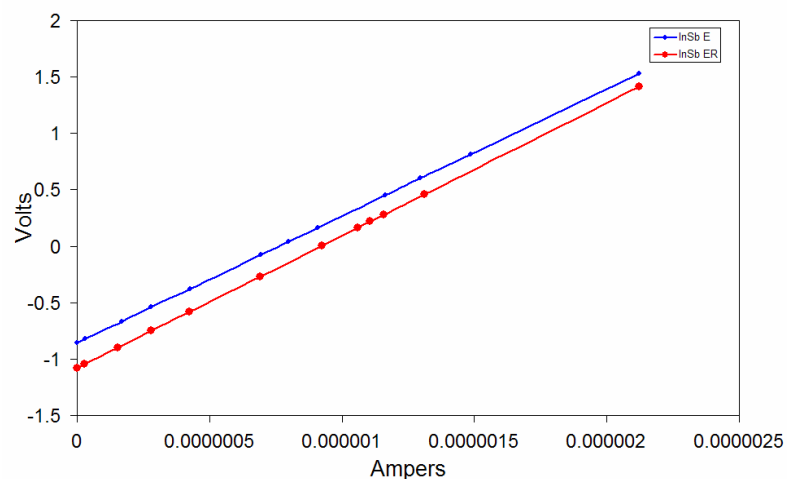


**Figure 2.2-5 : Relation linéaire entre le signal électrique et la puissance reçue**

Cette méthode de transformation du signal électrique en puissance thermique est facilitée par le fait que les amplificateurs électroniques de chaque capteur sont linéaires. Les figures suivantes montrent une relation quasi-linéaire pour chaque amplificateur :



**Figure 2.2-6 : Linéarité amplificateurs des capteurs MCT**



**Figure 2.2-7 : Linéarité amplificateurs des capteurs InSb**

A remarquer que les amplis des capteurs MCT transforment la variation d'une résistance électrique (ce qui correspond à la sortie de ce type de détecteur qui est photoconducteur) en volts. En revanche, comme les capteurs InSb sont des capteurs photovoltaïques, les amplis correspondants transforment un courant en tension.

### **2.3. Sources des erreurs**

Dans cette partie, une estimation de l'erreur sur la détermination de la température et qui provient de différentes sources est donnée. La méthode de détermination de la température pour les tests en dynamique fait appel à une approximation concernant l'algorithme de

résolution du système des équations. La particularité du système optique utilisé et les conditions de la dynamique (mouvement de l'échantillon) peuvent aussi créer des incertitudes sur la température déterminée. Une quantification de ces incertitudes est proposée. Le bruit des signaux des capteurs joue aussi son rôle sur l'incertitude de la température. Une analyse plus attentive du bruit qui affecte les signaux, ainsi que la façon dont le résultat final en est affecté, sont décrites.

### 2.3.1. Erreur algorithmique

Cette erreur fait référence à l'approximation concernant les moyennes pondérées de l'émissivité spectrale. Cette approximation est utilisée afin de passer du système des équations 2.2-1 au système 2.2-3. Elle est utilisée pour la première fois dans le paragraphe 2.1.1 et elle consiste à considérer que  $e_i(T) = \bar{e}_i(T) = \bar{\bar{e}}_i(T)$ , avec :

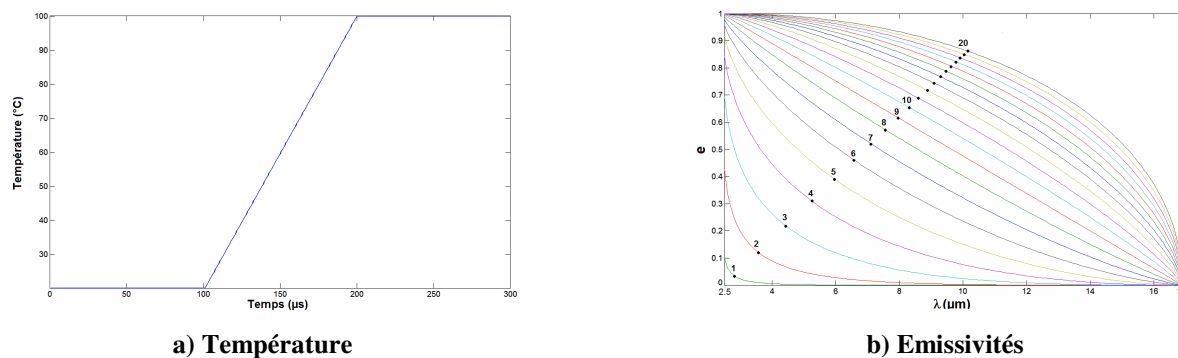
$$e_i(T) = \frac{\int_{\Lambda_i} e(\lambda, T) r(\lambda) L^0(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\Lambda_i} r(\lambda) L^0(\lambda, T) d\lambda} \quad (2.3-1)$$

$$\bar{e}_i(T) = \frac{\int_{\Lambda_i} e(\lambda, T) r(\lambda) L^0(\lambda, T_{AMB}) d\lambda}{\int_{\Lambda_i} r(\lambda) L^0(\lambda, T_{AMB}) d\lambda} \quad (2.3-2)$$

$$\bar{\bar{e}}_i(T) = \frac{\int_{\Lambda_i} e(\lambda, T) r(\lambda) L^0(\lambda, T_s) d\lambda}{\int_{\Lambda_i} r(\lambda) L^0(\lambda, T_s) d\lambda} \quad (2.3-3)$$

L'indice  $i$  désigne les deux plages spectrales  $\Lambda_1$  et  $\Lambda_2$ . La quantité  $r(\lambda)$  représente la réponse du capteur considéré sur sa plage spectrale et  $L^0$  est la luminance donnée par la loi de Planck (Eq. 1.2-2), pour les trois températures : la température ambiante  $T_{AMB}$ , la température de la source générant la radiation réfléchie,  $T_s$ , et la température  $T$  de la surface.

Comme il a été déjà évoqué dans le paragraphe 2.1.1., la qualité de l'approximation concernant l'égalité des moyennes pondérées de l'émissivité spectrale  $e(\lambda, T)$  dépend principalement de la variation de cette émissivité sur la totalité de la plage spectrale de détection et aussi des valeurs des trois températures impliquées. Si l'émissivité est constante sur la plage de détection, l'égalité est évidente. Des différences plus importantes peuvent apparaître entre les trois moyennes pondérées (Eq. 2.3-1, 2.3-2 et 2.3-3) quand elle présente une variation spectrale. Pour quantifier l'erreur finale que cette approximation crée sur la température, des variations extrêmes de l'émissivité sur la plage spectrale de détection ont été employées dans une simulation. Bien que le choix d'une émissivité pour un calcul est subjective, les émissivités choisies sont des émissivités qui présentent une forte variation sur la plage spectrale de détection (de 2.5  $\mu\text{m}$  à 17  $\mu\text{m}$ , Figure 2.2-3). Cette forte variation ne se retrouve pas dans la réalité, mais une quantification des erreurs engendrées sur la détermination de la température par ces émissivités donne une enveloppe des vraies erreurs pour la méthode présentée. Si cette enveloppe des erreurs se retrouve dans des limites acceptables, alors l'erreur qui provient d'une variation réelle doit à son tour être satisfaisante. Le calcul a été réalisé sur une température variable de 20° C à 100° C, variation courante de la température pour un essai dynamique de compression sur les barres d'Hopkinson. La rampe de température ainsi que les émissivités utilisées, sont présentées sur la figure suivante :

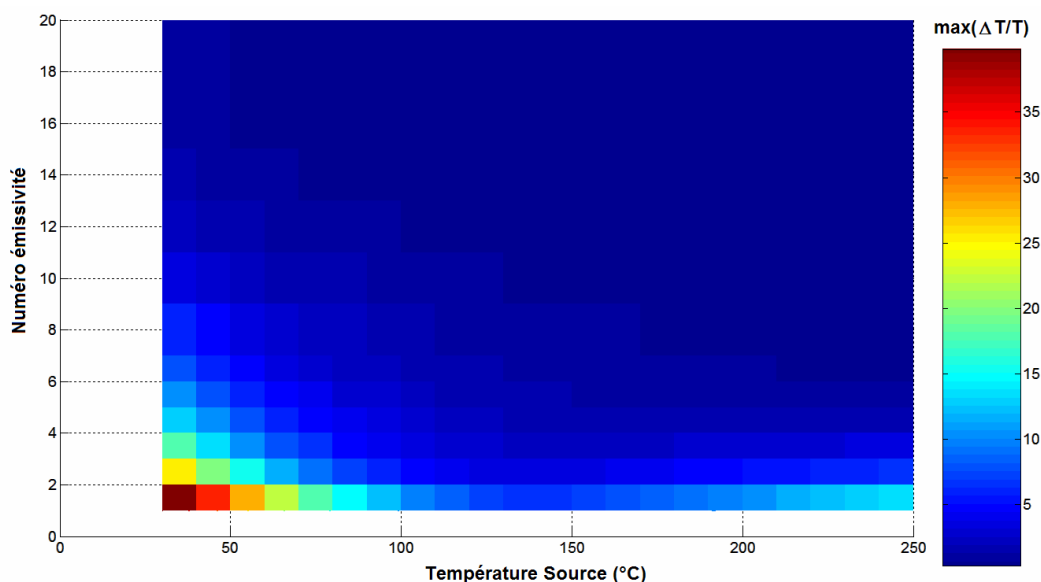


**Figure 2.3-1 : La variation de la température et les émissivités utilisées pour le calcul de l'erreur**

L'échelle de temps de la température n'a aucune importance pour l'instant, car le calcul est effectué à chaque pas de temps.

La puissance de la radiation rayonnée par une surface qui se trouve à cette température et qui possède ces émissivités a été calculée. La fraction de cette puissance qui est reçue par les capteurs thermiques qui présentent les réponses de la figure 2.2-3 a été ensuite calculée avec l'aide des équations du système 2.2-1. Ce système d'équations prend en compte la présence

du système optique déjà décrit (Fig. 2.2-2). Une température ambiante de 20° C a été prise en compte. Pour chaque émissivité de la figure 2.3-1, plusieurs valeurs de la température de la source (corps noir) générant le rayonnement réfléchi ont été considérées. La fraction  $A$  de l'indicatrice de réflexion a été prise à 100% (ce qui correspond à un angle solide de mesure plus grand que l'angle de dispersion). Avec ces puissances, le calcul inverse a été effectué, pour retrouver la température initiale. Les équations du système 2.2-3 ont été utilisées. Elles font appel à l'approximation concernant l'égalité des moyennes de l'émissivité spectrale. La figure suivante présente l'erreur maximale obtenue sur la température (en fonction de la valeur de la température à déterminer, l'erreur est variable et la figure suivante présente le maximum de cette erreur pour la variation de la température de la figure 2.3-1):



**Figure 2.3-2 : Carte des erreurs en pourcentage sur la température en fonction de l'émissivité et de la température de la source extérieure**

Cette figure est intéressante à plusieurs points de vue. D'abord, elle montre l'importance de la variation spectrale de l'émissivité (le numéro en ordonnée correspond au numéro de l'émissivité de la figure 2.3-1b) sur le calcul final, par rapport à la valeur de la température de la source ( $T_s$  en abscisse). Elle montre aussi que pour des valeurs très faibles de l'émissivité, l'erreur est plus importante. Par exemple, l'émissivité numéro 1 décroît à des valeurs de l'ordre de  $10^{-5}$  sur la plage de détection des capteurs MCT, ce qui correspond plutôt à une surface très réfléchissante (plus réfléchissante que les miroirs paraboliques traités en or). Malgré la faible intensité de cette émissivité l'erreur minimale sur la température est de 7%. Cette émissivité est un cas extrême et on observe que, dès que la valeur de l'émissivité

augmente (en restant toujours faible, sous 0.1), l'erreur maximale sur la température diminue. Pour des valeurs couramment observées pour l'émissivité (pour les métaux en général), l'erreur maximale reste inférieure à 2.3% pour des valeurs de  $T_s$  au-delà de 150° C. Parce que les émissivités utilisées pour le calcul ont des variations fortes, cette valeur de l'erreur maximale peut-être considérée comme surévaluée. Elle représente un bon indicateur sur la précision algorithmique de la méthode, qui malgré l'approximation qu'elle utilise, donne des résultats précis.

### 2.3.2. Erreur due au bruit

Le paragraphe va tenter une analyse des bruits qui affectent les signaux provenant de capteurs thermiques utilisés. Il va également essayer de mettre en évidence la façon dont le bruit joue sur l'imprécision du calcul de la température.

La grande majorité des bruits d'un détecteur sont à densité spectrale uniforme [16]. Ces bruits sont caractéristiques des capteurs thermiques, mais il est possible d'avoir également un apport important de l'électronique qui est derrière les capteurs (les amplificateurs, les connexions, etc.) raison pour laquelle l'analyse est effectuée sur le signal électrique final qui est fourni. La figure suivante présente les signaux des deux double-détecteurs utilisés (figure 2.2-2) pour un échantillon à une température constante de 20° C, pendant 800  $\mu$ s, avec une fréquence d'acquisition de 1 MHz :

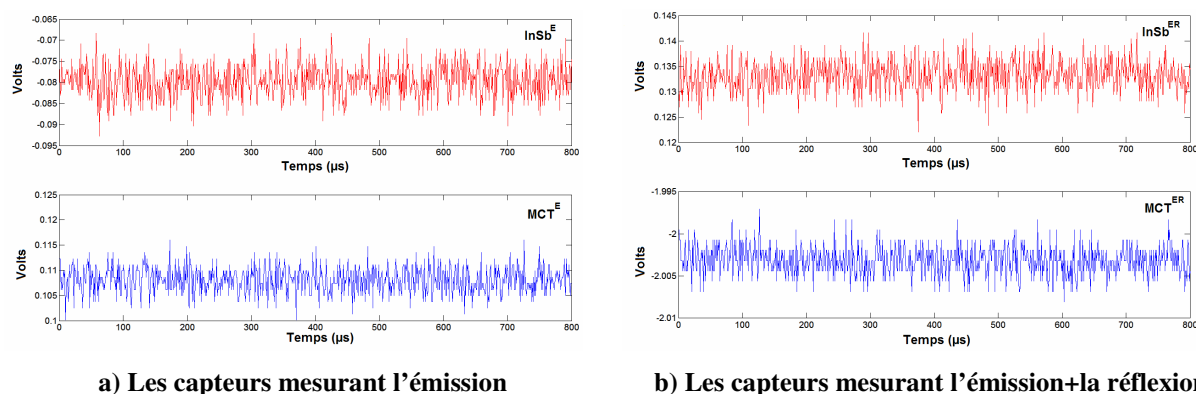


Figure 2.3-3 : Les signaux électriques des 4 capteurs

Chaque signal est considéré comme étant les réalisations d'une variable aléatoire  $Z$ . Si cette variable aléatoire à une distribution normale, alors le bruit agissant sur les signaux est blanc

(bruit à densité spectrale uniforme) et le signal est caractérisé par une moyenne stable. Un test pour la distribution normale est de vérifier que le moment d'ordre 3 (le paramètre d'asymétrie de Pearson) tend vers zéros, soit  $\beta_1 = 0$  et, que dans le même temps, le moment d'ordre 4 (le paramètre d'aplatissement de Pearson) tend vers 3, soit  $\beta_2 = 3$  [20]. Les deux moments sont donnés par :

$$\beta_1 = \frac{\mu_3'}{\sigma^3} \quad \text{et} \quad \beta_2 = \frac{\mu_4'}{\sigma^4} \quad (2.3-4)$$

$$\text{avec } \mu_3' = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Z_i - \bar{Z})^3 \quad \text{et} \quad \mu_4' = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Z_i - \bar{Z})^4 \quad (2.3-5)$$

La quantité  $\bar{Z}$  est la moyenne arithmétique des réalisations  $Z_i$  de la variable aléatoire  $Z$  et la quantité  $\sigma$  est son écart type :

$$\bar{Z} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Z_i, \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Z_i - \bar{Z})^2} \quad (2.3-6)$$

Comme la durée d'enregistrement est de 800  $\mu\text{s}$  et la fréquence d'acquisition est de 1 MHz, chaque signal est constitué par 800 réalisations de cette variable aléatoire ( $N = 800$ ). Le tableau suivant présente les deux coefficients de Pearson, calculés pour les signaux de la figure 2.3-3 :

Capteur	$\beta_1$	$\beta_2$
InSb <sup>E</sup>	-0.025	2.813
MCT <sup>E</sup>	-0.0484	2.7974
InSb <sup>ER</sup>	-0.098	3.0217
MCT <sup>ER</sup>	0.066	2.9902

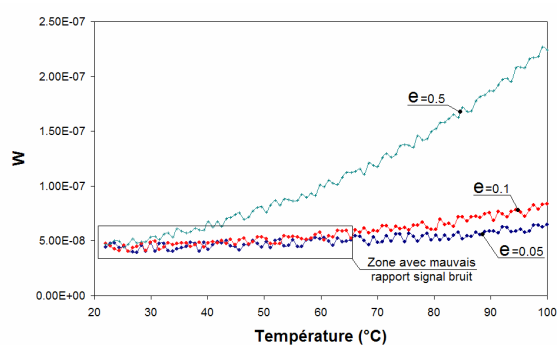
**Tableau 2.3-1**

Les valeurs des deux coefficients indiquent des bruits à densité spectrale uniforme.

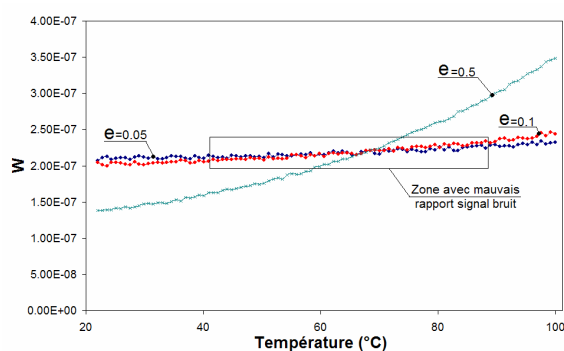
Souvent, la détermination de la température est réalisée à partir des signaux enregistrés sans filtrage, mais il existe aussi des situations où il est nécessaire de filtrer les signaux avant le



calcul. Ces situations sont rencontrées dans le cas des matériaux avec une faible émissivité (métaux avec surface polie), où le rapport signal sur bruit est de mauvaise qualité et il peut rendre le calcul de la température instable. Ceci est d'autant plus vrai pour les courtes longueurs d'onde, soit pour les capteurs InSb. En effet, le maximum de l'émission donné par la loi de Planck pour une température de 20° C est situé à 10  $\mu\text{m}$  environ et, pour les courtes longueurs d'onde, il reste très peu d'émission. Comme la loi du Planck décrit l'émission du corps noir, alors l'émission des corps avec des surfaces très réfléchissantes, situés à des températures similaires, reste inférieure à moins d'un dixième de celle du corps noir, ce qui implique encore beaucoup moins d'émission pour la plage de détection des capteurs InSb. La figure suivante présente les puissances reçues par les deux capteurs InSb, calculées avec la première et la troisième équation du système 2.2-1, pour le système optique de la figure 2.2-2, pour la rampe de température de figure 2.3-1a et pour des émissivités inférieures à 0.1, constantes sur la plage de détection (la puissance correspondante à l'émissivité de 0.5 est illustrée à titre comparatif) :



a) Le capteur InSb mesurant l'émission



b) Le capteur InSb mesurant l'émission+la réflexion

**Figure 2.3-4 : Mauvaise détection dans le cas des faibles émissivités pour les capteurs InSb**

La figure 2.3-4a présente la puissance de la radiation émise par une surface de température variable (en abscisse) et reçue par le capteur. Cette puissance est calculée pour trois émissivités. Un bruit blanc caractéristique à ce capteur a été également implémenté. Cette figure montre que pour des émissivités inférieures à 0.1 (ce qui correspond aux surfaces métalliques réfléchissantes) il existe des températures pour lesquelles la puissance reçue par le capteur se retrouve dans le bruit et il est impossible de distinguer entre les puissances caractéristiques à des émissivités différentes (mais qui sont toujours faibles). La puissance caractéristique à l'émissivité de 0.5 est montrée à titre comparatif (elle est moins affectée par le bruit).

C'est le même cas pour la figure 2.3-4b qui présente les puissances correspondantes à

l'émission de la même surface avec les mêmes émissivités et à la réflexion sur cette surface d'une radiation qui correspond à une température de 150° C. Comme les émissivités sont faibles, les puissances correspondantes à la réflexion sont plus importantes que les puissances correspondantes à l'émission et l'apport de ces dernières à la puissance totale reçue par le capteur InSb est de l'ordre de grandeur du bruit.

### 2.3.3. Erreur Doppler

L'effet doppler représente le changement de fréquence d'une onde électromagnétique, entre l'émetteur et le récepteur, quand les deux effectuent un mouvement l'un par rapport à l'autre. Comme la radiation infrarouge est une onde électromagnétique, il est possible que pendant les mesures de la température pour les essais dynamiques, à cause du mouvement de l'échantillon, une erreur soit introduite sur la température déterminée.

Pour quantifier cette erreur, considérons un référentiel relié au récepteur, qui dans notre cas est le capteur thermique. La vitesse de la surface rayonnante (de l'échantillon) par rapport à ce référentiel est  $v_{ech}$ . La vitesse de propagation de la radiation infrarouge est égale à celle de la lumière et elle est notée  $c$ . La puissance de la radiation émise par l'échantillon à une longueur d'onde fixe  $\lambda_{ech}$  est reçue par le capteur thermique à  $\lambda_{capt}$ . La relation entre les deux longueurs d'onde est donnée par :

$$\lambda_{capt} = \frac{c - v_{ech}}{c} \lambda_{ech} \quad (2.3-7)$$

Comme la radiation infrarouge est émise sur une plage spectrale, les capteurs infrarouges « voient » par leur fenêtre de détection un spectre d'émission déplacé par rapport au spectre émis par l'échantillon.

Etant donnée la valeur réduite de la vitesse de l'échantillon (dans le référentiel des détecteurs) par rapport à la vitesse de la radiation infrarouge (299 792 458 m/s), le déplacement spectral relatif est de l'ordre de  $10^{-7}$ , ce qui implique une erreur estimative sur la température de l'ordre de 0.01 %. Ce calcul a été réalisé pour une vitesse de l'échantillon de 20 m/s, pour la rampe de température de la figure 2.3-1a, et pour le montage optique de la figure 2.2-2. Cette

erreur est donc totalement négligeable.

### 2.3.4. Erreur en réchauffement local

On s'intéresse au possible échauffement de l'éprouvette par la source infrarouge dont on mesure la réflexion. C'est la partie absorbée (que l'on pose égale à  $\alpha$  fois la partie reçue -  $\alpha$  étant mesuré au cours de l'essai) qui est susceptible d'échauffer l'échantillon.

Considérons une partie de l'échantillon de volume  $V$ , de masse volumique  $\rho_v$  et de capacité calorifique massique  $c_m$ , un corps noir de surface  $S$  à température  $T$  et un temps d'exposition  $\tau$ .

La variation de température d'un volume  $V$  de l'échantillon au bout du temps  $\tau$  s'écrit :

$$\Delta T = \frac{\tau \alpha \Delta_2 S \int L^0(\lambda, T) d\lambda}{\rho_v c_m V} \quad (2.3-8)$$

La quantité  $\Delta_2$  représente la caractéristique du système optique de la figure 2.2-2 concernant la partie du rayonnement incident. On suppose en outre que la quasi totalité de l'énergie est rayonnée sur une plage spectrale inférieure à 20  $\mu\text{m}$  et qu' $\alpha = 1$ .

Pendant la mise en place de l'essai, qui dure quelques minutes, on estime que l'échauffement induit peut être rapporté au volume de l'échantillon. Avec  $T=300^\circ\text{C}$ ,  $S$  la surface d'un corps noir de diamètre 4 mm, un échantillon en aluminium (de faible capacité calorifique) de 150  $\text{mm}^3$  et un temps d'exposition de 10 mn, on trouve une élévation de température de  $0,5^\circ\text{C}$ .

Ce qu'on mesure, c'est l'élévation de température de l'échantillon pendant le chargement dynamique dont la durée est inférieure à 1 ms. On peut supposer, dans ce cas, que la chaleur n'a pas le temps de diffuser et qu'elle est déposée dans une couche mince correspondant à un volume de 1  $\text{mm}^3$ .

On trouve alors une élévation de température de  $10^{-4}^\circ\text{C}$  qui est donc parfaitement négligeable. Ceci est confirmé par la figure 2.3-5 où sont représentés les signaux acquis par les capteurs à partir d'environ une milliseconde avant l'essai. Ces signaux ne font apparaître aucune

variation, par comparaison à celles qui ont lieu pendant le chargement. Il est impossible d'y associer un échauffement mesurable.

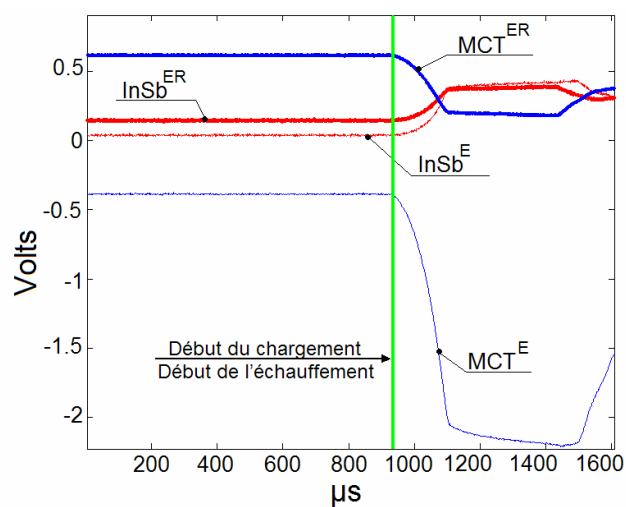


Figure 2.3-5 : Stabilité thermique de l'échantillon avant l'essai

## 3. APPLICATION EN DYNAMIQUE

Comme il a été déjà évoqué, l'intérêt principal pour le développement de la méthode capable de déterminer à la fois la température et l'émissivité à partir des radiations infrarouges, réside dans la mesure de l'élévation de température d'un échantillon pendant les essais dynamiques sur les barres d'Hopkinson.

Ce chapitre commence par une courte présentation des barres et il continue avec la description de la modélisation transitoire d'un essai de compression, avant de passer aux mesures de la température en dynamique.

### **3.1. Les Barres d'Hopkinson**

Les barres d'Hopkinson sont devenues le dispositif le plus utilisé pour l'étude du comportement des matériaux sous sollicitation à de grandes vitesses de déformation. Conçu au début pour des essais de compression, le dispositif a été adapté aussi pour des essais de traction, torsion et cisaillement, soit par l'usinage convenable de l'échantillon [21] (afin de transformer le chargement de compression dans un autre type de sollicitations), soit par modifications effectives sur les barres.

La configuration du dispositif pour des essais de compression se trouve sur la figure suivante :

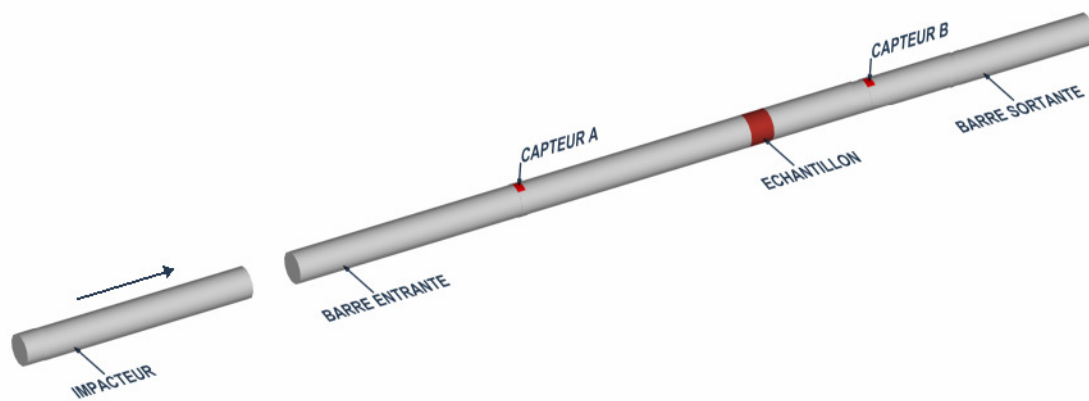


Figure 3.1-1 : Montage des barres pour les essais de compression

Il est constitué par deux barres longues entre lesquelles est placé l'échantillon du matériau à tester. Les barres restent dans le domaine élastique pendant l'essai. Un projectile (impacteur), du même matériau que les barres, est lancé, le plus souvent par l'intermédiaire d'un canon à air comprimé et il rentre en contact avec la première barre, qui est appelée *barre entrante*. Au moment de l'impact, une onde longitudinale de compression, élastique, commence à se propager dans cette barre, vers l'échantillon. Cette onde est vue par le capteur A sous la forme d'un signal fonction du temps, qui est appelé génériquement *l'onde incidente*. La durée du signal est égale à deux fois le temps nécessaire au premier front d'onde pour parcourir la longueur de l'impacteur (c'est le temps nécessaire pour faire un aller-retour dans l'impacteur). Une fois que l'onde est arrivée à l'interface barre entrante – échantillon, une partie est réfléchiée et son passage est détecté de nouveau par le capteur A et vue aussi sous la forme d'un signal en fonction du temps, qui est appelé toujours génériquement *l'onde réfléchiée*. Le reste de l'onde est transmis, à travers l'échantillon, dans la deuxième barre, *la barre sortante*, et son passage est détecté par le capteur B sous la forme d'un signal nommé *l'onde transmise*. Parce que les passages des ondes incidente et transmise sont détectés par l'intermédiaire du même capteur A, il est nécessaire de choisir la longueur de l'impacteur plus petite que la moitié de la longueur de la barre entrante (dans le cas où le capteur A est placé au milieu de la barre – configuration qui permet d'avoir la mesure la plus longue), afin d'éviter la superposition des deux ondes à l'endroit du capteur.

La position du capteur B est choisie de façon à ce que l'onde transmise soit complètement enregistrée, avant que sa première réflexion au bout de la barre soit revenue. Un positionnement du capteur très proche de l'interface échantillon – barre sortante est le plus convenable, mais en réalité il est placé à une certaine distance de l'échantillon, de l'ordre

d'une dizaine de diamètres de la barre, afin d'éviter les effets du bord.

Les capteurs peuvent être de plusieurs types (capteurs de déformation, de vitesse, de déplacement), mais les plus utilisés sont les jauges de déformation. Ces jauges sont attachées aux barres et elles transforment la déformation en signal électrique. Les jauges sont des résistances électriques qui changent de valeur avec la déformation :

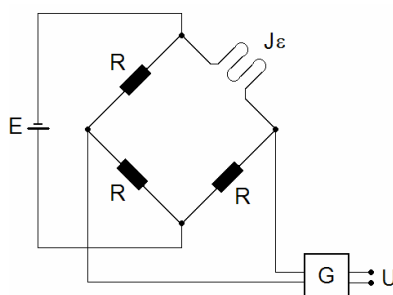


Figure 3.1-2 : Montage électrique d'une jauge extensométrique

Cette figure présente un pont de Wheatstone, formé par une jauge de déformation et trois résistances fixes. Le montage est également appelé *quart de pont*. La jauge se déforme une fois avec la surface de la barre sur laquelle elle est attachée. La déformation  $\varepsilon$  est reliée à la résistance par le facteur de jauge  $J$ . Si le montage est alimenté, on obtient une variation de tension avec la déformation, mais qui est de faible intensité et en conséquence, un amplificateur de gain  $G$  est utilisé. La tension à la sortie du montage est :

$$U = E \cdot G \cdot \frac{1}{4} \cdot J \cdot \varepsilon \quad (3.1-1)$$

Les jauges permettent de déterminer des déformations de l'ordre de  $10^{-6}$ .

La détermination de la déformation à partir des passages des ondes enregistrées sous forme de signal électrique ne permet pas un calcul direct des forces et des déplacements aux faces de l'échantillon. Comme les capteurs A et B sont loin de l'échantillon, un transport des ondes doit être effectué.

Le transport suppose deux problèmes. Le premier tient au phénomène dit de la dispersion des ondes. Il est dû au caractère non uni-dimensionnel des barres qui ne permet pas de négliger les effets d'inertie radiaux. Sa prise en compte est basée sur un traitement fondé sur l'analyse de Fourier. La relation de dispersion exprime en effet la dépendance de la célérité vis-à-vis de

la fréquence [22]. Le deuxième problème consiste dans le transport précis des ondes aux faces de l'échantillon. Une solution qui a donné d'excellents résultats se trouve dans le logiciel de dépouillement David. Elle se base sur l'hypothèse qu'au début de l'essai l'échantillon a un comportement élastique et qu'une simulation élastique de l'essai avec un module d'élasticité convenable utilisant l'onde incidente réelle permet de créer des ondes qui ont la même forme initiale que les ondes enregistrées. Un calage temporel des ondes élastiques avec les ondes enregistrées permet alors de transporter ces dernières avec précision aux faces de l'échantillon.

Un autre problème qui ne vient pas du transport des ondes, mais qui affecte la mesure, est le poinçonnement local de la barre par l'échantillon. Dans les situations où l'échantillon a une section plus petite que celle de la barre, les faces des barres ne restent plus planes au contact avec l'échantillon. Cet effet ne peut pas être détecté par les capteurs de déformation qui sont loin de l'échantillon et en conclusion, la déformation retrouvée à partir des signaux des capteurs n'est pas la vraie déformation du bout des barres. Une solution corrective explicite pour ce problème a été récemment calculée par Safa [23].

A partir des déformations (transportées aux faces de l'échantillon et corrigées) les forces et les vitesses aux faces des barres peuvent être retrouvées :

$$F_e(t) = E_b S_b (\varepsilon_i(t) + \varepsilon_r(t)) \quad (3.1-2)$$

$$F_s(t) = E_b S_b \varepsilon_i(t) \quad (3.1-3)$$

$$v_e(t) = -C_b (\varepsilon_i(t) - \varepsilon_r(t)) \quad (3.1-4)$$

$$v_s(t) = -C_b \varepsilon_i(t) \quad (3.1-5)$$

Les notations suivantes ont été utilisées :

$F_e$  – la force à la face entrante

$F_s$  – la force à la face sortante

$E_b$  – le module d'élasticité des barres

$S_b$  – la section des barres

$v_e$  – la vitesse à la face entrante

$v_s$  – la vitesse à la face sortante



$C_b$  – la célérité dans les barres

$\varepsilon_i$  – l'onde incidente

$\varepsilon_r$  – l'onde réfléchie

$\varepsilon_t$  – l'onde transmise

Par l'intégration des équations 3.1-4 et 3.1-5, les déplacements aux faces des barres sont obtenus :

$$U_e(t) = -C_b \int_0^t (\varepsilon_i(\tau) - \varepsilon_r(\tau)) d\tau \quad (3.1-6)$$

$$U_b(t) = -C_b \int_0^t \varepsilon_i(\tau) d\tau \quad (3.1-7)$$

Avec les forces et les déplacements le comportement de l'échantillon est obtenu. Le plus souvent, un champ homogène de déformation est considéré dans l'échantillon et, à partir de celui-ci, une contrainte moyenne et une déformation moyenne, aussi qu'une vitesse de déformation moyenne sont calculées:

$$\varepsilon_m(t) = \frac{U_s(t) - U_e(t)}{l_e} \quad (3.1-8)$$

$$\sigma_m(t) = \frac{F_e + F_s}{2S_e} \quad (3.1-9)$$

$$\dot{\varepsilon}_m(t) = \frac{v_s(t) - v_e(t)}{l_e} \quad (3.1-10)$$

Les quantités  $l_e$  et  $S_e$  représentent la longueur et la section initiales de l'échantillon.

### 3.2. Modélisation transitoire d'un comportement élastique

Cette modélisation est un cas particulier de la modélisation élasto-visco-pastique décrite dans le paragraphe suivant (3.3). Sa description est utile, car elle présente en détail le raisonnement sur lequel les deux modélisation transitoires résident.

La propagation des ondes dans les barres est bien décrite par un modèle unidimensionnel. La forme des barres nous permet de choisir ce type de modélisation : elles sont longues par rapport à leur rayon. Les ondes sont supposées planes (on considère qu'il n'y a pas de variation des quantités mécaniques sur le rayon de la barre).

Dans l'approche unidimensionnelle, les quantités mécaniques sont des fonctions du temps et d'une seule variable spatiale.

Pour une barre avec un comportement élastique, l'équation d'équilibre d'une section d'abscisse  $x$  sur l'axe  $Ox$ , a la forme suivante (en unidimensionnel) :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} - \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (3.2-1)$$

Comme la barre est élastique et considérée comme étant un milieu unidimensionnel, les relations entre les contraintes et les déformations, et entre les déformations et le déplacement sont :

$$\sigma = E\varepsilon \quad (3.2-2)$$

$$\varepsilon = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.2-3)$$

Pour ces trois relations,  $\sigma$  et  $\varepsilon$  représentent la contrainte et respectivement la déformation,  $u$  le déplacement de la section d'abscisse  $x$ ,  $E$  le module d'élasticité de la barre et  $\rho$  sa masse volumique.

Si la contrainte  $\sigma$  de l'équation 3.2-1, est remplacée avec l'aide des équations 3.2-2 et 3.2-3, l'équation d'onde est trouvée:

$$C^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (3.2-4)$$

, avec  $C = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$  la célérité des ondes élastiques se propageant dans la barre.

La solution générale de l'équation 3.2-4 a la forme suivante :

$$u(x,t) = f(x - Ct) + g(x + Ct) \quad (3.2-5)$$

Les fonctions  $f$  et  $g$  sont des fonctions continues en  $x$  et  $t$  et elles décrivent les ondes qui se propagent avec la célérité  $C$  dans la barre, dans le sens positif et négatif de l'axe  $Ox$ . Du point de vue physique, s'il y a une perturbation impulsionnelle au point abscisse  $x$ , deux fronts d'ondes vont se propager avec la célérité  $C$ , à partir de ce point, dans les deux sens de l'axe  $Ox$ . Bien que  $f$  et  $g$  sont continues, rien ne peut être dit sur leur dérivabilité. Pour décrire les éventuelles discontinuités de contrainte et de vitesse, la relation de saut à travers une discontinuité doit être utilisée:

$$d\sigma = -\rho C dv \quad (3.2-6)$$

En connaissant la déformation  $\varepsilon$  dans un point  $x$  de la barre, on peut déterminer la contrainte et la vitesse particulière de chaque point de la barre qui était initialement au repos :

$$v = -C\varepsilon \quad (3.2-7)$$

$$\sigma = -\rho C v \quad (3.2-8)$$

Prenons maintenant un échantillon qui a un comportement élastique et un système de barres pour lesquelles nous avons fait les notations suivantes :

$C_b$  – la célérité dans les barres

$S_b$  – la section des barres

$\rho_b$  – la masse volumique des barres

$C_e$  – la célérité dans l'échantillon

$S_e$  – la section de l'échantillon

$\rho_e$  – la masse volumique de l'échantillon

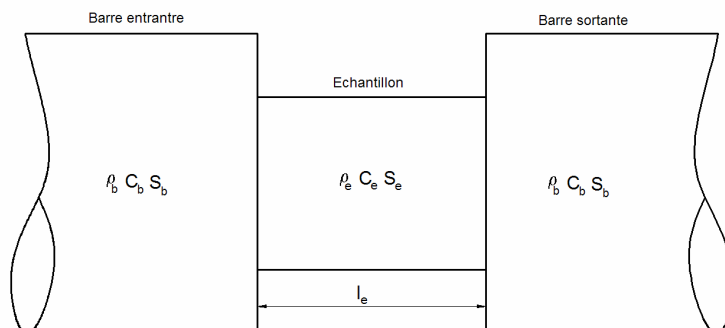


Figure 3.2-1 : Notation utilisées pour le calcul élastique

Le diagramme de Lagrange est nécessaire afin de mieux expliquer la démarche :

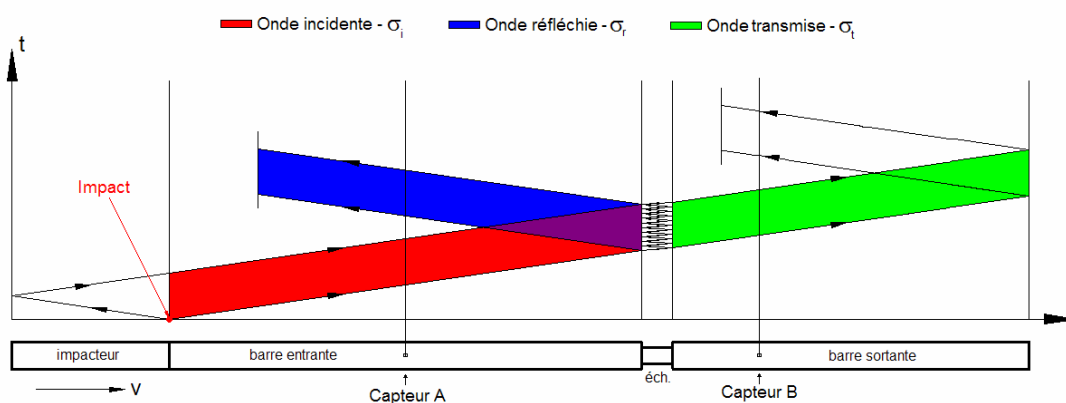
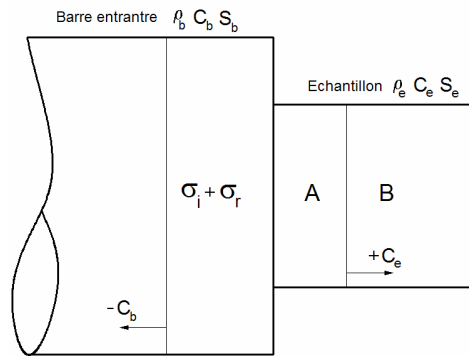


Figure 3.2-2 : Diagramme de Lagrange

L'abscisse représente l'espace et l'ordonnée le temps. Au moment de l'impact, une onde de compression commence à se propager dans la barre entrante vers l'échantillon et dans l'impacteur aussi, mais dans le sens opposé. Parce que l'impacteur a une longueur plus petite que celle de la barre, ce premier front d'onde arrive plus vite à l'extrémité libre de l'impacteur, moment où tout l'impacteur se retrouve dans un état de compression. Une fois que ce premier front d'onde se retourne de cette extrémité libre, il change l'état de compression, en le transformant dans un état de contraintes nulles. Arrivé de nouveau à la surface de séparation impacteur-barre entrante, il commence aussi à transformer l'état de compression créé lors du passage de premier front d'onde de compression dans la barre, dans un état de contraintes nulles. La période de temps entre le premier front d'onde de

compression qui commence à se propager dans la barre entrante, et le dernier front d'onde, qui met à zéro la compression, est égale à la période de temps nécessaire pour le premier front d'onde qui se propage dans l'impacteur, de faire un aller – retour. Cette période de temps représente la durée de l'onde de compression dans la barre entrante (l'onde incidente). Une fois arrivée à l'interface barre entrante–échantillon, une partie de cette onde est réfléchiée et une autre est transmise à travers l'échantillon dans la barre sortante. Pendant la durée de l'onde incidente, dans l'échantillon il y a plusieurs allers – retours, étant donné sa longueur réduite.

Prenons maintenant l'échantillon, pendant sa durée de chargement par l'onde incidente :



**Figure 3.2-3 : Interface barre entrante – échantillon pendant la phase de chargement**

A chaque instant, l'application de l'onde incidente donne naissance dans la barre à la partie réfléchiée et dans l'échantillon à un état A de contrainte et de vitesse qui se propage sur l'état B existant. Si on écrit les conditions de contact entre la barre et l'échantillon (égalité des forces et des vitesses) et si on ajoute la relation de saut entre l'état A et l'état B (considéré connu) on trouve les équations suivantes pour  $\sigma_r$  et  $\sigma_A$  et les vitesses  $v_r$  et  $v_A$  :

$$\sigma_r = \sigma_B \frac{\rho_B C_B S_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} - \sigma_i \frac{\rho_B C_B S_e - \rho_e C_e S_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} + v_B \frac{\rho_e C_e S_e \rho_B C_B}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} \quad (3.2-9)$$

$$v_r = \frac{\sigma_r}{\rho_B C_B} \quad (3.2-10)$$

$$\sigma_A = 2\sigma_i \frac{\rho_e C_e S_B}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} + \sigma_B \frac{\rho_B C_B S_B}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} + v_B \frac{\rho_B C_B S_B \rho_e C_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} \quad (3.2-11)$$

$$v_A = \frac{\sigma_B - \sigma_A}{\rho_e C_e} + v_B \quad (3.2-12)$$

A l'arrivée du premier front de l'onde incidente  $\sigma_i$  à la face entrante de l'échantillon, l'état B de l'échantillon est un état des contraintes et des vitesses nulles :  $\sigma_B = 0$  et  $v_B = 0$  (l'échantillon est au repos).

Avec la même démarche, l'onde sortante  $\sigma_t$  peut être déterminée :

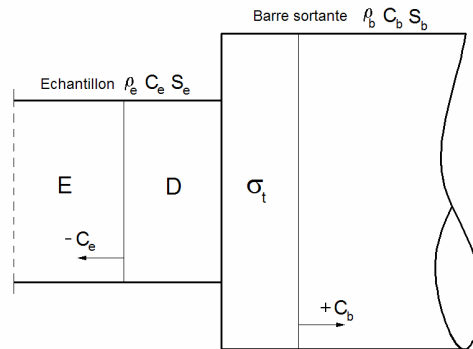


Figure 3.2-4 : Interface échantillon – barre sortante

On considère dans l'échantillon un état de contrainte et de vitesse E connu qui se propage vers la barre sortante. A l'arrivée à la face sortante de l'échantillon, cet état donne naissance à une onde transmise dans la barre et à un nouvel état D de contrainte et de vitesse qui se propage dans l'échantillon. Si on écrit les conditions de contact et la relation de saut entre E et D on obtient les contraintes et les vitesses pour le nouvel état D et pour l'onde transmise :

$$\sigma_t = \left[ \frac{\sigma_E}{\rho_e C_e} - v_E \right] \frac{\rho_e C_e S_e \rho_B C_B}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} \quad (3.2-13)$$

$$v_t = - \frac{\sigma_t}{\rho_B C_B} \quad (3.2-14)$$

$$\sigma_D = \left[ \frac{\sigma_E}{\rho_e C_e} - v_E \right] \frac{\rho_B C_B S_B \rho_e C_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} \quad (3.2-15)$$

$$v_D = \frac{\sigma_D - \sigma_E}{\rho_e C_e} + v_E \quad (3.2-16)$$

Il est possible de déterminer l'onde transmise  $\sigma_t$ , sans calculer a priori des états intermédiaires dans l'échantillon, en considérant que l'état E de la face sortante est égal à l'état A calculé pour la face entrante (avec la prise en compte du temps nécessaire pour traverser

l'échantillon).

En revanche, il est aussi possible, en utilisant le même principe, de déterminer des contraintes et des vitesses dans l'échantillon. Pour faire ceci, l'échantillon est discrétisé sur l'axe  $Ox$ , et on considère que pour chaque instant de temps, un croisement de deux fronts d'onde  $M_A$  et  $M_B$  se propageant dans des directions opposées, se passe dans chaque section de l'échantillon :

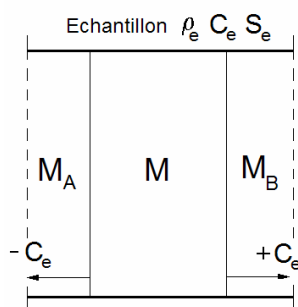


Figure 3.2-5 : Intersection des deux fronts d'ondes dans l'échantillon

En supposant connus les états  $M_A$  et  $M_B$  qui précèdent les croisement, on peut, en écrivant les relations de saut, déterminer le nouvel état  $M$  :

$$\sigma_M = \frac{\sigma_{MA} + \sigma_{MB}}{2} - \frac{\rho_e C_e}{2} (v_{MA} - v_{MB}) \quad (3.2-17)$$

$$v_M = \frac{\sigma_{MB} - \sigma_{MA}}{2\rho_e C_e} + \frac{v_{MB} + v_{MA}}{2} \quad (3.2-18)$$

Les relations de 3.2-9 à 3.2-18 permettent, à partir de l'onde incidente  $\sigma_i$ , de construire les ondes transmises  $\sigma_t$  et réfléchies  $\sigma_r$ , pour un comportement élastique de l'échantillon. Il est également possible de trouver le champ des déformations/contraintes le long de l'échantillon. Si on tient compte du fait qu'initialement l'échantillon n'est pas encore chargé ( $\sigma_B = 0, \sigma_{MA} = 0, \sigma_{MB} = 0, \sigma_M = 0, \sigma_E = 0, \sigma_D = 0, \sigma_t = 0$ ) il est possible de construire un algorithme itératif pour décrire la propagation des ondes dans l'échantillon.

### 3.3. Modélisation transitoire d'un comportement élasto-visco-plastique en 1-D

La modélisation transitoire d'un comportement élasto-visco-plastique est un outil intéressant. En plus de la réponse du matériau, cette modélisation peut construire les ondes dans les barres, et fournir toutes les grandeurs des champs mécaniques dans l'échantillon et des informations concernant la dissipation énergétique. La qualité des résultats obtenus avec un tel type de modélisation dépend de l'identification des paramètres du modèle utilisé et de la complexité du modèle. Nous avons observé que dans le cas unidimensionnel, un faible seuil élastique couplé avec un coefficient de viscosité important, donne une réponse constitutive similaire à celle obtenue en prenant un seuil élastique important ensemble avec un coefficient de viscosité réduit. En revanche, la dissipation énergétique est différente :

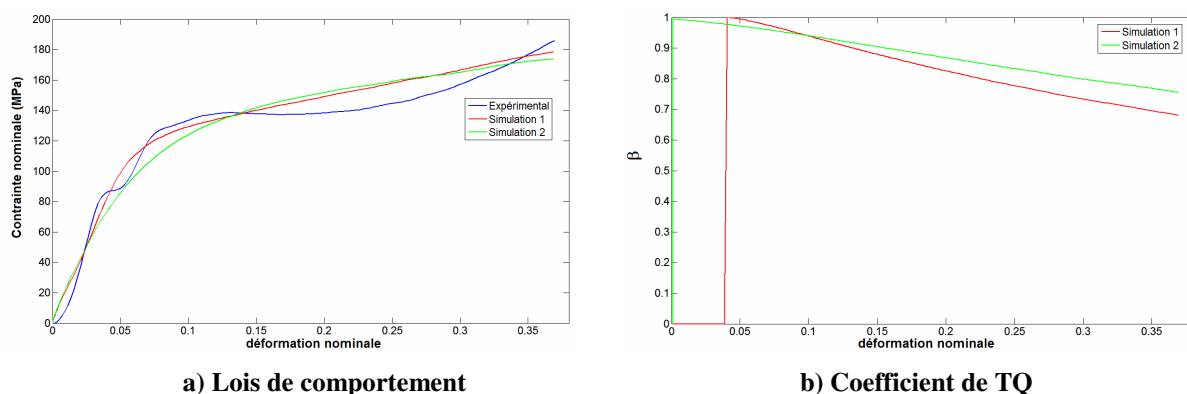


Figure 3.3-1 : Résultats pour deux sets différents des paramètres pour le modèle

Les paramètres pour les deux simulations se trouvent dans le tableau suivant :

	Seuil élastique (MPa)	Coefficient de viscosité (Pas)	Module élastique (GPa)	Module d'écroutissage (MPa)
<b>Simulation 1</b>	80	$2 \times 10^4$	2.1	200
<b>Simulation 2</b>	$10^{-4}$	$6.5 \times 10^5$	2.6	140

Tableau 3.3-1

C'est dans ces situations qu'une mesure précise de la température développée pendant l'essai dynamique, peut conduire à une identification améliorée des paramètres du modèle de



comportement.

Afin de réaliser la modélisation, on se place toujours dans le cadre unidimensionnel. Les quantités mécaniques sont des fonctions de temps et d'une seule variable spatiale. Le modèle de comportement choisi pour l'échantillon est un modèle de type Sokolowski – Malvern, qui suppose une relation différentielle entre la contrainte et la déformation. Pour la compression cette relation à la forme suivante :

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \langle g(\sigma, \varepsilon) \rangle \quad (3.3-1)$$

La fonction  $g$ , est une fonction qui dépend de l'état actuel de contrainte et de déformation. La notation «  $\langle \rangle$  » signifie la partie positive de cette fonction qui est aussi appelée *fonction de relaxation*.

Pour l'évaluer, il est nécessaire de regarder le modèle rhéologique associé:

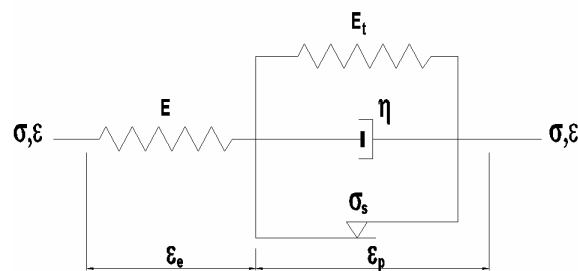


Figure 3.3-2 : Modèle rhéologique associé

Sur cette figure,  $E$  représente le module d'élasticité,  $E_t$  le module d'écrouissage,  $\eta$  le coefficient de viscosité et  $\sigma_s$  est le seuil élastique. La contrainte dans l'amortisseur est proportionnelle à la vitesse de déformation plastique, car elle est égale à  $\eta \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t}$ .

La déformation totale  $\varepsilon$  est égale à la somme de la déformation élastique et de la déformation plastique :

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_p \quad (3.3-2)$$

Si on dérive par rapport au temps, on obtient :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} \quad (3.3-3)$$

Pour la partie élastique, on peut écrire :

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} = \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma}{\partial t} \quad (3.3-4)$$

Conformément à la Fig. 3.3-2, la contrainte peut-être écrite comme :

$$\sigma = E_t \varepsilon_p + \sigma_s + \eta \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} \quad (3.3-5)$$

, soit

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} = \frac{1}{\eta} (\sigma - \sigma_s - E_t \varepsilon_p) \quad (3.3-6)$$

En rapportant 3.3-6 et 3.3-4 en 3.3-3 on trouve :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{\eta} (\sigma - \sigma_s - E_t \varepsilon_p) \quad (3.3-7)$$

Si on tient compte du fait que

$$\varepsilon_p = \varepsilon - \frac{1}{E} \sigma \quad (3.3-8)$$

et de l'équation de compatibilité des déformations :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial x} \quad (3.3-9)$$

, l'équation 3.3-7 devient :

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{(1 + \frac{E_t}{E})\sigma - \sigma_s - E_t \varepsilon}{\eta} \quad (3.3-10)$$

En comparant 3.3-10 à 3.3-1 on trouve l'expression de la fonction  $g$  :

$$g(\sigma, \varepsilon) = \frac{(1 + \frac{E_t}{E})\sigma - \sigma_s - E_t \varepsilon}{\eta} \quad (3.3-11)$$

Pour la modélisation élasto-visco-plastique, on doit résoudre le système suivant pour chaque paire  $(x, t) \in [0, l_e] \times [0, T]$ , où  $l_e$  est la longueur de l'échantillon avec le comportement considéré et  $T$  est la période d'observation du phénomène :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma}{\partial x} - \rho \frac{\partial v}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \langle g(\sigma, \varepsilon) \rangle \end{cases} \quad (3.3-12)$$

Soit sous forme matricielle:

$$A \frac{\partial U}{\partial x} + B \frac{\partial U}{\partial t} = D \quad (3.3-13)$$

$A$  et  $B$  sont des matrices :  $A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ ,  $B = \begin{bmatrix} 0 & -\rho \\ -\frac{1}{E} & 0 \end{bmatrix}$  et  $U$  et  $D$  des vecteurs :

$$D = \begin{bmatrix} 0 \\ \langle g(\sigma, \varepsilon) \rangle \end{bmatrix}, \quad U = \begin{bmatrix} \sigma \\ v \end{bmatrix}$$

Le vecteur  $U$  est l'inconnu du problème.

Le système 3.3-13 est un système hyperbolique et une résolution numérique est donné par Rota [24].

Considérons dans le plan  $(x, t)$  une courbe  $\Gamma : \mathfrak{R} \rightarrow \mathfrak{R}^2$  sur laquelle on cherche à résoudre le

système 3.3-13, mais avec la condition  $U(x,t) = U_0(t)$  le long de cette courbe, où  $U_0(t)$  est une fonction régulière de temps.

Une courbe caractéristique du système 3.3-13 est une courbe  $\Gamma$  pour laquelle la condition imposée n'as pas de solution et le système d'équations que  $U$  doit vérifier est indéterminé :

$$\begin{cases} A \frac{\partial U}{\partial x} + B \frac{\partial U}{\partial t} = D \\ x'(t) \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{dU_0}{dt} \end{cases} \quad (3.3-14)$$

Les deux conditions d'indétermination du système 3.3-14 sont :

1. Le déterminant du système doit être nul :

$$\det(A - x'(t)B) = 0 \quad (3.3-15)$$

, ce qui nous donne une équation du second degré en  $x'(t)$ , qui a des solutions réelles :

$$x'(t) = \pm \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (3.3-16)$$

Ces solutions donnent les pentes  $x'_+$  et  $x'_-$  pour les courbes caractéristiques  $\Gamma$  qui sont dans ce cas des droites du plan  $(x,t)$ . Du point de vue physique, ces droites correspondent aux fronts d'ondes qui se propagent dans l'échantillon avec les célérités  $\pm C$ .

2. La deuxième condition d'indétermination est la condition de compatibilité du second

membre du système 3.3-14 : le membre droit,  $\begin{bmatrix} D \\ \frac{dU_0}{dt} \end{bmatrix}$ , doit appartenir au hyperplan de

$\mathfrak{R}^4$ , généré par  $\begin{bmatrix} A & B \\ x'_\pm I & I \end{bmatrix}$ . Cette deuxième condition, donne ce qu'on appelle la

relation caractéristique :

$$\frac{dv_0}{dt} = \pm \frac{C}{E} \frac{d\sigma_0}{dt} \pm C \langle g(\sigma_0, \varepsilon_0) \rangle \quad (3.3-17)$$

La signification physique des lignes caractéristiques est importante. Si on connaît la quantité  $U_0$  sur une ligne caractéristique du plan  $(x,t)$ , elle se conserve le long de cette ligne. En plus, si des quantités  $U$  différentes sont connues dans deux points A et B de deux lignes caractéristiques distinctes, mais qui ont un point commun M, il est possible, en écrivant l'équation caractéristique 3.3-17 entre M et chaque point A et B, de déterminer la quantité  $U$  du point M. Il est possible de cette façon, avec un réseau de lignes caractéristiques et avec les bonnes conditions aux limites, de résoudre le système 3.3-12.

Dans notre cas, les conditions aux limites sont celles que nous avons utilisées lors de la simulation élastique (égalité des forces et des vitesses sur les faces de l'échantillon) et le réseau de caractéristiques est donné par le diagramme de Lagrange dans l'échantillon :

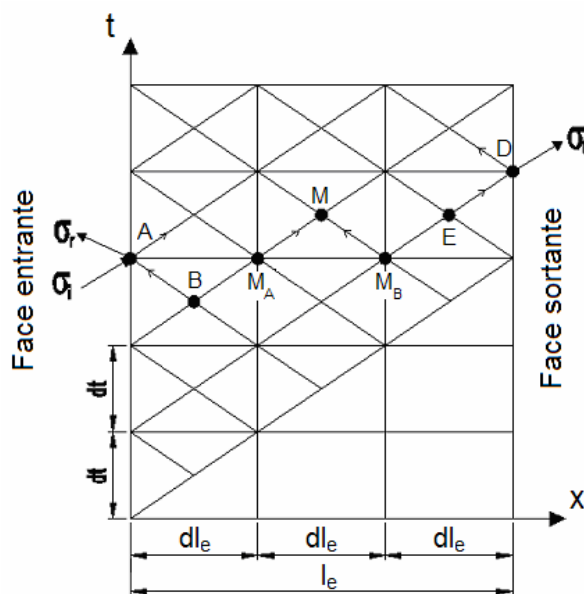


Figure 3.3-3 : Le réseau des caractéristiques pour l'échantillon

Si on considère qu'en  $(x,t) = 0$ , l'échantillon est au repos et qu'un instant plus tard, il est chargé par l'onde incidente, il est possible nœud par nœud, avec les conditions aux limites et la relation des caractéristiques (qui dans ce cas joue le rôle de la relation de saut utilisée pour la simulation élastique), de retrouver la quantité  $U$  dans chaque nœud du réseau. En choisissant par exemple les nœuds A sur la face entrante, M au sein de l'échantillon et D à la face sortante (comme il a été décrit par les figures 3.2-5, 3.2-4 et 3.2-3), on retrouve les équations suivantes :

- pour la face entrante:

$$\sigma_A = 2\sigma_i \frac{\rho_e C_e S_B}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} + \sigma_B \frac{\rho_B C_B S_B}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} + (v_B - C_e \frac{dt}{2} g_B(\sigma, \varepsilon)) \frac{\rho_B C_B S_B \rho_e C_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} \quad (3.3-18)$$

$$\sigma_r = \sigma_B \frac{\rho_B C_B S_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} - \sigma_i \frac{\rho_B C_B S_B - \rho_e C_e S_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} + (v_B - C_e \frac{dt}{2} g_B(\sigma, \varepsilon)) \frac{\rho_B C_B S_e \rho_e C_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} \quad (3.3-19)$$

$$v_A = \frac{\sigma_C - \sigma_A}{\rho_e C_e} + v_B - C_e \frac{dt}{2} g_B(\sigma, \varepsilon) \quad (3.3-20)$$

- à l'intérieur de l'échantillon:

$$\sigma_M = \frac{1}{2}(\sigma_{MA} + \sigma_{MB}) + \frac{\rho_e C_e}{2}(v_{MB} - v_{MA}) - \frac{\rho_e C_e^2 dt}{4}(g_{MA}(\sigma, \varepsilon) + g_{MB}(\sigma, \varepsilon)) \quad (3.3-21)$$

$$v_M = \frac{1}{2}(v_{MA} + v_{MB}) + \frac{1}{2\rho_e C_e}(\sigma_{MB} - \sigma_{MA}) - \frac{C_e dt}{4}(g_{MB}(\sigma, \varepsilon) + g_{MA}(\sigma, \varepsilon)) \quad (3.3-22)$$

- pour la face sortante:

$$\sigma_D = \left( \frac{\sigma_E}{\rho_e C_e} - v_E - C_e \frac{dt}{2} g_E(\sigma, \varepsilon) \right) \frac{\rho_B C_B S_B \rho_e C_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} \quad (3.3-23)$$

$$\sigma_t = \left( \frac{\sigma_E}{\rho_e C_e} - v_E - C_e \frac{dt}{2} g_E(\sigma, \varepsilon) \right) \frac{\rho_B C_B S_B \rho_e C_e}{\rho_B C_B S_B + \rho_e C_e S_e} \quad (3.3-24)$$

$$v_D = \frac{\sigma_D - \sigma_E}{\rho_e C_e} + v_E - C_e \frac{dt}{2} g_E(\sigma, \varepsilon) \quad (3.3-25)$$

Une discrétisation très fine dans l'espace  $(x, t)$  permet d'avoir les champs mécaniques pour chaque section de l'échantillon. Il est possible avec la méthode des caractéristiques de savoir l'évolution des champs mécaniques dans tout point de l'échantillon.

Si on met sous une autre forme la relation des caractéristiques 3.3-17 on obtient :

$$d\sigma = \pm \rho C dv \pm \rho C^2 g(\sigma, \varepsilon) dt \quad (3.3-26)$$

Si la fonction  $g$  est mise à zéro, on retrouve la relation de saut 3.2-6 (écrite pour des célérités positives et négatives). Du point de vue physique, la fonction  $g$  a le rôle de relâcher la contrainte pendant la propagation de l'onde, d'où son nom de fonction de relaxation. Si cette fonction est nulle, la contrainte ne se relâche pas au cours de la propagation et la relation entre la contrainte et la déformation est linéaire.

Le model de Sokolowski – Malvern peut reproduire, avec les bons paramètres, le comportement sous chargement dynamique d'une grande diversité des matériaux. Il peut même être utilisé dans le cas des matériaux qui manifestent un écrouissage négatif, comme le béton [25].

Comme montré au début du paragraphe, une estimation de l'énergie dissipée sous forme de chaleur et de l'énergie stockée dans les matériaux peut être aussi fournie par ce modèle. Si on admet que la seule possibilité de dissiper l'énergie est faite par patin ( $\sigma_s \varepsilon_p$ ) et par l'amortisseur ( $\eta \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} \varepsilon_p$ ) (Fig. 3.3-2), alors, l'énergie stockée va sur le ressort de la partie plastique ( $E_t \varepsilon_p^2$ ). Dans ce cas, l'expression suivante du coefficient de Taylor-Quinney peut-être déduite :

$$\beta = \frac{\sigma_s \varepsilon_p + \eta \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} \varepsilon_p}{\sigma_s \varepsilon_p + \eta \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} \varepsilon_p + E_t \varepsilon_p^2} \quad (3.3-27)$$

Pour montrer la puissance du modèle de Sokolowski – Malvern, employé ensemble avec la méthode des lignes caractéristiques, une simulation a été réalisée, en utilisant le système des barres décrit par le tableau suivant :

Elément	Longueur (m)	Diamètre (m)	Masse Volumique (Kg/m <sup>3</sup> )	Célérité (m/s)	Position Capteur (m)
Impacteur	0.40	0.012	8158	4819	
B. Entrante	1.20	0.012	8158	4819	0.60
B. Sortante	1.00	0.012	8158	4819	0.50

Tableau 3.3-2

Les paramètres du modèle utilisés pour cet essai, qui ont été identifiés par tâtonnement, sont :

- le module élastique :  $E = 40 \text{ GPa}$
- le module d'écrouissage :  $E_t = 2 \text{ GPa}$
- le seuil élastique :  $\sigma_s = 140 \text{ MPa}$
- le coefficient de viscosité :  $\eta = 10 \cdot 10^4 \text{ Pas}$

L'échantillon utilisé avait une longueur de 7 mm, un diamètre de 5.2 mm et une masse volumique de  $2694 \text{ kg/m}^3$ . Un pulse incident réel a été utilisé pour la simulation. Il a été enregistré sur l'ensemble des barres décrites dans le tableau, pour une vitesse de l'impacteur de 21.4 m/s.

La figure suivante présente les ondes obtenues à partir de l'onde incidente, ainsi qu'une superposition des comportements (expérimental et simulé) :

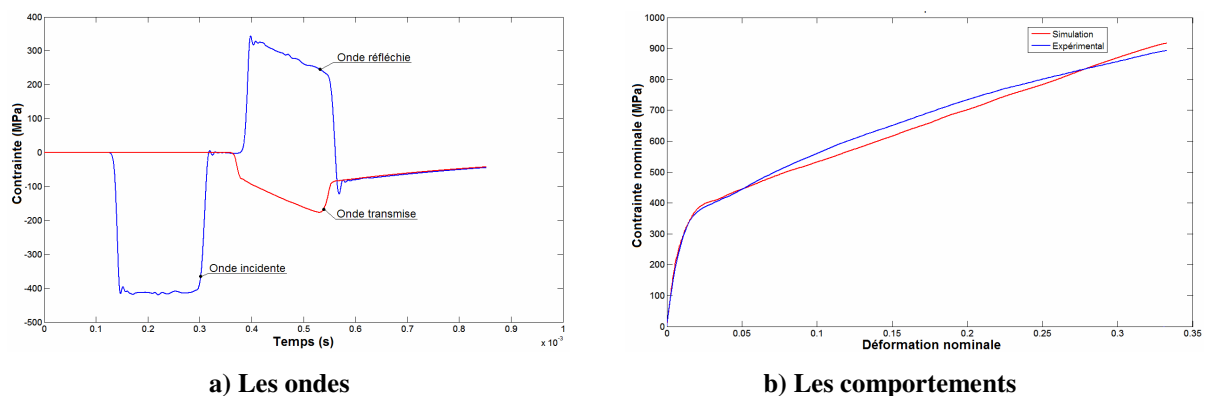


Figure 3.3-4 : Ondes et comportements

Les champs des contraintes et des vitesses au sein de l'échantillon se trouvent sur la figure suivante :

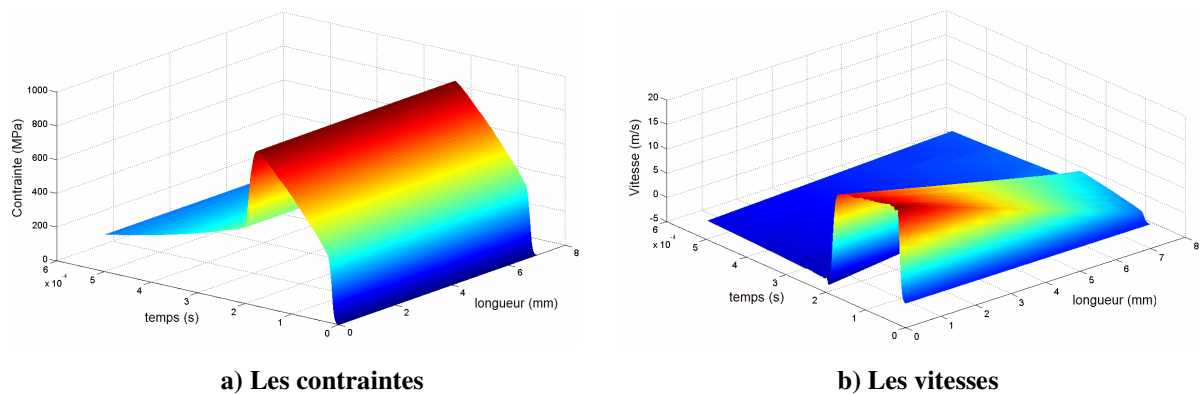


Figure 3.3-5 : Les contraintes et les vitesses dans l'échantillon



### **3.4. Opportunité de la mesure de la température pour les BH**

#### **3.4.1. Hypothèses concernant les champs de température**

La détermination de la température à partir de la radiation infrarouge rayonnée par l'échantillon pendant un essai de compression sur les barres d'Hopkinson implique une hypothèse importante : homogénéité du champ de température à l'intérieur de l'échantillon.

Cette hypothèse est importante car elle impose la même température à l'intérieur et sur la surface de l'échantillon. L'échantillon effectue un mouvement de translation le long de son axe pendant la phase de chargement, ce qui implique un déplacement du point de focalisation du système optique sur la surface de l'échantillon. Ce déplacement du point de visée signifie qu'à des instants de temps différents, le système mesure des radiations qui proviennent des zones différentes de la surface de l'échantillon. Même si la radiation infrarouge mesurée provient des zones différentes de la surface de l'échantillon, avec une homogénéité du champ de température, elle doit correspondre à la même température. Des différences peuvent apparaître dans la situation où la surface présente des variations d'émissivité le long de l'axe visée par le système optique, d'où, encore une fois, l'intérêt d'utiliser une méthode capable de déterminer aussi l'émissivité.

Pour prouver l'homogénéité du champ de température dans un échantillon, il suffit de regarder l'homogénéité des champs de déformations où des contraintes. Comme la seule source génératrice de chaleur est l'énergie plastique dissipée, une homogénéité des champs mécaniques corrélée avec une homogénéité du matériau (bien qu'au niveau micro les matériaux testés ne sont pas homogènes, à l'échelle de l'essai et du transfert thermique, les matériaux courants, surtout les métaux, peuvent être considérés comme étant homogènes), implique une homogénéité du champ de température.

L'homogénéité des champs mécaniques pendant l'essai de compression sur les barres d'Hopkinson, représente déjà une réalité qui est connue. Cette homogénéité n'est pas valable au début du chargement de l'échantillon, quand le premier front d'onde n'a pas encore fini de le traverser, mais elle s'installe très vite après, à cause des réflexions multiples. Cette courte période correspond le plus souvent à la phase élastique de comportement et, à l'apparition des déformations plastiques (génératrices de chaleur), l'homogénéité est déjà installée. La vérification de l'homogénéité des champs mécaniques reste pourtant possible à

réaliser avec un calcul élément finis, où, encore plus simple, avec une modélisation transitoire unidimensionnelle, comme celle décrite dans le paragraphe antérieur. La figure 3.3-5a le confirme.

Une tentative originale pour tester cette homogénéité a été faite par Jovic [26]. Avec une barrette des capteurs infrarouge, il a visé plusieurs endroits situés sur une ligne verticale, perpendiculaire à l'axe de l'échantillon, qui avait les faces planes. Bien qu'il avait fait l'hypothèse de non variation de l'émissivité avec la déformation, les températures obtenues pour chaque capteur sont identiques, ce qui implique en réalité, non seulement la même température sur l'axe visé, mais aussi la même variation de l'émissivité.

Le caractère adiabatique de l'essai est évidemment essentiel parce qu'il permet de comparer facilement l'énergie mécanique apportée à l'échantillon avec l'énergie dissipée en chaleur. L'échauffement adiabatique de l'échantillon est également garant de l'homogénéité des champs de température. Effectivement, si l'échantillon perd de la chaleur à un rythme comparable à sa production, alors des gradients de température se développent, et la température déterminée à la surface n'est pas caractéristique de l'ensemble de l'échantillon. Les seules possibilités de perdre la chaleur pour l'échantillon sont par conduction thermique avec les barres et avec l'air qui l'entoure (un changement de chaleur par convection avec les masses d'air n'est pas pris en compte, étant donné la vitesse réduite du mouvement de l'air par rapport à la vitesse de chargement de l'échantillon). Comme l'air est plus isolant que les matériaux solides constituant les barres, la grande majorité des études concernant la perte de chaleur sont réalisées entre l'échantillon et les barres.

Des nombreux auteurs ont essayé de montrer que les pertes de chaleur entre l'échantillon et les barres sont insignifiantes. Parmi eux, Hodowany et Ravichandran [27] et Kapoor et Nemat-Nasser [4] ont réalisé des calculs représentatifs. Hodowany et Ravichandran considèrent une application brusque de la température au milieu de l'échantillon et ils tracent le rapport entre la température le long de l'échantillon dans des conditions d'isolation thermique (adiabatiques) et la température du même échantillon en contact avec les barres. Ils trouvent que pour des temps caractéristiques aux essais sur les barres, le rapport est quasiment unitaire pour des échantillons en aluminium et titane. En revanche, Kapoor et Nasser regardent la distribution unidimensionnelle de la température dans un échantillon long, à des distances différentes du milieu d'une zone chargée brusquement en température. Ils concluent que pour des temps caractéristiques aux essais dynamiques, la variation de la température est négligeable.

Une autre modalité pour évaluer la perte de chaleur de l'échantillon vers les barres est de considérer une application brusque de température sur la surface de la barre et de regarder la distribution de la température en fonction de temps, à des distances différentes de la face de la barre. Comme la barre est beaucoup plus longue que son rayon, une approche simplifiée unidimensionnelle peut-être aussi employée. Si on considère que la barre a une température initiale  $T_0$  sur toute sa longueur, qui peut-être considérée comme étant infinie, pour cette approche unidimensionnelle, et qu'une température  $T_s$  est la température appliquée brusquement sur sa face (qui se trouve dans le point de l'abscisse zéro), alors l'équation à résoudre est la suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3.4-1)$$

, avec les conditions aux limite suivantes :

$$\begin{cases} T = T_0 & , & t = 0 & \text{et} & x > 0 \\ T = T_s & , & t > 0 & \text{et} & x = 0 \\ T \rightarrow T_0 & , & t > 0 & \text{et} & x \rightarrow \infty \end{cases} \quad (3.4-2)$$

La quantité  $\kappa$  est la diffusivité thermique du matériau de la barre et elle est égale au rapport entre le coefficient de conductivité  $d$  et le produit de la masse volumique  $\rho$  et la chaleur spécifique  $c_p$  :

$$\kappa = \frac{d}{\rho c_p} \quad (3.4-3)$$

La solution de l'équation 3.4-1, avec les conditions aux limites 3.4-2 est donnée par :

$$\frac{T - T_0}{T_s - T_0} = \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{kt}}\right) \quad (3.4-4)$$

, où la fonction  $\operatorname{erfc}$  est le complément de la fonction  $\operatorname{erf}$  :

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi \quad (3.4-5)$$

La figure suivante présente la distribution des températures obtenues pour une barre en acier, avec une masse volumique  $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$ , un coefficient de conductivité  $d = 42 \text{ W/m/k}$  et une chaleur spécifique  $c_p = 0.42 \text{ J/g/}^\circ\text{K}$ , ainsi que la distribution de la quantité de chaleur perdue par un échantillon en aluminium qui est en contact avec la barre pendant  $200 \mu\text{s}$ . L'échantillon en aluminium ( $c_p = 0.9 \text{ J/g/}^\circ\text{K}$ ,  $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$ ) est considéré à  $100^\circ \text{C}$  pendant toute la durée du contact :

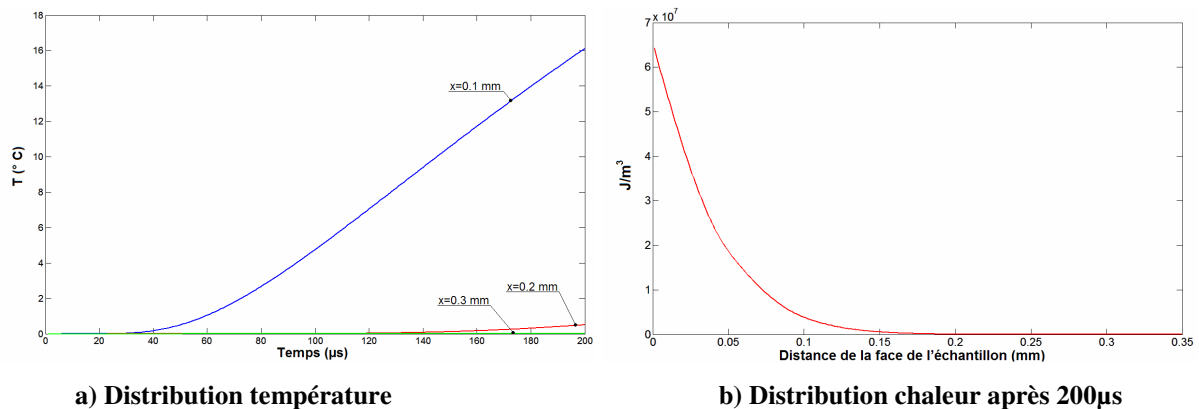


Figure 3.4-1 : Distribution des grandeurs thermiques dans la barre

La barre est située initialement à  $T_0 = 0^\circ \text{C}$ . Cette figure montre que la température dans la barre, dans des sections situées proche de l'échantillon, nécessite une durée de temps importante pour arriver à la température de l'échantillon. La partie b de la figure montre la distribution de la chaleur dans la barre en tenant compte de sa variation pendant les  $200 \mu\text{s}$ . Si on intègre cette distribution et si on rapporte le résultat à la quantité de chaleur qui caractérise l'échantillon pendant les  $200 \mu\text{s}$ , on trouve qu'il perd  $0.0053\%$  dans la barre (ou  $0.0106\%$  si on considère que l'échantillon est en contact avec deux barres).

Une simulation éléments finis avec Abaqus a été également réalisée. Cette simulation a consisté dans la modélisation d'un essai de compression sur un échantillon en aluminium, en considérant que  $100\%$  de l'énergie plastique est dissipée en chaleur et avec la prise en compte du transfert thermique entre l'échantillon et les barres. Une interaction entre l'échantillon et l'air extérieur a été également implémentée, en considérant une émissivité de 1 pour l'échantillon. Ceci implique la radiation la plus forte vers l'air extérieur, considéré à  $20^\circ \text{C}$ . La figure suivante présente le maillage de l'échantillon en contact avec les barres :

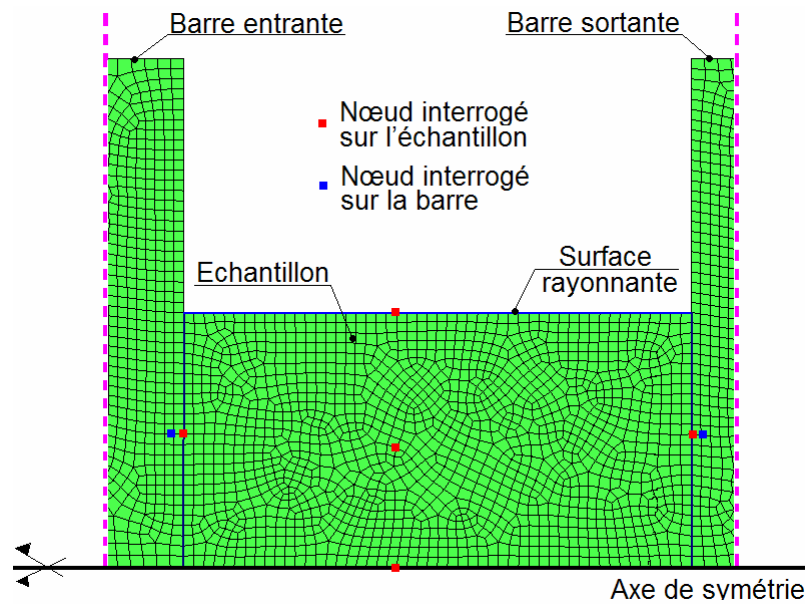


Figure 3.4-2 : Maillage éléments finis pour l'échantillon et les faces des barres

La modélisation a été réalisée en axisymétrie sur des barres en acier de diamètre de 20 mm avec les mêmes propriétés que la barre pour laquelle la figure 3.4-1 a été tracée. L'échantillon a eu une longueur de 10 mm et un diamètre de 10 mm. Le chargement a été donné par un pulse d'une durée de 150  $\mu\text{s}$  et une intensité de 1 GPa. Sur la figure suivante on retrouve les températures des nœuds de l'échantillon (en rouge sur la figure 3.4-2) et des nœuds des barres (en bleu sur la figure 3.4-2) :

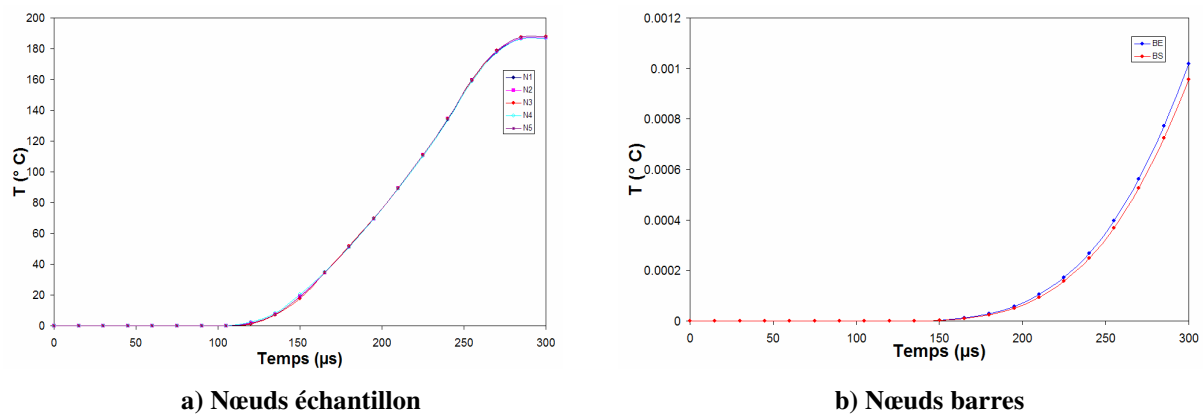


Figure 3.4-3 : Températures de la simulation éléments finis

Cette figure montre des élévations identiques pour les 5 nœuds de l'échantillon, qui ont été interrogés, même pour le nœud de la surface rayonnante de l'échantillon. Ceci, ensemble avec la faible température trouvée pour les nœuds des barres (situés à 0.18 mm des faces de l'échantillon) confirme l'homogénéité de la température et l'échauffement adiabatique, car la quantité de chaleur qui traverse les barres, pendant les 300  $\mu\text{s}$ , représente 0.0186% de la

chaleur dissipée dans l'échantillon pendant la durée de la simulation, valeur comparable au calcul analytique simplifié.

### 3.4.2. Méthodes couramment utilisées pour la mesure de la température sur les BH

Plusieurs tentatives pour la mesure de la température pendant les essais de compression sur les barres d'Hopkinson ont été déjà faites [4, 5, 7]. Parmi elles, la plus couramment utilisée fait appel à l'hypothèse que l'émissivité de l'échantillon ne varie pas avec la déformation. Avec cette hypothèse et un calibrage d'un détecteur infrarouge sur le rayonnement émis par l'échantillon pendant une phase d'échauffement – refroidissement avant l'essai dynamique, la température est déterminée.

La figure suivante présente un schéma du principe de fonctionnement de cette méthode :

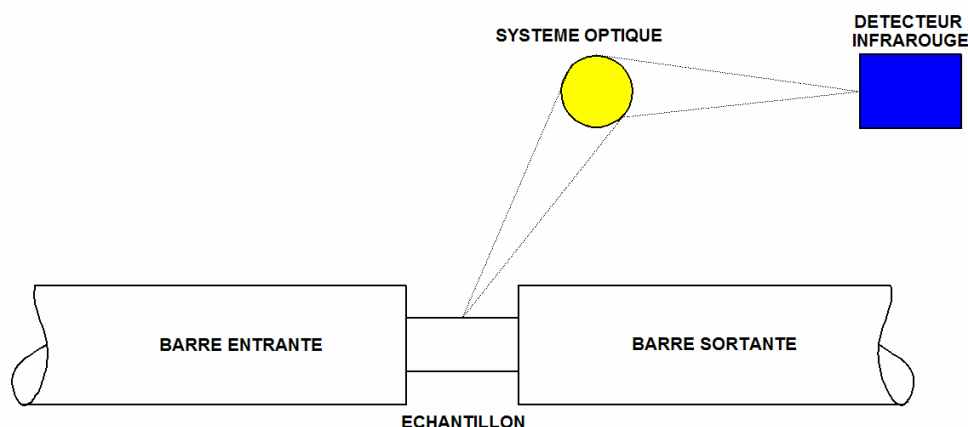


Figure 3.4-4 : Schéma de fonctionnement de la méthode standard de mesure de la température

Le rayonnement de l'échantillon est dirigé vers un détecteur infrarouge avec l'aide d'un système optique qui diffère d'un auteur à l'autre. Le signal du détecteur est ensuite corrélé avec celui fourni par le même détecteur pendant la phase de calibration. Cette calibration est réalisée avant l'essai dynamique et elle consiste à chauffer l'échantillon, à le placer entre les barres, dans la position typique d'un essai et le laisser se refroidir. Pendant le refroidissement, le signal du détecteur est comparé à la température fournie par un thermocouple attaché à l'échantillon.

Cette méthode élimine la nécessité de la connaissance de l'émissivité de l'échantillon et de sa variation avec la température, mais elle ne peut pas prendre en compte sa variation avec la déformation et il est impossible d'estimer dans cette situation l'erreur faite sur la

détermination de la température. Comme Rittel [5] et Kapoor et Nemat-Nasser [4] l'ont remarqué, la variation de l'émissivité avec la déformation a un effet non-négligeable. Leurs calibrations sur des échantillons avant et après l'essai montrent des différences notables entre les signaux des détecteurs (Fig. 3.4-5).

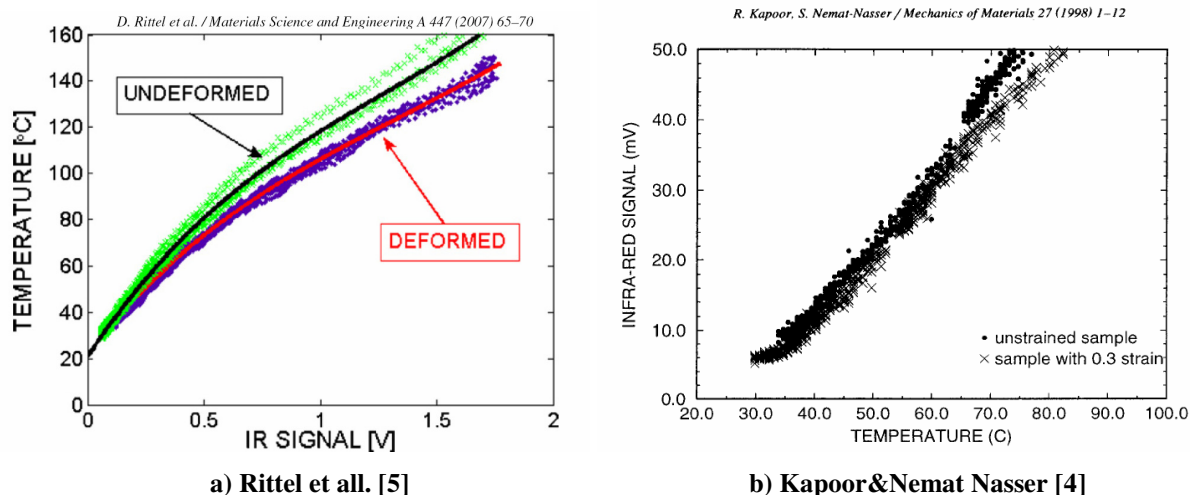


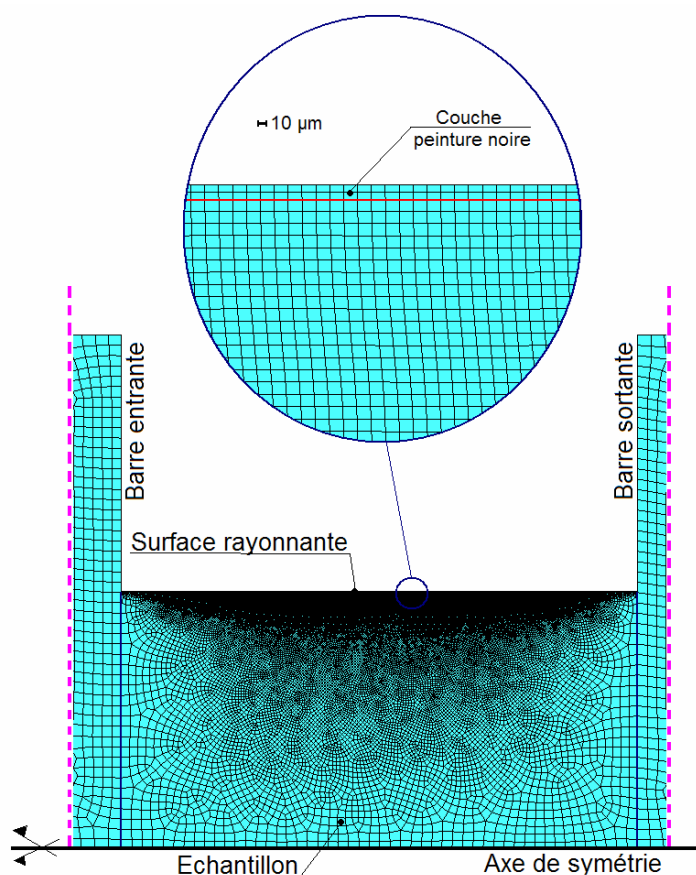
Figure 3.4-5 : Mise en évidence dans la littérature, de la variation de l'émissivité avec la déformation

Pour essayer de limiter la variation de l'émissivité avec la déformation, plusieurs auteurs ont proposé de réaliser un traitement de la surface rayonnante de l'échantillon, en ajoutant sur cette surface une couche fine de peinture noire, avec une émissivité très proche de 1. Bien que ce soit une idée intéressante, la couche de peinture se comporte plutôt comme un isolant thermique. En effet, Garg et al. [8] ont observé en réalisant des calibrations sur des échantillons identiques, mais dont certains avaient la surface couverte par une couche de peinture, que les signaux de ces derniers étaient plus faibles que les signaux provenant des échantillons sans peinture.

Cette observation a été faite pendant l'étape de calibration, quand la vitesse de variation de la température est assez faible. En revanche, en dynamique, la peinture se comporte d'autant plus comme un isolant que le temps nécessaire au « front » de chaleur pour traverser la couche de peinture est plus élevé que le temps de l'élévation dans l'échantillon. Ceci peut être mise en évidence avec une simulation éléments finis. La simulation décrite dans le paragraphe antérieur (Fig. 3.4-2) a été reprise, en ajoutant cette fois sur la surface rayonnante de l'échantillon une couche de peinture noire de type Velvet. L'émissivité de ce type de peinture a été estimée à une valeur de 0.95 constante (pour des longueurs d'onde de 1 à 20  $\mu\text{m}$ ). La peinture contient en proportion supérieure à 90% de polyéthylène et ce sont les paramètres de ce matériau qui ont été implémentés (masse volumique : 940  $\text{kg}/\text{m}^3$ , conductivité thermique : 0,46  $\text{W}/\text{m}/\text{K}$  et chaleur spécifique : 1900  $\text{J}/\text{Kg}/\text{K}$ ) pour la simulation. La couche de peinture, étant fine (20  $\mu\text{m}$ ), est considérée comme non participante à la reprise du chargement

mécanique. Pourtant, la même loi de comportement que pour l'échantillon en aluminium lui a été implémentée, afin d'éviter les problèmes liés à la convergence du calcul éléments finis. En revanche, aucune dissipation de l'énergie de plastification en chaleur n'a pas été permise pour la peinture. Sur la surface extérieure de la couche de peinture, une condition de rayonnement vers une ambiance située à 20° C a été également implémentée.

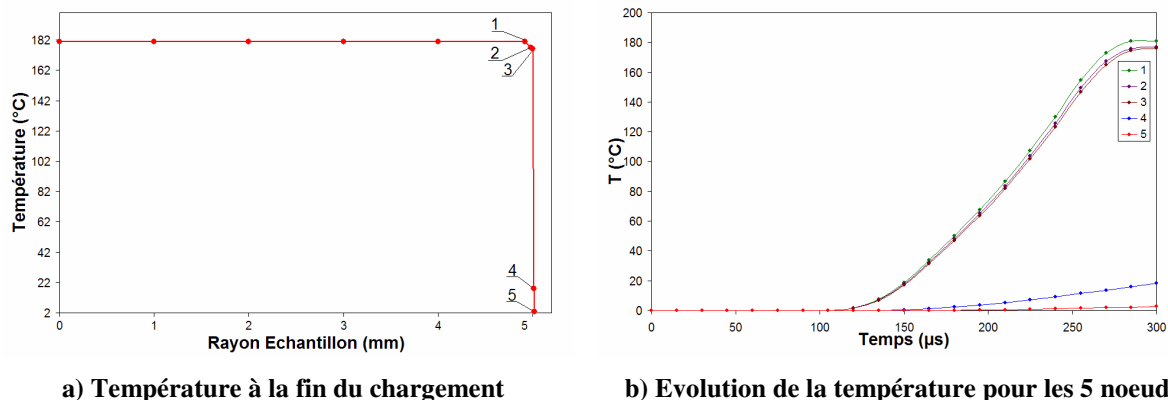
La figure suivante présente le maillage utilisé pour la simulation axisymétrique en Abaqus :



**Figure 3.4-6 : Discretisation éléments finis pour la simulation avec la couche de peinture noire**

L'épaisseur des éléments finis constituant la couche de peinture a été de 10 µm. La figure suivante présente la distribution de la température dans l'échantillon et dans la couche de peinture à la fin du chargement, ainsi que l'évolution de celle-ci pendant toute la durée de la simulation, dans 5 nœuds :





**Figure 3.4-7 : Résultats du calcul éléments finis pour la compression dynamique d'un échantillon en aluminium, entouré par une couche de peinture noire**

Les nœuds 1 et 2 appartiennent à l'échantillon en aluminium. Le nœud 3 se trouve sur la surface de séparation échantillon-couche peinture. Le nœud 4 se trouve au milieu de la couche de peinture et le nœud 5 à l'extérieur. Comme à l'intérieur de la couche de peinture il n'y a pas de la dissipation, elle participe juste au transfert thermique entre l'échantillon et l'extérieur. Comme la figure 3.4-7b le montre, le temps nécessaire à la mise en température de cette couche fine de peinture est plus élevé que le temps de variation de la température dans l'échantillon.

C'est pour la même raison qu'une mesure de la température pendant les essais dynamiques avec un thermocouple ne donne pas de (bons) résultats. Le temps nécessaire à la pointe du thermocouple pour arriver à la température que le thermocouple devrait indiquer est plus grand que le temps de variation de la température dans l'échantillon. Dans cette situation, le thermocouple ne « voit » pas l'élévation de la température.

Des mesures avec le thermocouple inséré à l'intérieur de l'échantillon ont été réalisées par Rittel [9] sur des polymères, mais il y a des incertitudes sur ces mesures car la température fournie par le thermocouple augmente assez tard (à partir de 20% de déformation). En revanche, Macdougall [7] montre, en comparant des résultats obtenus suite à des simulations avec des résultats enregistrés, que cette façon de placer le thermocouple à l'intérieur de l'échantillon, ne convient pas non plus à cause du temps trop grand nécessaire à l'échauffement de la pointe du thermocouple par rapport à la variation de la température :

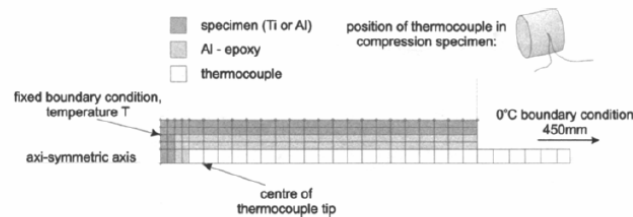


Fig. 3—Finite element mesh for thermocouple heat transfer calculation

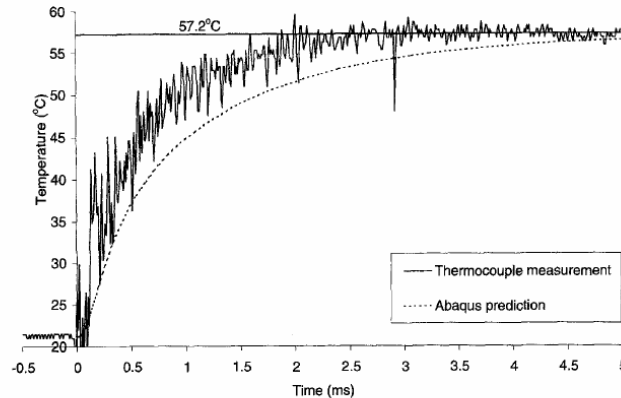


Fig. 4—Temperature rise measured using a thermocouple and predicted using the Abaqus finite element code for a compression test on the aluminum alloy

**Figure 3.4-8 : Comparaison entre les temps nécessaires pour la mesure avec le thermocouple obtenus par Macdougall [7]**

La conclusion générale du paragraphe 3.4. est que la détermination de la température pendant les essais dynamiques de compression sur les SHPB à partir de la radiation infrarouge rayonnée par l'échantillon est la plus appropriée. Cette méthode, non-intrusive, est beaucoup plus rapide que les méthodes de mesure de la température par contact (les thermocouples). La seule difficulté imposée par cette méthode reste la capacité d'estimer l'émissivité de la surface qui peut varier pendant la mesure, capacité qui est justement le grand avantage de la technique de mesure détaillée dans les paragraphes antérieurs.

### 3.5. Mesure de la température pendant les essais dynamiques

#### 3.5.1. Description du dispositif expérimental optique

La mise en pratique du montage optique décrit dans le paragraphe 2.2. est schématisée sur la figure suivante :

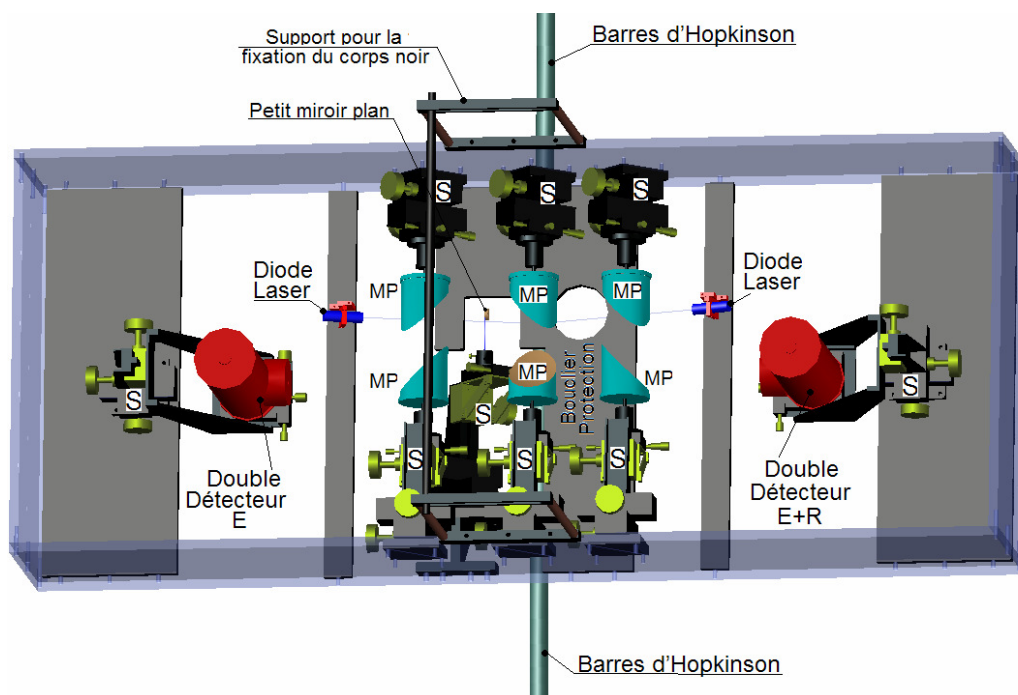
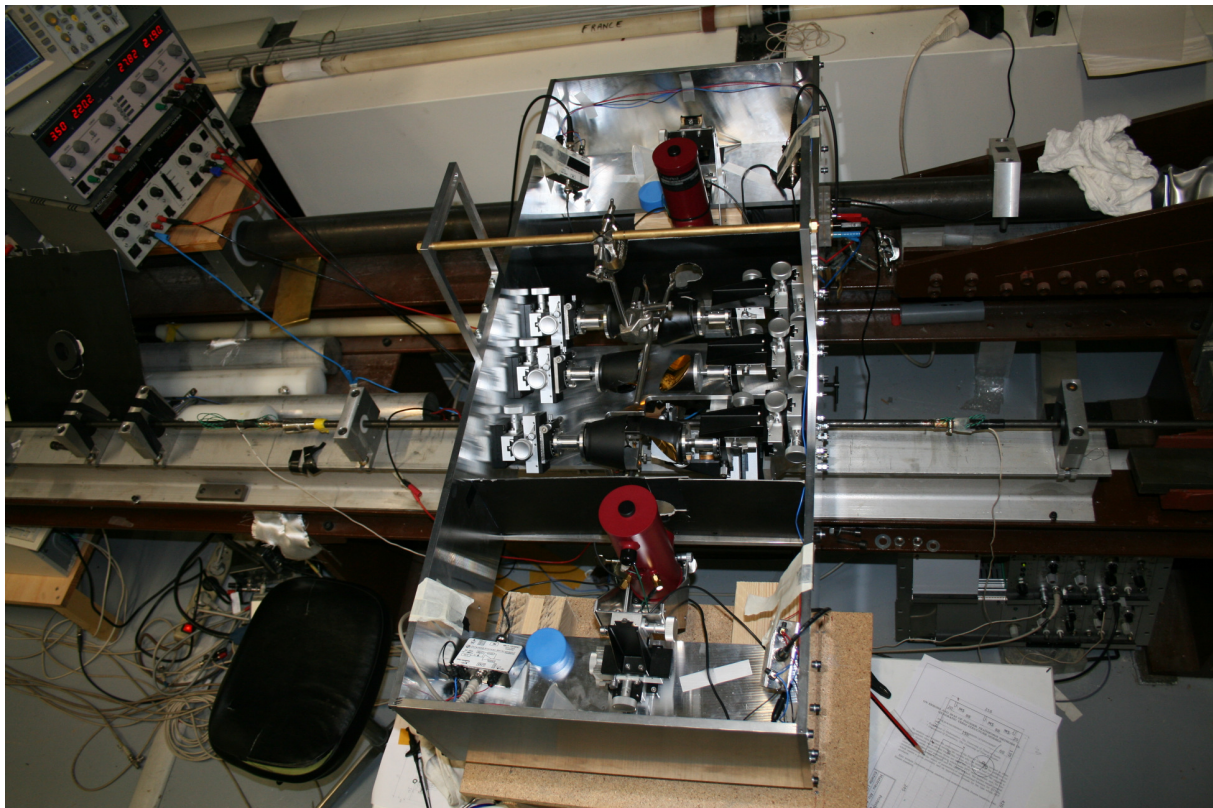


Figure 3.5-1 : Dispositif optique utilisé pour les mesures en dynamique

Ce dispositif permet de réaliser les mesures de température en dynamique, avec la détermination en temps réel de l'émissivité de la surface de l'échantillon. Le dispositif est conçu pour fonctionner dans une position au dessus des barres horizontales. Cette position permet de limiter les risques d'obturation de l'angle solide de mesure par l'avancement des barres. La position de l'échantillon est indiquée par le croisement de deux faisceaux laser. Le point de croisement correspond au point de focalisation de la partie optique du montage, qui fonctionne d'après le principe détaillé sur la figure 2.2-2. Le dispositif contient 6 miroirs paraboliques hors axe à  $90^\circ$  (MP), traités en or, qui travaillent deux par deux, un miroir plan de dimensions réduites, également traité en or, et deux double détecteurs, un pour la mesure de l'émission (E) et l'autre pour la mesure de la réflexion+l'émission (ER). Les réponses spectrales des quatre capteurs constituant les deux doubles détecteurs sont représentées sur la

figure 2.2-3. Les doubles détecteurs, ainsi que tous les miroirs sont attachés aux supports (S) capables d'effectuer des mouvements de précision (3 mouvements de translation et un de rotation), en assurant ainsi un réglage optimal du dispositif. Un bouclier métallique a été prévu à la base du dispositif, afin de limiter des éventuels dégâts provoqués par l'éjection possible de l'échantillon par les barres.

Une photo du dispositif réel installé et prêt pour une mesure sur des barres en acier de 12 mm est présentée :



**Figure 3.5-2 : Photo du dispositif de mesure de la température**

Chaque capteur est doté d'un amplificateur qui fournit une tension continue. L'acquisition des signaux a été réalisée à une fréquence de 1 MHz et le déclenchement a été fait par le passage de l'onde incidente à l'endroit de la jauge située sur la barre entrante. Le transport temporel des signaux des capteurs thermiques a été ainsi plus facile à corréler avec le passage des ondes. L'acquisition des signaux des jauges et des capteurs thermiques a été réalisée avec le même ordinateur.

Les barres d'Hopkinson utilisées pour la compression des échantillons ont les caractéristiques décrites par le tableau 3.3-2. Elles sont faites en acier de type MARVAL.

Chaque mesure de température réalisée en dynamique a été comparée avec les résultats de la méthode standard utilisée pour les essais de compression sur les SHPB. Cette méthode standard dont le fonctionnement est décrit par la figure 3.4-4 est possible à réaliser avec le dispositif qui mesure aussi l'émissivité, si la calibration sur l'échantillon avant l'essai dynamique est réalisée pour les deux détecteurs qui mesurent la radiation émise.

### 3.5.2. Validation du dispositif expérimental optique

Bien que les démarches théoriques et expérimentales sur lesquelles la nouvelle méthode de mesure de la température réside ont été détaillées pendant les paragraphes antérieurs, une vérification de la précision des mesures réalisées avec le dispositif optique reste encore nécessaire. Cette vérification a été faite en réalisant un essai de compression dans des conditions quasi-statiques, sur un échantillon en aluminium (Al2024-T351), de forme parallélépipédique, avec les dimensions suivantes :  $7 \times 4.6 \times 4.6 \text{ mm}^3$ . Les conditions de chargement quasi-statiques ont permis de réaliser la mesure de la température à la fois avec le dispositif optique et aussi avec un thermocouple attaché à l'échantillon, et ensuite de comparer les deux mesures. Comme la durée du chargement quasi-statique est plus longue que la durée d'un chargement dynamique, la mesure de la température peut-être réalisée avec le thermocouple. Pourtant, un compromis doit être réalisé, car une durée trop grande pour l'application du chargement peut conduire à des pertes significatives de chaleur de l'échantillon vers les barres et vers l'air extérieur, ce qui crée des champs non-homogènes de température dans l'échantillon. C'est aussi pour cette raison que le point de soudure du thermocouple sur l'échantillon, doit appartenir à la même section que le point de focalisation du système optique :

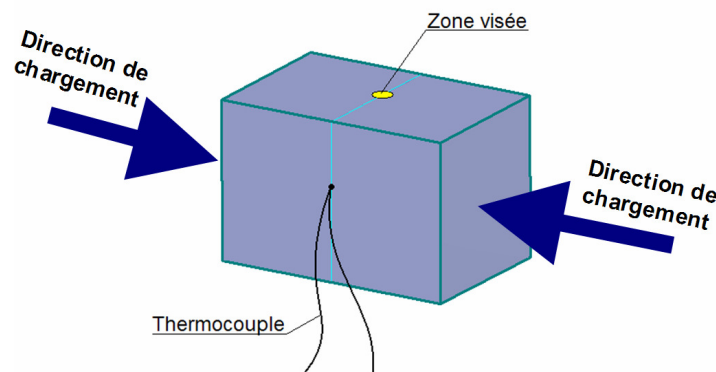
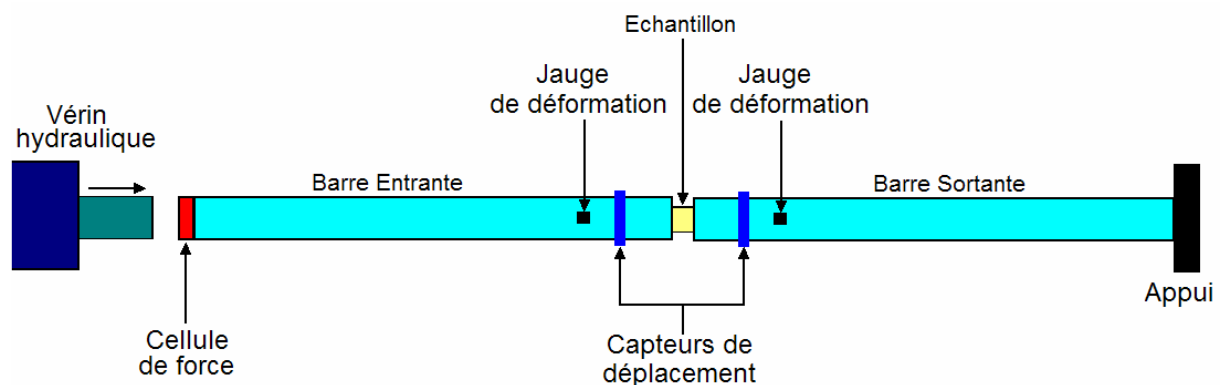


Figure 3.5-3 : Position sur la même section de l'échantillon, des points de mesure de la température

Un positionnement sur des sections différentes peut conduire à un écart entre les deux mesures, écart qui n'est pas en relation avec la précision de la mesure optique. Il est aussi vraisemblable que le point de soudure du thermocouple sur l'échantillon peut introduire une perturbation locale dans les champs de température, et qu'un écart s'installe entre la température fournie par le thermocouple et la température optique. Pour éviter cette situation, le point de contact entre le thermocouple et l'échantillon doit avoir la taille la plus réduite qui est permise par le processus de soudure.

Afin d'éviter une perte trop importante de chaleur vers l'extérieur, une couche mince de colle polymérique a été ajoutée sur chaque face de l'échantillon, sauf sur la face sur laquelle le système optique de mesure de température focalisait. Cette couche mince a contribué à la diminution des pertes de chaleur.

Comme la figure 3.5-2 le montre, le dispositif optique est conçu pour fonctionner en position horizontale. C'est pour c'est raison que la compression quasi-statique a été réalisée sur des barres d'Hopkinson qui ont été chargées par un vérin hydraulique :



**Figure 3.5-4 : System de chargement quasi-statique**

La vitesse du vérin, piloté en déplacement, a été de 7 mm/s. Les barres, d'une longueur de 3m chacune, étaient en aluminium, avec un diamètre de 40 mm. Une cellule de force installée au bout de la barre entrante a assuré une mesure de force, qui a été ensuite corrélée avec les forces obtenues à partir des jauges de déformation collées sur chaque barre. Le déplacement des deux faces de l'échantillon a été obtenu à partir des deux capteurs de déplacement situés sur chaque barre, proches de l'échantillon.

La figure suivante présente la relation entre les deux températures mesurées pendant l'essai de compression : la température du thermocouple versus la température optique

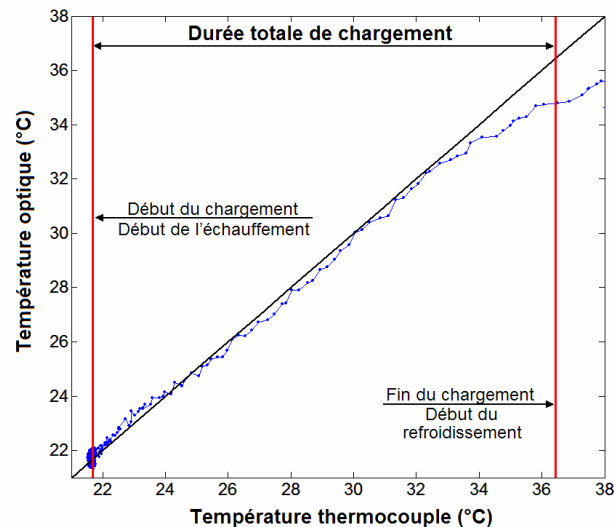


Figure 3.5-5 : La température du thermocouple versus la température optique

Cette figure montre une relation linéaire d'égalité entre les deux températures. La droite en trait noir continu est tracée à titre comparatif. Une différence entre les deux températures commence à se manifester vers la fin du chargement de l'échantillon, quand il a atteint 30% de déformation environ. Les causes qui sont à l'origine de cette différence sont multiples. D'abord, comme le point de soudure du thermocouple se trouve sur une des faces de l'échantillon qui a été isolée avec la couche de colle, la perte de chaleur de cette face vers l'extérieur est moins importante que pour la face de l'échantillon sur laquelle le système optique focalisait, ce qui a conduit à une température légèrement plus grande pour le thermocouple à la fin de la compression. Un autre facteur est constitué par le fait que le thermocouple reste toujours dans le même point sur l'échantillon, tandis que le point de focalisation du système optique change de position, ce qui peut conduire à la lecture des températures différentes.

La figure suivante présente les deux émissivités obtenues après cet essai quasi-statique :

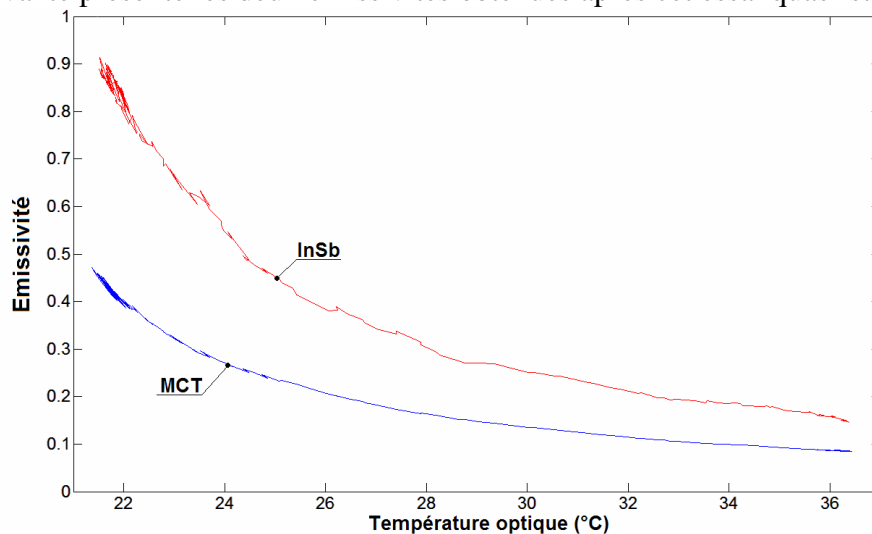


Figure 3.5-6 : Les deux émissivités en fonction de la température optique

Les deux émissivités montrent une variation importante. Les valeurs plutôt élevées du début viennent du fait que la surface est très rugueuse à cause de l'usinage de l'échantillon par l'intermédiaire d'un appareil à électroérosion.

### 3.5.3. Essais dynamiques sur des échantillons en polycarbonate

Deux échantillons en polycarbonate ont été testés. Les échantillons ont une forme parallélépipédique, avec les mêmes dimensions : longueur de 9.7 mm et section de 47.5 mm<sup>2</sup>. La seule différence entre les deux échantillons a consisté dans la finition de leurs surfaces. Si le premier échantillon (noté P1) avait une surface rugueuse qui était le résultat de l'usinage mécanique, le deuxième (noté P2) a souffert un polissage mécanique, afin de lui créer une surface plus lisse. La différence entre les états de surfaces des deux échantillons était visible à l'œil nu, car le P1 était opaque et le P2 transparent (seulement) dans le domaine visible.

Avant de réaliser les essais de compression dynamique, la calibration des capteurs (un InSb et un MCT) réalisant juste la mesure d'émission a été faite. Cette calibration est nécessaire pour la méthode standard. Pour la calibration, un thermocouple a été attaché à chaque échantillon et un pistolet à air chaud a été utilisé pour chauffer un par un les deux échantillons. Après le chauffage, les échantillons ont été placés (chacun à son tour) entre les barres, dans la position exacte du futur essai dynamique (indiquée par les diodes laser). Les faces des barres en contact avec l'échantillon ont été isolées avec un tissu de laine de verre afin d'empêcher la conduction thermique avec l'échantillon (cette protection a été enlevée lors des essais dynamiques). La température indiquée par le thermocouple pendant le refroidissement a été corrélée avec les signaux des deux capteurs. Il a été remarqué pendant cette procédure de calibration que l'état de surface des échantillons a changé après le chauffage: le P1 a changé de couleur (il est devenu plus blanc) et le P2 est devenu opaque. Ceci peut être explicable par le fait que le matériau ait fondu, ce qui implique un changement d'émissivité.

Les deux essais dynamiques ont été réalisés en conditions identiques. La vitesse de l'impacteur a été de 25.5 m/s. Les deux échantillons ont été testés avec une vitesse de déformation de 2400 s<sup>-1</sup>. La figure suivante présente les ondes pour P2 et les comportements obtenus pour P1 et P2 :



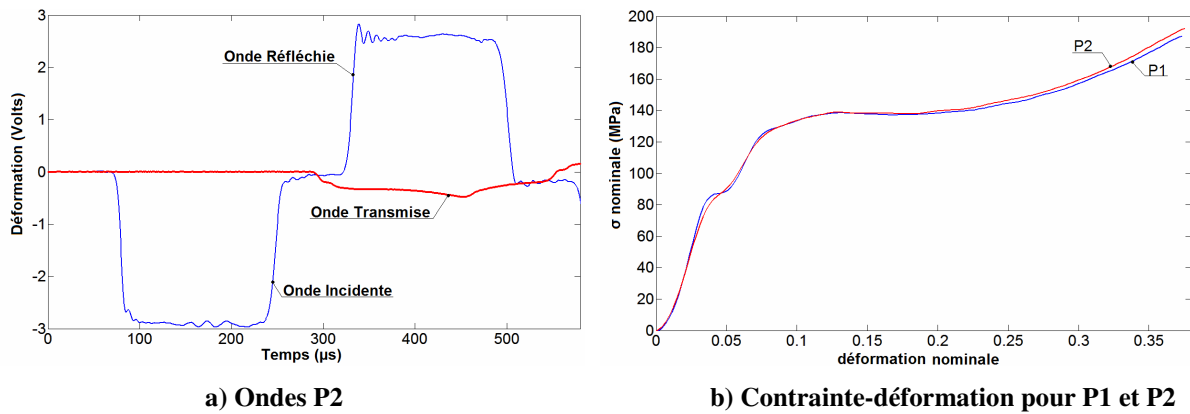


Figure 3.5-7 : Ondes et lois de comportement pour les deux échantillons en polycarbonate

Cette figure montre que l'énergie mécanique apportée aux deux échantillons est la même. Avec des échantillons identiques du point de vue du matériau et de la géométrie et avec le même apport d'énergie mécanique, l'élévation de la température pour les deux échantillons doit être la même, malgré leurs états de surface différents. La figure suivante présente les températures obtenues pour les deux échantillons en polycarbonate, ainsi que la température obtenue pour une conversion totale en chaleur de l'énergie plastique :

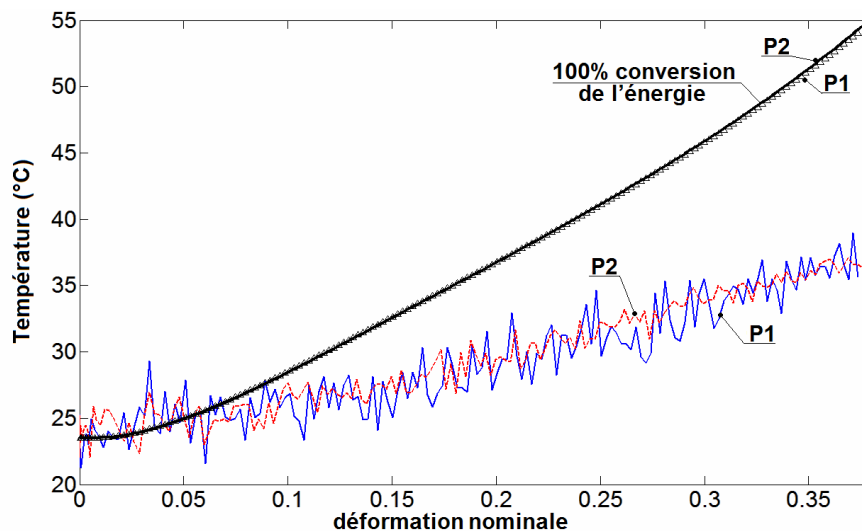


Figure 3.5-8 : Elévation de température pour les deux essais

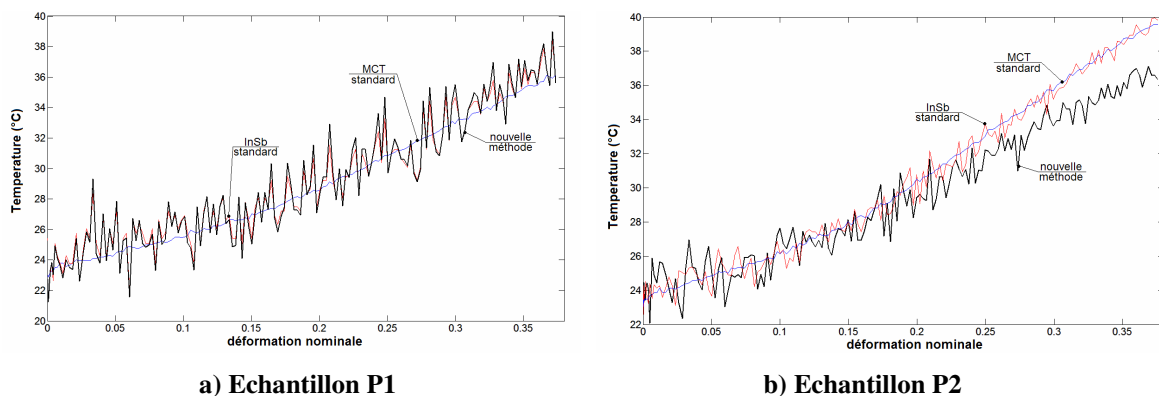
La température obtenue pour les deux échantillons est la même. Pourtant, la température mesurée ne correspond pas à une conversion complète de l'énergie mécanique de plastification en chaleur. La température équivalente à cette conversion totale a été calculée avec l'aide de l'équation suivante :

$$\Delta T = \frac{\int_0^{\varepsilon_p} \sigma d\varepsilon}{\rho c_p} \quad (3.5-1)$$

La chaleur spécifique  $c_p$  a été estimée avec un calorimètre Berthelot à une valeur de 1336 J/kg/°K, valeur courante décrite dans la littérature pour le polycarbonate. La quantité  $\rho$  désigne la masse volumique et  $\sigma$  et  $\varepsilon_p$  la contrainte et la déformation plastique respectivement.

La température a été déterminée en utilisant les signaux enregistrés, sans filtrage, d'où le bruit caractéristique.

Une comparaison entre les températures obtenues avec la méthode standard (Fig. 3.4-4) et avec la nouvelle méthode peut-être réalisée sur la figure suivante :



**Figure 3.5-9 : Comparaison entre les températures obtenues avec les deux méthodes infrarouge**

La température « standard » est fournie par les deux capteurs (MCT en bleu et InSb en rouge) qui constituent le détecteur qui mesure la radiation émise et pour lequel la calibration a été faite. Comme l'élévation de température est faible, la plus grande partie de la radiation est émise vers les grandes longueurs d'ondes, d'où le résultat moins affecté par le bruit pour le capteur MCT, par rapport au capteur InSb qui réalise la détection sur les courtes longueurs (de 2  $\mu\text{m}$  à 5  $\mu\text{m}$ ).

La figure 3.5-9 montre que pour l'échantillon P1 (celui caractérisé par une rugosité plus importante), les deux méthodes donnent les mêmes résultats. Ceci signifie que l'émissivité de l'échantillon, étant déjà à un niveau élevé, ne souffre pas des changements importants avec la déformation. Ceci n'est pas le cas pour le deuxième échantillon, P2. La différence entre les températures obtenues (à la fin de l'essai) avec la méthode standard et la température obtenue

avec la nouvelle méthode, se situe autour de 4° C et ceci, pour une élévation totale de 12° C, ce qui implique un erreur de 33%. Comme la surface du P2 est considérée plus lisse, la différence entre les températures fournies par les deux méthodes peut être expliquée par une variation plus importante de l'émissivité avec la déformation. La figure suivante confirme ces observations :

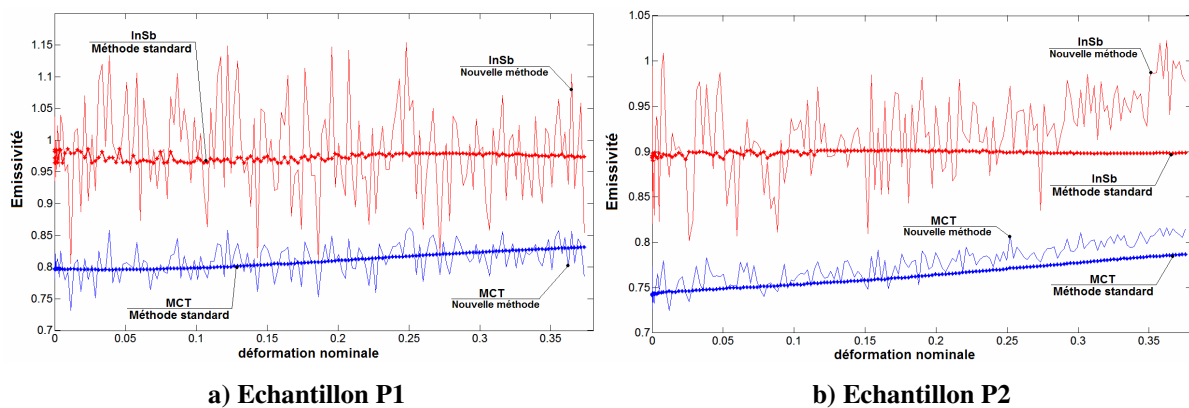


Figure 3.5-10 : Les émissivités pour les deux essais

Ces émissivités sont tracées en fonction de la déformation nominale. Les émissivités obtenues avec la nouvelle méthode prennent en compte leur dépendance vis-à-vis de la déformation (dépendance qui est donnée par le changement de la rugosité de la surface au fur et à mesure que l'échantillon est déformé). En revanche, cette dépendance n'est pas prise en compte par les émissivités obtenues avec la méthode standard (ces émissivités sont obtenues en comparant le signal du détecteur pendant la calibration, avec un signal virtuel qui est calculé comme provenant d'un corps noir). Comme anticipé, les émissivités de l'échantillon P1 dépendent moins de la déformation que celles de l'échantillon P2. L'ordre de grandeur de ces émissivités est comparable à l'ordre de grandeur des émissivités spectrales obtenues pour les échantillons en polycarbonate utilisés pour la mesure des indicatrices de réflexion (Fig. 1.6-11).

Un lissage des signaux de calibration de la méthode standard est réalisé, afin de permettre une meilleure identification avec le signal provenant des essais dynamiques. Ce lissage conduit aux émissivités moins bruitées que celle obtenues par calcul direct, avec la nouvelle méthode. La figure 3.5-8 montre que juste une partie de l'énergie mécanique plastique est dissipée sous forme de chaleur. Les valeurs du coefficient  $\beta$  sont tracées pour les deux échantillons P1 et P2, pour les températures obtenues avec chaque méthode :

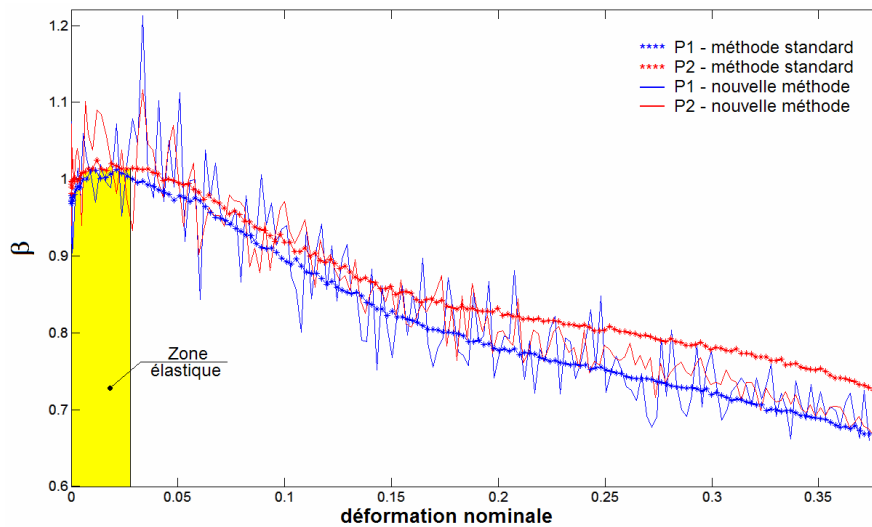


Figure 3.5-11 : Coefficient de Taylor-Quinney pour chaque essai

Cette figure montre des coefficients  $\beta$  qui ne sont pas constants, mais qui varient avec la déformation. Au début de la plastification, l'énergie plastique est convertie en proportion de 100% en chaleur. Ce taux descend au fur et à mesure que la déformation augmente. Cette figure confirme qu'une mauvaise estimation de la température peut conduire à des approximations erronées de la dissipation mécanique. Bien que le coefficient  $\beta$  obtenu pour le échantillon P2 en utilisant la température déterminée avec la méthode standard n'est pas très différent des autres coefficients, la sous-estimation de la variation de l'émissivité avec la déformation conduit à des coefficients  $\beta$  qui ont tendance à varier moins avec la déformation.

Pendant le paragraphe 3.3. il a été décrit comment modéliser un essai dynamique en utilisant un comportement élasto-visco-plastique pour l'échantillon. Le modèle rhéologique proposé se trouve sur la figure 3.3-2. A partir de ce modèle, une équation pour le coefficient  $\beta$  a été également proposée (Eq. 3.3-27), en supposant que l'énergie se dissipe sur le patin et sur l'amortisseur. La figure suivante présente la prédiction des comportements obtenus pour les échantillons en polycarbonate, ainsi qu'une comparaison entre les coefficients  $\beta$  obtenus par voie expérimentale et simulée :

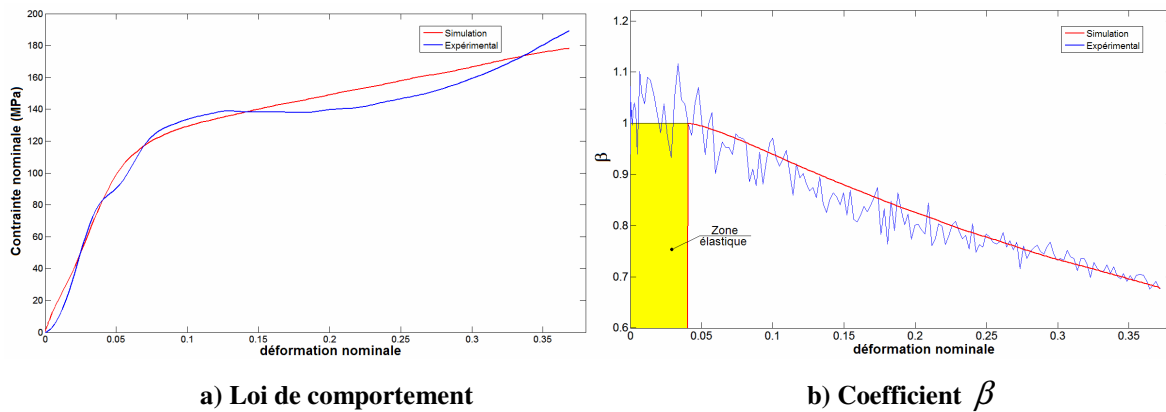


Figure 3.5-12 : Comparaison entre les résultats simulés et expérimentaux pour le polycarbonate

Les paramètres du modèle utilisés pour obtenir ces figures (obtenus toujours par tâtonnement) sont les suivants :

- le module élastique :  $E = 2.1 \text{ GPa}$
- le module d'écrouissage :  $E_t = 200 \text{ MPa}$
- le seuil élastique :  $\sigma_s = 80 \text{ MPa}$
- le coefficient de viscosité :  $\eta = 2 \cdot 10^4 \text{ Pas}$

Le rapport entre ce qui est dissipé et ce qui est stocké dans le matériau est estimé avec précision. Comme le modèle stocke l'énergie sur le ressort de la partie plastique (Fig. 3.3-1), il confirme par définition l'hypothèse faite par Aravas [12] pour les métaux : l'énergie est stockée dans le matériau sous forme des contraintes résiduelles. Les coefficients  $\beta$  calculés à partir de sa théorie ont des variations qui ressemblent à ceux de la figure 3.5-11.

### 3.5.4. Essais dynamiques sur des échantillons en aluminium

Comme pour les essais sur le polycarbonate, deux échantillons en aluminium 2024 ont été également testés, avec des dimensions identiques: longueur 7 mm et section carrée de  $21.5 \text{ mm}^2$ . Les états de surface de ces deux échantillons étaient différents : le découpage des échantillons a été réalisé avec un appareil de découpage par électroérosion, ce qui confère une rugosité plus importante sur les faces découpées. L'échantillon qui a été testé en mesurant la température sur une de ses faces rugueuses est noté A1 et celui testé en mesurant la température sur une face lisse (très réfléchissante), est noté A2. Les essais ont été réalisés avec les mêmes barres que celles utilisées pour les essais sur le polycarbonate. Les

caractéristiques des barres se trouvent dans le tableau 3.3-2. La vitesse de déformation atteinte a été de  $2600 \text{ s}^{-1}$  pour une vitesse d'impact de  $21.4 \text{ m/s}$ . La figure suivante présente les ondes pour l'essai A1, ainsi que les comportements obtenus pour les deux échantillons :

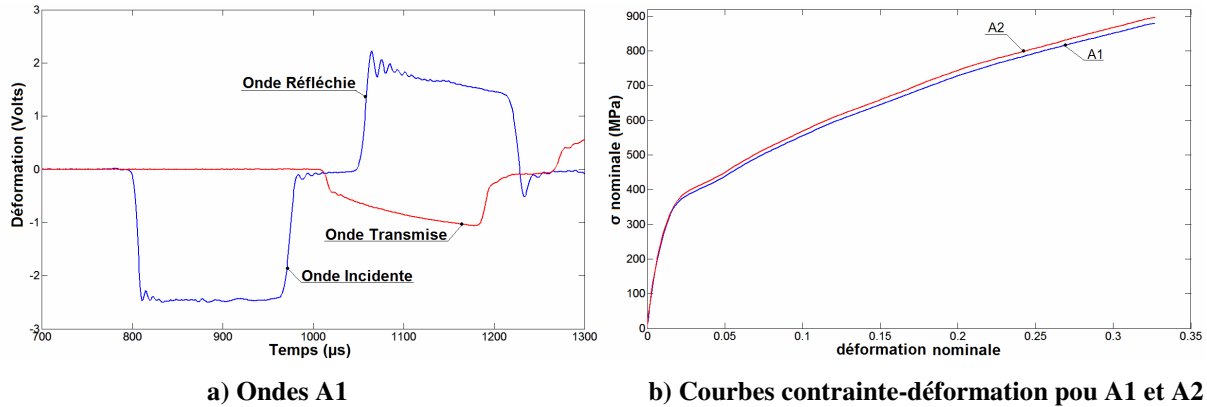


Figure 3.5-13 : Ondes et lois de comportement pour les deux échantillons en polycarbonate

Comme les deux échantillons ont subi le même traitement mécanique, l'élévation de température doit être la même. La figure 3.5-14 présente les températures déterminées pour les deux échantillons, ainsi que les températures équivalentes à une conversion complète de l'énergie mécanique en chaleur :

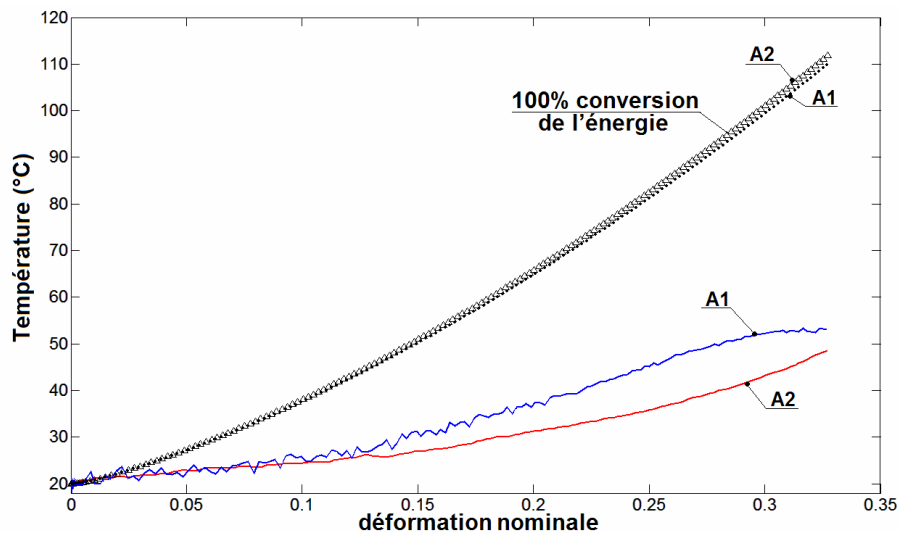


Figure 3.5-14 : Elévation de température pour les deux essais

La superposition des températures obtenues est moins bonne que pour les essais sur le polycarbonate. Cette différence peut avoir ses origines dans le traitement des signaux fournis par les capteurs thermiques pour l'échantillon A2 (celui avec la surface très réfléchissante), ainsi que dans une erreur plus importante pour la détermination de la température pour cet échantillon. Comme l'échantillon A2 a une surface très lisse, son émissivité est très faible et

le rapport signal sur bruit pour l'émission est mauvais (voir paragraphe 2.3.2). En conséquence, un lissage des signaux a été réalisé avant de commencer le calcul pour la détermination de la température (raison pour laquelle la courbe en rouge de la figure 3.5-14 est moins bruitée). La figure suivante montre les émissivités obtenues pour les deux essais :

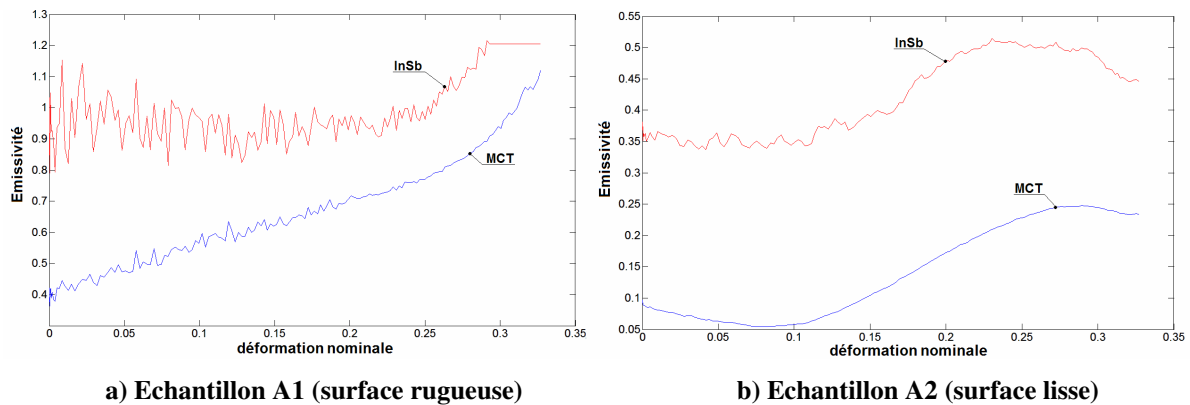


Figure 3.5-15 : Émissivités obtenues pour les deux échantillons en aluminium

Comme anticipé, l'émissivité de l'échantillon A2 est très faible.

Les émissivités correspondantes aux courtes longueurs d'onde (capteur InSb) sont plus élevées que celles correspondantes aux grandes longueurs d'onde (capteur MCT), phénomène déjà observé pour les métaux. Les émissivités obtenues montrent une augmentation importante avec la déformation. Cette dépendance vis-à-vis de la déformation est plus importante que celle observée pour les échantillons en polycarbonate. La figure suivante présente une comparaison entre les températures obtenues avec les deux méthodes (la nouvelle méthode et la méthode standard) pour l'échantillon A1. Elle présente aussi les coefficients  $\beta$  pour les deux échantillons, versus celui obtenu en mesurant la température par la méthode standard :

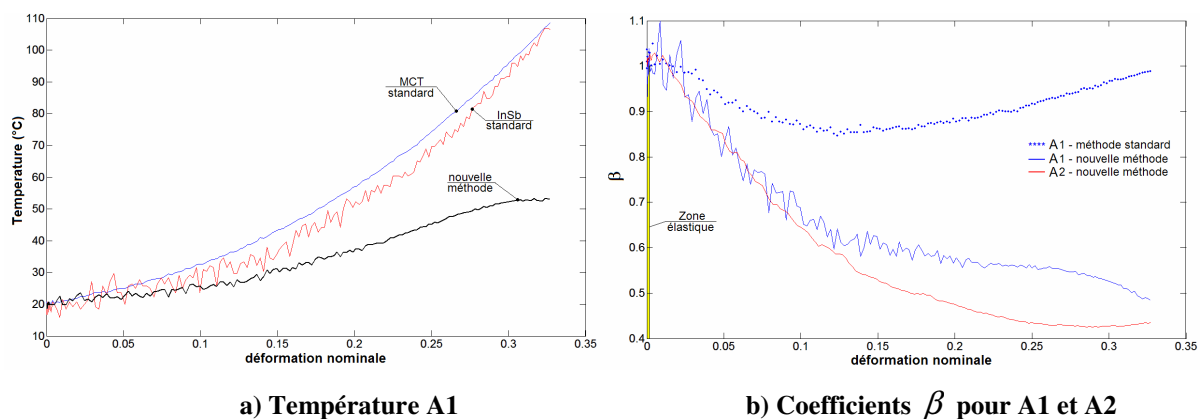
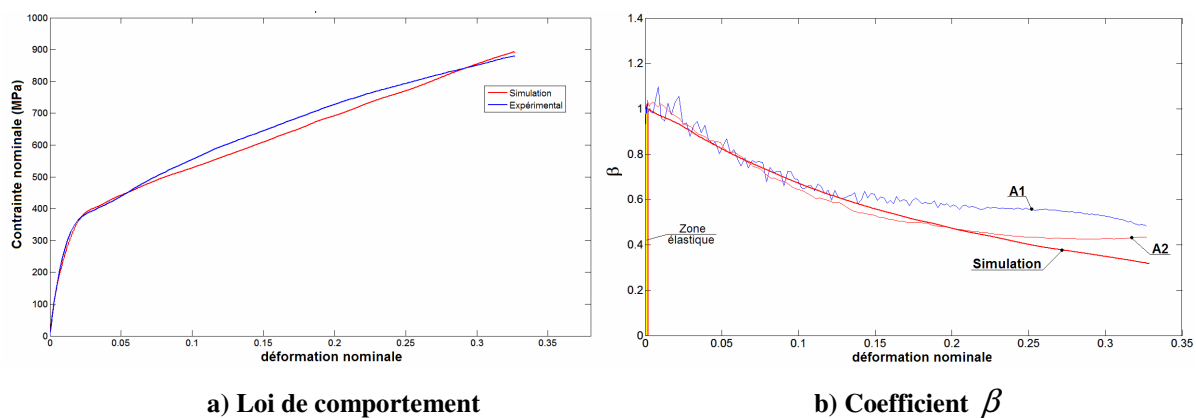


Figure 3.5-16 : Comparaison entre les résultats des deux méthodes de mesure

La différence entre la température fournie par la méthode standard (qui ne tient pas compte de la variation de l'émissivité avec la déformation) et la température obtenue avec la nouvelle méthode est importante. Elle est due à l'augmentation de l'émissivité avec la déformation : quand l'émissivité augmente, le signal des capteurs thermiques augmente aussi en intensité et comme la corrélation avec le signal obtenu pendant la phase de calibration est réalisée en amplitude des signaux, la température obtenue est plus grande que la température réelle. Cette erreur conduit à l'obtention des coefficients  $\beta$  erronés (Fig. 3.5-16b), qui ne présentent pas une forte variation. En effet, le coefficient  $\beta$  obtenu avec la méthode standard varie pendant la déformation entre 0.9 et 1. Cette variation est souvent rencontrée dans la littérature pour les métaux. Comme elle est faible, des nombreux auteurs ont considéré que la dissipation de l'énergie mécanique sous forme d'énergie thermique est constante à 95% ou à 100% [4, 5]. Comme pour les essais sur le polycarbonate, une comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats simulés en utilisant le modèle rhéologique de la figure 3.3-2 est réalisée pour les échantillons en aluminium. Le coefficient  $\beta$  calculé avec l'équation 3.3-27 est aussi montré :



**Figure 3.5-17 : Comparaison entre les résultats simulés et expérimentaux pour le polycarbonate**

Les paramètres du modèle utilisés pour obtenir ces figures, sont les suivants :

- le module élastique :  $E = 39$  GPa
- le module d'écrouissage :  $E_t = 2$  GPa
- le seuil élastique :  $\sigma_s = 70$  MPa
- le coefficient de viscosité :  $\eta = 13 \cdot 10^4$  Pas

Le modèle a une prédiction raisonnable.



## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Une nouvelle méthode pour déterminer la température à partir de la radiation infrarouge a été développée. Cette méthode est plus riche et sans doute plus précise que les autres méthodes de pyrométrie car elle est capable de déterminer à la fois la température et l'émissivité de la surface rayonnante de l'échantillon. Cette particularité lui confère un caractère innovant. La méthode est aussi innovante par le fait qu'elle mesure avec précision des températures situées entre la température ambiante et 100°C, ce qui est considéré comme des basses températures du point de vue optique. L'objectif principal du développement de cette méthode est de pouvoir mesurer l'élévation de la température pendant les essais de compression dynamique sur les barres d'Hopkinson.

La mise en œuvre de la méthode pour des essais dynamiques montre des variations importantes de l'émissivité avec la déformation. Si dans le cas des essais sur le polycarbonate les émissivités ne changent pas beaucoup, dans le cas de l'aluminium les émissivités doublent de valeur au cours du chargement mécanique. Une augmentation de deux fois de l'émissivité implique une augmentation de deux fois de la puissance de la radiation infrarouge émise par l'échantillon, mais pas nécessairement une augmentation de deux fois de la température. Ceci pourrait expliquer pourquoi une méthode de mesure de la température qui fait l'hypothèse que les variations de l'émissivité avec la déformation sont négligeables fournit des températures qui sont plus élevées que la température réelle de l'échantillon.

Une mesure précise de la température, simultanée avec une mesure précise des quantités mécaniques permet d'établir l'évolution du coefficient  $\beta$  de Taylor-Quinney. Les mesures de la température en dynamique ont mis en évidence des variations importantes de ce coefficient dans le cas du polycarbonate et de l'aluminium. Si, au début de la plastification, le taux de conversion du travail mécanique en chaleur est de 100%, il décroît au fur et à mesure que la déformation plastique augmente. Cette variation est observée pour les deux matériaux. Le fait que le coefficient de Taylor-Quinney n'est pas de 100% au cours de la plastification, implique

qu'une partie de travail mécanique est stocké dans l'échantillon. Pour l'instant, les mécanismes du stockage ne sont pas bien connus. Il est vraisemblable que chaque matériau présente des variations propres pour le coefficient de Taylor-Quinney, car le mécanisme de dissipation du travail mécanique sous forme de chaleur doit être relié à la structure interne. Il est aussi possible que pour le même matériau, le coefficient de Taylor-Quinney dépende de la vitesse de déformation. La nouvelle méthode de mesure de la température offre les perspectives pour une étude plus détaillée du coefficient  $\beta$ .

La mesure de l'émissivité pourrait également permettre de détecter un éventuel changement de phase du matériau de l'échantillon au cours d'un essai.

Cette méthode peut être appliquée à une large gamme des matériaux. Du point de vue thermique, la seule limitation envisageable est imposée par le bilan total en puissance : si l'échantillon est transparent pour les plages des longueurs d'onde pour lesquelles on mesure les deux radiations infrarouge, son coefficient de transmission est non nul et le facteur d'émissivité n'est plus le seul complément du facteur de réflexion. Ceci signifie que les équations utilisées pour quantifier la puissance des deux radiations infrarouge mesurées ne sont plus valables.

Comme le travail plastique de déformation est la source génératrice de chaleur, l'utilisation de la méthode pour des matériaux qui manifestent de grandes déformations plastiques est appropriée. Son application pour des matériaux manifestant une rupture fragile avec des déformations plastiques réduites (comme les roches ou le béton) reste à explorer.

## Bibliographie

- [1] Taylor, G. I. and M. A. Quinney (1934), The latent energy remaining in a metal after cold working, Proc. R. Soc. London A143, 307.
- [2] M.A. Quinney and Taylor, G. I. (1937), The emission of the latent energy due to previous cold working when a metal is heated, Proc. R. Soc. London A-CLXIII, 157.
- [3] M. B. Bever, D. L. Holt and A. L. Titchener (1973), The stored energy of cold work, Progress in Materials Science, volume 17
- [4] R. Kapoor and S. Nemat-Nasser (1998), Determination of temperature rise during high strain rate deformation, Mechanics of Materials 27 1-12
- [5] D. Rittel, A. Bhattacharyya, B. Poon, J. Zhao and G. Ravichandran (2007), Thermomechanical characterization of pure polycrystalline tantalum, Materials Science and Engineering A 447 65-70
- [6] J. J. Mason, A. J. Rosakis and G. Ravichandran (1994), On the strain and strain rate dependence of the fraction of plastic work converted to heat: an experimental study using high speed infrared detectors and the Kolsky bar, Mechanics of Materials 17 135-145
- [7] D. Macdougall (2000), Determination of the plastic work converted to heat using radiometry, Experimental Mechanics Vol. 40, No. 3, 298-306
- [8] M. Garg, A. D. Mulliken and M. C. Boyce (2008), Temperature rise in polymeric materials during high rate deformation, Journal of Applied Mechanics, Vol. 75/011009-1
- [9] D. Rittel (1999), On the conversion of plastic work to heat during high strain rate deformation of glassy polymers, Mechanics of Materials 31 131-139
- [10] Z. Li and J. Lambros (2001), Strain rate effects on the thermomechanical behaviour of polymers, International Journal of Solids and Structures 38 3594-3562
- [11] A. T. Zehnder (1991), A model for the heating due to plastic work, Mechanics Research Communications, Vol. 18 (1), 23-28
- [12] N. Aravas, K-S. Kim and F. A. Leckie (1990), On the calculations of the stored energy of cold work, Journal Of Engineering Materials and Technology, Vol. 112 465-470
- [13] P. Hervé (1977), Influence de l'état de surface sur le rayonnement thermique des matériaux solides; thèse de doctorat d'état, Imprimerie Centrale Commerciale
- [14] Antoni-Zdziobeck, V. Pina, P. Herve and F. Durand (1997), A radiative thermal analysis method for phase-change determination of strictly controlled refractory alloys, High

## Temperature and materials Science

- [14] N. Ranc, V. Pina and P. Herve (2007), Optical measurement of phase transition and temperature in adiabatic shear bands in titanium alloys. *Journal de Physique IV*, 9, pp 347-352
- [16] G. Broussaud (1974), *Optoélectronique*, Masson et C<sup>ie</sup>, Editeurs
- [17] F. Righini, A. Rosso, A. Cezairliyan and A.P. Miller (1991), Wavelength dependence of normal spectral emissivity of high-temperature metals at their melting points, *High Temp.–High Press.* 23 325–332
- [17] P.B. Coates (1981), Multiwavelength pyrometry, *Metrologia* 17 103–109
- [19] A. Sadou, *Etude des propriétés thermooptiques des métaux réfractaires a hautes températures* (2006), Thèse Université Paris X, France
- [20] J-L. Favre (2004), *Sécurité des ouvrages, Risques – Modélisation de l’incertain, fiabilité, analyse des risques*, Ellipses Edition, ISBN 2-7298-2014-0
- [21] P. Mouro (2002), *Etude du comportement dynamique des tôles d’acier pour le calcul de crash*, Thèse Ecole Polytechnique, France
- [22] Bancroft D. (1941), The velocity of longitudinal waves in cylindrical bars, *Phys. Rev.*, 59 588-593
- [23] K. Safa (2008), *Mise au point d’un essai de compaction dynamique. Application au béton*, Thèse Ecole Polytechnique France
- [24] L. Rota (1997), *Application de méthodes inverses au dépouillement de l’essai aux barres de Hopkinson*, Thèse Ecole Polytechnique
- [25] G. Gary and H. Zhao (1996), Measurements of the dynamic behaviour of concrete under impact loading, *Proc. 2nd Int. Symp. on Impact Engng, Beijing, China*, 208-213
- [26] M. C. Jovic (2007), *Influence de la vitesse de déformation en mise en forme à froid*, Thèse Université Paris X, France
- [27] J. Hodowany, G. Ravichandran, A. J. Rosakis and P. Rosakis (2000), Partition of plastic work into heat and stored energy in metals, *Experimental Mechanics*, Vol. 40, No. 2 113-123