



HAL
open science

Etude des champs de flux thermique sur les composants faisant face au plasma dans un tokamak à partir de mesures de température par thermographie infrarouge

Ronan Daviot

► **To cite this version:**

Ronan Daviot. Etude des champs de flux thermique sur les composants faisant face au plasma dans un tokamak à partir de mesures de température par thermographie infrarouge. Autre. Ecole Centrale Paris, 2010. Français. NNT : 2010ECAP0011 . tel-00534809

HAL Id: tel-00534809

<https://theses.hal.science/tel-00534809>

Submitted on 10 Nov 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.



**ÉCOLE CENTRALE DES ARTS
ET MANUFACTURES
« ÉCOLE CENTRALE PARIS »**

THÈSE
présentée par

Ronan DAVIOT

pour l'obtention du

GRADE DE DOCTEUR

Spécialité : Science de l'ingénieur : énergie

Laboratoire d'accueil : EM2C

**SUJET : Etude des champs de flux thermique sur les
composants face au plasma dans un tokamak à partir de
mesures de température par thermographie infrarouge**

soutenue le : 19 mai 2010

devant un jury composé de :

**MM. Dominique GOBIN
MM. Dominique GUILHEM
MM. Jean-Bernard SAULNER
MM. Jean TAINÉ
MM. Eric GAUTHIER**

**Président
Rapporteur
Rapporteur
Dir. de thèse
Encadrant CEA**

Résumé

La connaissance des champs de flux thermique sur les composants d'un tokamak est un élément important de la conception de ce type de machines. L'objectif de cette thèse est de développer et mettre en œuvre une méthode de calcul de ces flux à partir des mesures de température par thermographie infrarouge. Ce travail repose sur trois objectifs qui concernent les tokamaks actuels et futurs (ITER) : mesurer un champ de température d'une paroi réfléchissante par pyrométrie photothermique (pré-étude), caractériser les propriétés thermiques des dépôts sur les surfaces des composants et développer un calcul tridimensionnel et non-linéaire du flux.

Une comparaison de différentes techniques de pyrométries monochromatique, bichromatique et photothermique est effectuée sur une expérience de laboratoire de mesure de température. Une sensibilité importante de la technique de pyrométrie photothermique aux gradients de température sur la zone observée a été mise en évidence.

Les dépôts en surface des composants exposés au plasma, sans inertie thermique, sont modélisés par des champs de résistance thermique équivalente transverse. Ce champ de résistance est déterminé, en tout point de mesure, par confrontation du champ de température de paroi issu de la thermographie avec le résultat d'une simulation par un modèle monodimensionnel linéaire du composant. Une information sur la répartition spatiale du dépôt à la surface d'un composant est alors obtenue.

Un calcul tridimensionnel et non-linéaire du champ de flux pariétal sur un composant est développé, par une méthode d'éléments finis, à partir de maillages de composants issus de CAO. La sensibilité du flux calculé à la précision des mesures de températures est discutée.

Cette méthode est appliquée à des campagnes de mesures de température bidimensionnelles par thermographie infrarouge sur des composants du tokamak JET. Les champs de flux sur les tuiles du divertor, la protection supérieure et les protections poloïdales internes et externes sont déterminés et étudiés dans les deux directions, poloïdale et toroïdale, du tokamak. La symétrie toroïdale du flux, d'une tuile à l'autre, est établie. L'influence de la résolution spatiale des mesures sur les flux calculés est discutée, à partir de comparaisons de résultats obtenus à partir de deux systèmes de thermographie de résolutions différentes.

Mots-clés : Tokamak, CFP, thermographie, flux thermique, pyrométrie, photothermique, dépôt carbonné

Abstract

Knowing the fields of heat fluxes on the components of a tokamak is a key element to design these devices. The goal of this thesis is the development of a method of computation of those heat loads from measurements of temperature by infrared thermography. The research was conducted on three issues arising in current tokamaks but also future ones like ITER: the measurement of temperature on reflecting walls, the determination of thermal properties for deposits observed on the surface of tokamak's components and the development of a three-dimensional, non-linear computation of heat loads.

A comparison of several means of pyrometry, monochromatic, bichromatic and photothermal, is performed on an experiment of temperature measurement. We show that this measurement is sensitive to temperature gradients on the observed area.

Layers resulting from carbon deposition by the plasma on the surface of components are modeled through a field of equivalent thermal resistance, without thermal inertia. The field of this resistance is determined, for each measurement points, from a comparison of surface temperature from infrared thermographs with the result of a simulation, which is based on a mono-dimensional linear model of components. The spatial distribution of the deposit on the component surface is obtained.

Finally, a three-dimensional and non-linear computation of fields of heat fluxes, based on a finite element method, is developed here. Exact geometries of the component, released from CAD's design, are used. The sensitivity of the computed heat fluxes is discussed regarding the accuracy of the temperature measurements.

This computation is applied to two-dimensional temperature measurements of the JET tokamak. Several components of this tokamak are modeled, such as tiles of the divertor, upper limiter and inner and outer poloidal limiters. The distribution of heat fluxes on the surface of these components is computed and studied along the two main tokamak's directions, poloidal and toroidal. Toroidal symmetry of the heat loads from one tile to another is shown. The influence of measurements spatial resolution on the calculated heat fluxes is discussed by comparing results obtained from measurements of two systems of thermography.

Keywords : Tokamak, PFC, thermography, heat fluxes, pyrometry, photothermal, carbon layer

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein de l'Institut de Recherche sur la Fusion Magnétique (IRFM) du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA). C'est pourquoi je voudrais commencer par remercier messieurs Chatelier et Marbach qui ont été successivement à la direction de cet institut. Je tiens aussi à remercier M. Grosman et Mme Faury pour m'avoir accueilli au sein du Service Intégration Plasma\Paroi (SIPP).

Je tiens ensuite à remercier M. Dominique Guilhem et M. Jean-baptiste Saulnier pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail de thèse. J'exprime ma gratitude à M. Dominique Gobin pour avoir accepté de présider mon jury de soutenance de thèse.

Je veux ensuite remercier mes deux encadrants, messieurs Eric Gauthier et Jean Taine pour leurs conseils qui m'ont été très précieux et sans lesquels je n'aurais pas pu accomplir ce travail. En particulier, ce mémoire ne serait pas ce qu'il est sans leur patience et leur attention.

Je n'oublie pas de remercier pour les quatre très bonnes années que j'ai pu passer parmi vous, tous les membres du GCECFP. En particulier, Jean-Marcel Travère pour m'avoir accueilli initialement au sein du GID, et Thierry Loarer qui a repris la direction du groupe. Je voudrais aussi remercier tous ceux qui m'ont apporté leur assistance pour réaliser ce travail de thèse, Sophie Carpentier, Jean-Laurent Gardarein, Romain Guigon, Daniel Villegas, Gilles Arnoux, Yann Corre, Fraser Lott et bien d'autres.

Je tiens aussi à remercier les secrétaires du service, Laurence Azcona et Colette Junique, pour leur accueil chaleureux, leur disponibilité, ainsi que pour toute l'attention et le temps qu'elles ont pu passer pour moi.

Remerciements

Je voudrais enfin remercier, pour tous les bons moments que l'on a passés ensemble, toutes les personnes que j'ai pu rencontrer à Cadarache. Je commencerais par le groupe des anciens thésards du 507, Patrice, Thomas, Jean-Laurent et tout particulièrement Sophie, toujours souriante et disponible. Je remercierai ensuite les amis, Gwen, Dany, Nico, Cédric, Gaëlle, Victor, Vincent, Marie-Hélène et Clémence, pour les soirées, les cinés, les ballades et les pique-niques que l'on a partagés. Je voudrais aussi saluer les membres du club d'Aïkido et tout particulièrement Jean Peybernes et Claudine Pozo pour m'avoir fait découvrir et apprécier ce sport.

Je finirais par donner mes remerciements à ma famille pour leur soutien sans faille, en particulier, à mon père pour m'avoir donné le goût des sciences et à ma sœur Maëlle, pour sa relecture complète de ce manuscrit. Je garde une pensée particulière pour ma nièce Leili qui a été un agréable rayon de soleil durant ma période de rédaction.

Table des matières

TABLE DES MATIERES	1
GLOSSAIRE.....	5
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION.....	9
1.1 CONTEXTE DE LA RECHERCHE SUR LA FUSION CONTROLEE.....	9
1.1.1 PRINCIPE DE LA FUSION THERMONUCLEAIRE	9
1.1.2 PERFORMANCE D'UN REACTEUR A FUSION.....	12
1.1.3 METHODE DE CONFINEMENT DU PLASMA :	17
1.1.4 LES TOKAMAKS	21
1.1.5 LES INTERACTIONS PLASMA PAROIS.....	26
1.1.6 MESURES DE TEMPERATURE DANS UN TOKAMAK	36
1.2 ELEMENTS BIBLIOGRAPHIQUES THERMIQUES	41
1.2.1 TRANSFERTS THERMIQUES DANS LE DOMAINE DE LA FUSION.....	41
1.2.2 METHODES DE RESOLUTION DE L'EQUATION DE LA CHALEUR	42
1.2.3 TECHNIQUES DE PYROMETRIE	46
1.3 OBJECTIF DE LA THESE	47
ANNEXE 1.1 :.....	51
CHAPITRE 2 : METHODES DE MESURE DE TEMPERATURE PAR RADIOMETRIE.....	53
2.1 PRINCIPES DE PYROMETRIE RADIOMETRIQUE	54
2.1.1 PYROMETRIE MONOCHROMATIQUE	56
2.1.2 PYROMETRIE BICHROMATIQUE.....	68
2.1.3 PYROMETRIE PHOTOTHERMIQUE	75
2.2 MONTAGE EXPERIMENTAL	82
2.3 RESULTATS.....	85
2.3.1 MESURE DE TEMPERATURE PAR PYROMETRIE MONOCHROMATIQUE :	87
2.3.2 MESURE DE TEMPERATURE PAR PYROMETRIE BICHROMATIQUE :	88
2.3.3 MESURE DE TEMPERATURE PAR PYROMETRIE PHOTOTHERMIQUE :	91
2.4 CONCLUSION.....	93

ANNEXE 2.1 : INCERTITUDE SUR LA MESURE	95
ANNEXE 2.2 : CALCUL DU BIAIS INTRODUIT PAR UN DECALAGE DES PYROMETRES.....	103
CHAPITRE 3 : CARACTERISATION DES DEPOTS CARBONES	107
3.1 MONTAGE EXPERIMENTAL	109
3.2 MODELISATION ET SIMULATION DE LA MESURE.....	114
3.2.1 MODELE DE TUILE	114
3.2.2 MODELISATION DU DEPOT.....	118
3.2.3 CALCUL DE LA TEMPERATURE DE SURFACE.....	123
3.3 METHODES DE CARACTERISATION DU DEPOT	127
3.3.1 DETERMINATION DE LA RESISTANCE EQUIVALENTE DURANT LA PERIODE DE CHAUFFAGE.....	130
3.3.2 DETERMINATION DE LA RESISTANCE EQUIVALENTE DURANT LA PERIODE DE RELAXATION	134
3.4 RESULTATS	136
3.4.1 COMPARAISON DES RESULTATS OBTENUS PAR LES DEUX METHODES DE DETERMINATION DE LA RESISTANCE EQUIVALENTE.....	139
3.4.2 DISTRIBUTION SURFACIQUE DU DEPOT A LA SURFACE DES TUILES	141
3.4.3 EVOLUTION DES DEPOTS AU COURS DES EXPERIENCES.....	144
3.4.4 APPLICATION DES RESULTATS AU CALCUL DE FLUX DURANT LES MESURES A FORTE PUISSANCE	147
3.5 CONCLUSION.....	149
ANNEXE 3.1 : PROPRIETES THERMIQUES DES DU CFC DUNLOP	150
ANNEXE 3.2 : SCHEMA DE LA TUILE 4 DU DIVERTEUR MKIIA	151
ANNEXE 3.3 : CALCUL DE LA TEMPERATURE SUR UN DEPOT DECRIT PAR QUATRE PARAMETRES.	152
ANNEXE 3.4 : CALCUL DE LA RELATION DE RECURRENCE POUR LA DETERMINATION DE LA RESISTANCE EQUIVALENTE	156
CHAPITRE 4 : MODELISATION THERMIQUE NON-LINEAIRE DES COMPOSANTS FACE AU PLASMA	161
4.1 MODELISATION DES COMPOSANTS.....	162
4.1.1 MODELE PHYSIQUE.....	162
4.1.2 CONDITIONS AUX LIMITES SUR LES TUILES	167
4.1.3 DISCRETISATION DU MODELE.....	173
4.1.4 RESOLUTION NON-LINEAIRE DU BILAN D'ENERGIE DANS LE SOLIDE	180
4.2 CALCUL DU FLUX DE CHALEUR	182
4.2.1 INCERTITUDE SUR LE MODELE.....	184
4.2.2 INCERTITUDE SUR LES MESURES DE TEMPERATURE.....	188

4.3	CALCUL DE LA TEMPERATURE AU NIVEAU DES THERMOCOUPLES	195
4.4	CONCLUSION	199
	ANNEXE 4.1 : ELEMENTS FINIS ET FONCTION DE FORME	201
	ANNEXE 4.2 : EXPRESSIONS MATRICIELLES UTILISEES PAR LA METHODE DES ELEMENTS FINIS	204
CHAPITRE 5 : RESULTATS DU CALCUL DE FLUX APPLIQUE AUX MESURES DE TEMPERATURE DU JET		207
5.1	LES MESURES DE TEMPERATURE DE SURFACE	208
5.1.1	REPARTITION DES MESURES SUR LES COMPOSANTS	209
5.1.2	INFLUENCE DE LA RESOLUTION SPATIALE	217
5.2	COMPARAISON DES FLUX CALCULES A PARTIR DES MESURES DE KL9 ET DE KL7	226
5.3	ANALYSE DE LA SYMETRIE TOROÏDALE DES FLUX DE CHALEUR AUTOUR DU POINT D'IMPACT.	228
5.4	COMPARAISON DES FLUX CALCULES AVEC LES RESULTATS DE THEODOR	233
5.5	TEMPERATURE CALCULEE AU NIVEAU DES THERMOCOUPLES	239
5.6	BILAN DE PUISSANCE DANS LE TOKAMAK	243
5.7	CONCLUSION	251
CONCLUSION		255
BIBLIOGRAPHIE		259

Glossaire

ASDEX :

Tokamak allemand situé à Garching en Allemagne. Son nom signifie : Axially Symmetric Divertor EXperiment.

Composant Face au Plasma (CFP) :

Nom donné aux composants de premières parois d'un tokamak destinés à recevoir la chaleur perdue par le plasma et servant à protéger les composants plus fragiles tel les diagnostics et les systèmes de chauffage.

Composite à Fibres de Carbone (CFC)

Conception Assistée par Ordinateur (CAO)

Configuration diverteur :

Configuration magnétique pour laquelle la dernière surface magnétique fermée, appelé dans ce cas séparatrice, est créée par une perturbation locale des surfaces magnétiques.

Configuration limiteur :

Configuration magnétique pour laquelle la dernière surface magnétique fermée est imposée par la présence d'un composant matériel, appelé limiteur.

Dernière Surface Magnétique Fermée (DSMF) :

Dans un réacteur de fusion par confinement magnétique, c'est la surface magnétique qui délimite la partie confinée du plasma. Toutes les surfaces magnétiques situées à l'extérieur de la DSMF sont ouvertes, c'est-à-dire qu'elles traversent au moins un composant de paroi.

Directions toroïdale et poloïdale :

Deux directions orthogonales permettant de se repérer dans un repère toroïdal (cf. Annexe 1.1)

Diverteur :

Désigne le composant face au plasma destiné à recevoir la chaleur perdue par le plasma dans une configuration diverteur.

Edge Localised Modes (ELMs) :

Mode de magnétohydrodynamique du plasma dans un tokamak qui apparaît lors d'un confinement en mode H (cf. partie 1.1.5.1.d).

Electron-Volt :

Unité d'énergie couramment utilisé en physique des particules, elle correspond à l'énergie potentielle d'une particule d'une charge élémentaire dans un champ de un volt. $1\text{eV} \sim 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Cette unité peut aussi servir à exprimer une température, la conversion se fait alors par l'intermédiaire de la constante de Boltzmann ($E = k_B T$), $1 \text{ eV} \sim 11\,605 \text{ K}$.

ITER :

Tokamak en cours de construction sur le site de Cadarache (Bouches-du-Rhône, Fr) issu d'un projet international regroupant les pays de la communauté européenne, les Etats-Unis, la Russie, la Chine, le Japon, l'Inde et la Corée du sud.

JET :

Tokamak européen construit à Culham (près d'Oxford, UK).

KL7, KL9 :

Systèmes de thermographie du JET (cf. partie 1)

Limiteur Pompé Toroïdal (LPT) :

Principal composant face au plasma activement refroidi de Tore Supra destiné à recevoir l'essentiel de la chaleur perdue par le plasma confiné. (cf. section 1.1.5.1.a)

Limiteur :

Désigne le composant face au plasma destiné à recevoir la chaleur perdue par le plasma dans une configuration limiteur.

Redéposition :

Le dépôt qui se forme sur les composants sous l'effet des interactions entre le plasma et la paroi, subit lui aussi le phénomène d'érosion et de déposition par le plasma. On parle alors de redéposition sur les composants.

Scrape-Off Layer (SOL) :

Couche de plasma située directement à l'extérieur de la Dernière Surface Magnétique Fermée. Les lignes de champ magnétique de cette zone sont ouvertes. On l'appelle aussi Section dans l'Ombre du Limiteur.

Tokamak :

Machine expérimentale de fusion par confinement magnétique dont le champ magnétique poloïdal est induit par le courant circulant dans le plasma.

Tore Supra :

Tokamak français du CEA situé sur le site de Cadarache (Bouches-du-Rhône).

Zone privée :

Zone du plasma de bord située entre les deux surfaces magnétiques ouvertes de la séparatrice dans un divertor (cf. section 1.1.5.1.b)

Chapitre 1 : Introduction

Notations :

Q : facteur d'amplification d'un réacteur à fusion

$P_{\text{extérieure}}$: Puissance injectée dans le plasma par les systèmes de chauffages (W)

P_{fusion} : Puissance libérée par les réactions de fusion (W)

v : vitesse des particules ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)

σ : section efficace de réaction (m^2)

n : quantité de matière totale du plasma

τ_e : temps de confinement de l'énergie dans le plasma (s)

E_{fusion} : énergie produite par les réactions de fusion (eV)

E_{perte} : énergie perdue par le plasma (J)

T : température du plasma (K ou eV)

$\lambda_n, \lambda_T, \lambda_q$: longueur de décroissance exponentielle de la densité, de la température et du flux dans la SOL (m).

q : flux surfacique de chaleur dans la SOL

ρ : densité des composants face au plasma ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)

C_p : capacité calorifique massique ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)

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

1.1 Contexte de la recherche sur la fusion contrôlée

1.1.1 Principe de la fusion thermonucléaire

Les noyaux des atomes sont constitués de nucléons qui sont répartis entre les neutrons, sans charge électrique, et les protons, chargés positivement. Les protons se repoussent entre eux sous l'effet de la force électrostatique. La cohésion du noyau est maintenue grâce à l'interaction nucléaire forte qui intervient entre les nucléons à courte distance ($\sim 10^{-15}$ m, [CEA84]). Une énergie de liaison entre les nucléons est associée à cette interaction. Cette énergie a été mesurée à travers le défaut de masse qu'elle induit sur les noyaux des atomes. En effet, il a été observé que la masse d'un noyau est inférieure à la somme des masses individuelles des nucléons qui le composent. On peut relier la variation de cette masse à la variation de l'énergie de liaison par la relation montrée par A. Einstein dans sa théorie de la relativité restreinte en 1905 (cf. [EIN05])

$$E = mc^2 \quad (1-1)$$

Où c est la vitesse de la lumière, m la masse et E l'énergie.

L'énergie de liaison par nucléon varie en fonction du nombre des nucléons qui constituent le noyau (cf. figure 1-1). A nombre de nucléons constant, la transformation d'un élément en un autre dont l'énergie de liaison par nucléon est plus faible se fait donc avec une libération d'énergie. On remarque que les énergies mises en jeu par ces transformations sont importantes, de l'ordre du MeV^1 par nucléons. Ces transformations, appelées réactions nucléaires, permettent donc d'extraire une grande quantité d'énergie de la matière.

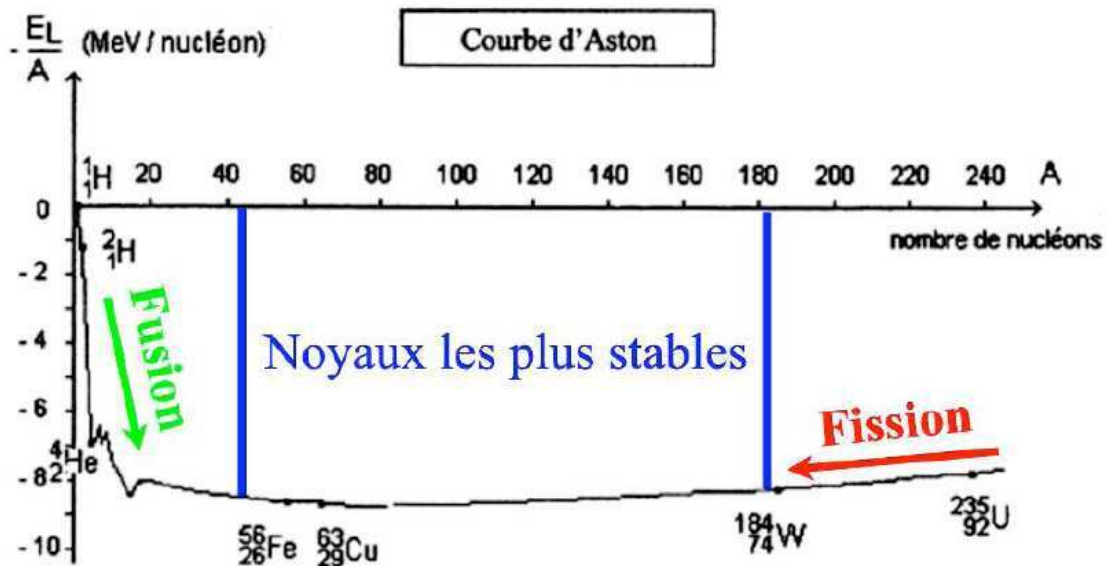


Figure 1-1 : Energie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons.

On distingue deux types de réactions nucléaires, celles de fission et celles de fusion.

La fission consiste à scinder un atome en plusieurs atomes plus légers. On observe sur la courbe d'Aston que cette réaction libère de l'énergie lorsqu'elle est réalisée sur les atomes les plus lourds. Les réactions de fission de l'uranium 235 sont actuellement utilisées pour produire de l'énergie dans les réacteurs nucléaires. Ce type de réaction présente l'avantage de se produire naturellement sur Terre du fait qu'il existe des isotopes instables des atomes les plus lourds.

¹ Cf. glossaire.

La fusion consiste à faire entrer en collision deux atomes pour qu'ils forment un élément plus lourd. Elle libère de l'énergie lorsqu'elle est effectuée à partir d'atomes légers. De nombreux éléments peuvent fusionner en libérant de l'énergie, tel que l'hydrogène H et ses isotopes, le lithium Li, le bore B ou le béryllium Be. Cependant, les réactions de fusion sont difficiles à obtenir et une partie seulement de ces réactions de fusion sont actuellement envisageables pour produire de l'énergie. En effet, afin de fusionner, deux noyaux doivent se rapprocher suffisamment pour que l'interaction nucléaire forte devienne prédominante sur les répulsions coulombiennes. L'énergie de collision des noyaux doit être suffisante pour permettre ce rapprochement en passant la barrière coulombienne (~ 1 MeV pour deux protons, cf. [CEA84]). Dans la pratique, la barrière coulombienne peut être traversée par effet tunnel, ce qui permet d'obtenir une probabilité de réaction non-nulle pour des énergies plus faibles, de l'ordre de 100 keV. Cette probabilité de réaction est quantifiée à travers la section efficace de réaction σ , représentée sur la figure 1-2 pour certains couples de particules.

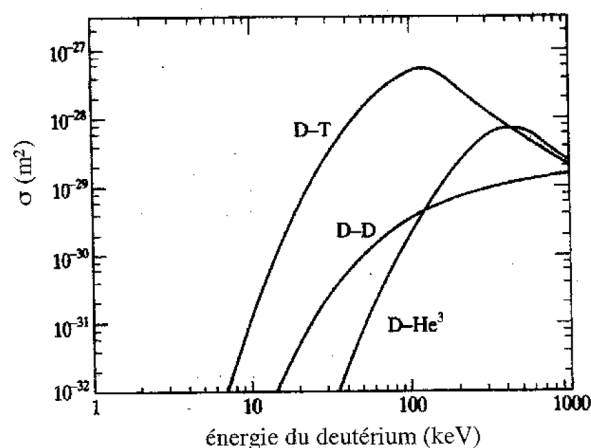
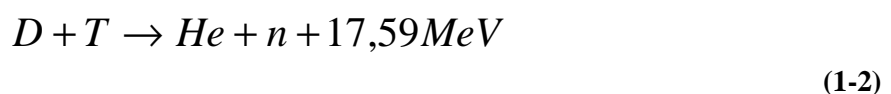


Figure 1-2 : Sections efficaces des réactions de fusion nucléaire : D-T, D-D, D-He3 en fonction de l'énergie relative de collision [WES97]

La réaction de fusion envisagée actuellement pour produire de l'énergie est celle qui intervient entre le deutérium D et le tritium T, deux isotopes de l'hydrogène :



Cette réaction est la plus favorable, comme représentée sur la figure 1-2. L'énergie libérée lors de cette réaction est répartie, essentiellement sous forme d'énergie cinétique, entre le neutron, pour 14,03 MeV, et la particule α (^4He), pour 3,56 MeV.

Le deutérium est un élément relativement abondant sur terre qui peut être extrait de l'eau lourde. L'eau de mer contient approximativement 33 g/m³ (cf. [CEA84]). Le tritium est un élément rare car c'est un élément radioactif qui a une demi-vie courte, de 12,3 ans. Il est actuellement produit en petite quantité dans des réacteurs nucléaires de fission. La quantité de tritium nécessaire à l'exploitation industrielle de la fusion sera produite à partir de réactions entre du lithium et des neutrons. Cette production de tritium sera réalisée directement sur le réacteur en utilisant pour cette réaction les neutrons issus de la fusion.

1.1.2 Performance d'un réacteur à fusion

On a vu que la réaction de fusion nécessite un apport important d'énergie initiale aux réactifs, de l'ordre de 100 keV. En comparaison, l'énergie moyenne d'une particule à température ambiante est de l'ordre de 0,025 eV. Afin que la réaction de fusion soit rentable, il est nécessaire de s'assurer que la puissance libérée par la réaction de fusion P_{fusion} est supérieure à la puissance $P_{\text{extérieure}}$ à apporter aux réactifs pour qu'ils puissent réagir. L'efficacité d'un réacteur de fusion est mesurée au vu du facteur d'amplification Q qu'il permet d'obtenir :

$$Q = \frac{P_{\text{fusion}}}{P_{\text{extérieure}}} \quad (1-3)$$

Plusieurs valeurs de ce facteur d'amplification sont remarquables (cf. [CEA84] p29) :

1. La valeur $Q = 1$ définit la notion de « break-even » scientifique, elle correspond à un réacteur pour lequel la puissance produite par fusion égale la puissance introduite. C'est une étape importante pour la recherche sur la fusion contrôlée mais insuffisante pour permettre de produire de l'électricité à partir des réactions de fusion.

2. La valeur $Q = 2$ définit la condition d'auto-entretien du réacteur, c'est-à-dire le facteur d'amplification qu'il est nécessaire d'obtenir pour que la puissance produite par fusion puisse, après conversion en énergie électrique, produire la puissance extérieure nécessaire à son fonctionnement.
3. La valeur $Q = 14$ correspond approximativement à la valeur minimale nécessaire pour qu'un réacteur branché au réseau électrique soit rentable économiquement.
4. La valeur $Q = \infty$ qui correspond à l'ignition. Cela correspond au cas où il n'est plus nécessaire d'apporter de l'énergie extérieure. L'énergie nécessaire à la réaction est alors fournie directement par le produit des réactions de fusion précédentes.

Nous allons maintenant voir comment ce facteur Q peut être relié aux conditions de température et de pression du milieu dans lequel se produisent les réactions.

On a vu précédemment que les probabilités des réactions de fusion (cf. figure 1-2) sont faibles. Par comparaison, la section efficace de réaction de l'uranium 235 avec des neutrons thermiques est plus grande de deux ordres de grandeurs que celle du couple D/T. On a donc intérêt à placer les réactifs dans un milieu qui maximise le nombre de collisions qu'ils peuvent réaliser avant de dissiper leur énergie initiale. Cette situation peut être obtenue en réalisant un mélange des combustibles sous la forme d'un gaz à l'équilibre thermique. Nous allons voir que les conditions nécessaires à la réaction de fusion imposent que ce mélange soit à une température de l'ordre de 10 keV. A cette température, les combustibles sont dans un état de la matière appelé plasma qui correspond à un gaz ionisé. Une particularité des plasmas est d'être sensible à la présence de champs magnétiques du fait de la charge des particules ionisées qui le composent. Les réactions de fusion réalisées dans un plasma proche de l'équilibre thermique sont alors qualifiées de thermonucléaires. La vitesse v des particules dans ce milieu suit une distribution maxwellienne :

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) \quad (1-4)$$

où n est la densité, m la masse et T la température.

Dans un plasma de deutérium/tritium, le taux de réaction R par unité de volume est calculé à partir des distributions f_D et f_T de la vitesse et de la section efficace de réaction σ par l'intégrale

$$R = \iint \sigma(v') v' f_D(v_D) f_T(v_T) d^3v_D d^3v_T \quad (1-5)$$

où v_D et v_T sont les vitesses des particules de deutérium et de tritium et $v' = v_D - v_T$.

Le calcul de cette intégrale conduit à mettre en avant un taux de réaction normalisé $\langle \sigma v \rangle = \frac{R}{n_D n_T}$, où n_D et n_T sont les densités de deutérium et de tritium, (cf. [WES97], page 6). Ce taux de réaction est une fonction de la seule température du milieu et de la réaction considérée. Le cas du mélange deutérium/tritium est représenté sur la figure 1-3.

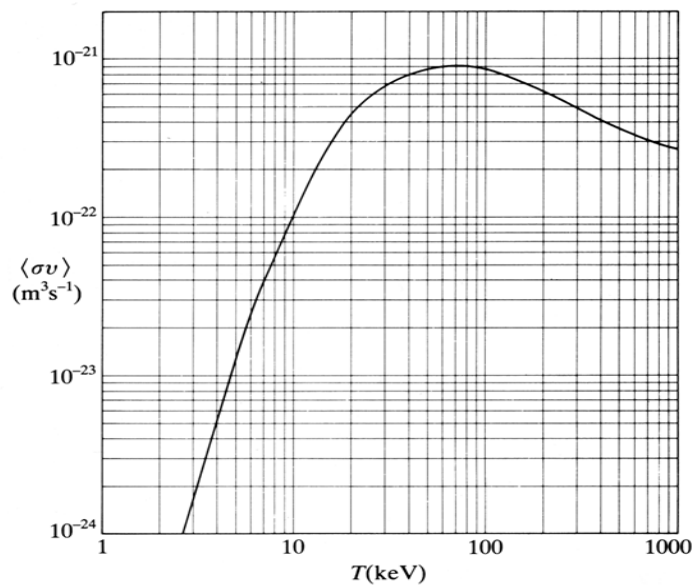


Figure 1-3 : taux de réaction $\langle \sigma v \rangle$ de la réaction de fusion entre le tritium et le deutérium en fonction de la température. (cf. [WES97], p7)

Si seule la réaction de fusion entre le deutérium et le tritium est considérée, le taux de réaction est maximal pour un mélange en quantité égale entre les deux espèces. La puissance développée par la réaction de fusion dans un volume V est

$$P_{fusion} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_{fusion} V \quad (1-6)$$

où n est la quantité de matière totale du milieu et E_{fusion} l'énergie de 17,59 MeV libérée par la réaction de fusion. A des fins de simplification, on a ici considéré le cas d'un profil de température et de densité constant dans le volume de réaction. Cette puissance est répartie entre les produits de la réaction dans les proportions de 20 % environ pour les particules α et 80 % pour les neutrons :

$$P_{\alpha} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_{\alpha} V, P_{neutron} = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_{neutron} V \quad (1-7)$$

En régime stationnaire, le bilan d'énergie du plasma s'écrit

$$\frac{dE}{dt} = P_{source} - P_{perte} = 0. \quad (1-8)$$

avec l'énergie contenue dans le plasma $E = 3nkTV$ où k est la constante de Boltzmann.

Les sources de puissance du plasma sont la puissance injectée dans le plasma depuis l'extérieur $P_{extérieure}$ et une fraction f_{α} de la puissance P_{α} portée par les particules α et issue de la fusion :

$$P_{source} = P_{extérieure} + f_{\alpha} \cdot P_{\alpha} \quad (1-9)$$

La puissance apportée par les particules α contribue à la puissance reçue par le plasma uniquement dans le cas des machines à confinement magnétiques auxquelles nous nous

intéressons dans cette thèse. En effet, les particules α sont des particules chargées qui sont piégées dans le plasma par les champs magnétiques de ce type de machine. Elles vont céder par collision une fraction f_α de leur énergie au plasma. Par contre, les neutrons ne sont pas piégés par les champs magnétiques, ils sortent du plasma sans interagir et sans céder leur énergie.

L'ensemble des pertes d'énergie dans un réacteur à fusion est représenté par un temps caractéristique de confinement de l'énergie τ_E (cf. [CEA84] page 23). La puissance perdue par le plasma est donnée par la relation

$$P_{\text{perte}} = \frac{E}{\tau_E} \quad (1-10)$$

Les équations (1-6) à (1-10) permettent de définir un critère sur les conditions nécessaires de pression, de température et du temps de confinement de l'énergie d'un plasma pour réaliser des réactions de fusion thermonucléaires avec un facteur Q donné. Ce critère s'appelle le critère de Lawson (cf. [LAW57]) et peut s'exprimer :

$$n\tau_E = \frac{12k}{E_{\text{fusion}}} \frac{1}{1/Q + f_\alpha E_\alpha/E_{\text{fusion}}} \frac{T}{\langle \sigma v \rangle} \quad (1-11)$$

On déduit de cette relation que minimiser le rapport $\frac{T}{\langle \sigma v \rangle}$ permet de diminuer les contraintes sur le temps de confinement et sur la densité du plasma. On observe sur la figure 1-3, que le taux de réaction $\langle \sigma v \rangle$ du mélange deutérium/tritium augmente fortement avec la température en dessous de 100 keV. Le minimum de cette fonction est atteinte pour une température de 26 keV, $\sim 3 \cdot 10^8$ K (cf. [CEA84], p 29). On peut aussi retenir que pour obtenir un plasma de deutérium/tritium à l'ignition ($Q = \infty$) à cette température, le produit $n\tau_E$ doit être supérieur à $1,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$.

1.1.3 Méthode de confinement du plasma :

Pour atteindre les conditions de température et de pression nécessaires à la réaction, le plasma doit être confiné afin de l'empêcher de se dilater et donc de se refroidir et de se disperser. Le confinement du plasma au cœur du soleil est assuré par un équilibre entre les forces gravitationnelles dues à sa masse et la pression du plasma. Cette forme de confinement ne peut pas être reproduite sur terre. De plus, il n'existe aucun matériau capable de supporter les conditions de température et de pression du plasma nécessaires à la réaction de fusion qui permettrait de réaliser une enceinte matérielle de confinement. Il est donc nécessaire de mettre en place un système de confinement du plasma par des moyens immatériels. On peut actuellement distinguer deux types de confinement qui sont utilisés pour réaliser les réactions de fusion thermonucléaires : les confinements inertiel et magnétique.

1.1.3.1 Le confinement inertiel

Cette forme de confinement consiste à générer dans un mélange de combustibles deutérium/tritium une onde de choc concentrique et dirigée vers le cœur du combustible. Cette onde de choc va comprimer le mélange afin d'augmenter la densité de son cœur pour atteindre les conditions définies par le critère de Lawson. Ce type de confinement est par nature dynamique et ne peut durer que le temps de l'existence de l'onde de choc ($\sim 10^{-11}$ seconde). Le temps de confinement de l'énergie τ_E est donc limité pour ce type de machine. Le critère de Lawson est vérifié pour ce confinement en obtenant sur un temps de confinement très court, une forte densité du plasma ($\sim 10^{30} \text{ m}^{-3}$). Ce principe est utilisé depuis 60 ans dans les armes thermonucléaires. Ce confinement peut être utilisé dans un environnement contrôlé en générant l'onde de choc à l'aide de faisceaux lasers concentrés sur un échantillon de combustible de taille réduite (de l'ordre de quelques centaines de micromètres). Le projet LMJ (Laser MégaJoules) du CEA-DAM utilise ce type de confinement pour étudier les réactions de fusion dans un environnement contrôlé. Des projets similaires existent aux Etats-Unis (NIF) et au Japon (FIREX).

1.1.3.2 Le confinement magnétique

Ce mode de confinement s'appuie sur les forces qu'exercent les champs magnétiques sur les particules chargées du plasma pour s'opposer aux forces de pression du plasma. En effet, dû

aux forces de Lorentz, la trajectoire d'une particule placée seule dans un champ magnétique uniforme a une trajectoire hélicoïdale qui s'enroule autour des lignes de champs magnétiques (cf. figure 1-4).



Figure 1-4 : A gauche, lignes de champ magnétique dans une configuration linéaire. A droite, trajectoire d'une particule chargée autour d'une ligne de champ magnétique.

Le rayon ρ_L de la trajectoire que décrit la particule autour d'une ligne de champ s'appelle le rayon de Larmor et s'écrit, (cf. [CHE77]) :

$$\rho_L = \frac{mv_{\perp}}{ZeB} \quad (1-12)$$

Avec m la masse de la particule,
 v_{\perp} la composante de la vitesse de la particule orthogonale à la ligne de champ,
 Z la charge de la particule,
 B l'intensité du champ magnétique.

La particule est ainsi confinée dans le plan normal à la ligne de champ magnétique et ne peut s'éloigner de celle-ci d'une distance supérieure au rayon de Larmor. Toutefois, la trajectoire de la particule reste libre dans la direction parallèle aux lignes de champ. Il est donc nécessaire d'empêcher les particules de quitter la configuration magnétique. L'utilisation de miroirs magnétiques permet de faire rebrousser chemin aux particules. Ils consistent en un gradient de champ magnétique assez intense pour permettre d'annuler la composante parallèle de la vitesse puis de lui faire changer de signe. Ce principe a permis le développement de machines linéaires dans les années 1950 et 1960. Malheureusement, les particules ayant une vitesse parallèle supérieure à une vitesse critique (dépendant du champ magnétique appliqué) ne sont pas réfléchies et sont irrémédiablement perdues, entraînant une limitation des performances de ces machines ($n\tau_E < 10^{12} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$).

L'idée qui a émergé dans la communauté de la fusion pour éviter le recours aux miroirs magnétiques, a été de replier le champ magnétique sur lui-même. Cette idée s'est concrétisée par la réalisation de machines à champ magnétique axisymétrique, illustrée sur la figure 1-5 de gauche. Dans ce type de configuration la trajectoire des particules n'est plus totalement confinée dans le plan normal aux lignes de champ. Les particules chargées vont dériver selon l'axe de symétrie du champ magnétique Z, dans des directions opposées en fonction de leur charge (cf. figure 1-5 de droite). Cette dérive est due au gradient du champ magnétique selon le rayon R qui résulte de la courbure des lignes de champ.

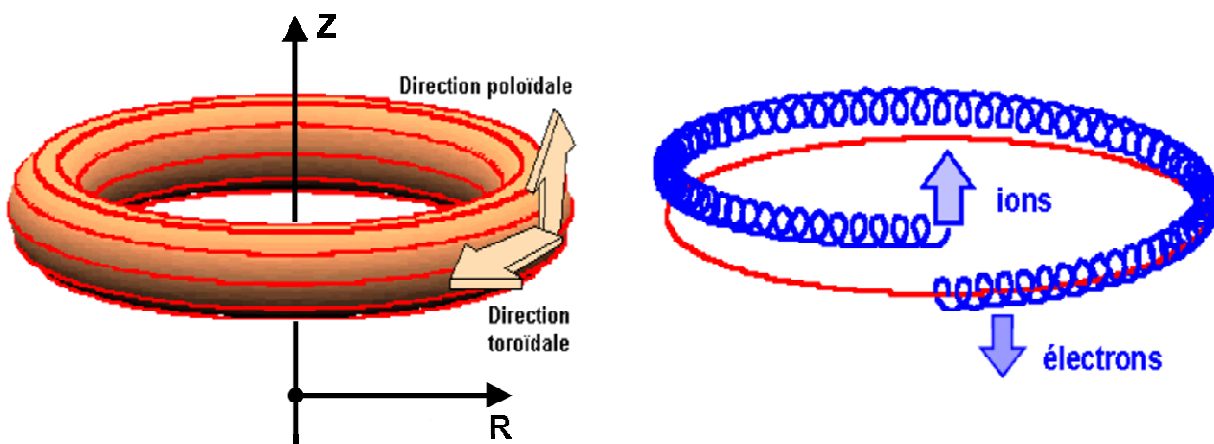


Figure 1-5 : A gauche, lignes de champ magnétique dans une configuration axisymétrique. A droite, trajectoire en bleu des ions dans une telle configuration.

Une composante poloidale² a été ajoutée au champ magnétique afin de compenser cette dérive. Cela conduit à la configuration magnétique toroïdale pour laquelle les lignes de champ magnétique s'enroulent sur des surfaces magnétiques en forme de tore (cf. figure 1-6). Dans cette configuration, la trajectoire des particules passe tour à tour du côté fort champ, à l'intérieur du tore, et du côté faible champ, à l'extérieur. Le résultat est une compensation partielle de la dérive des particules causée par la courbure du champ.

² La définition des directions dans un système de coordonnées toroïdale est rappelée dans l'annexe 1.1.

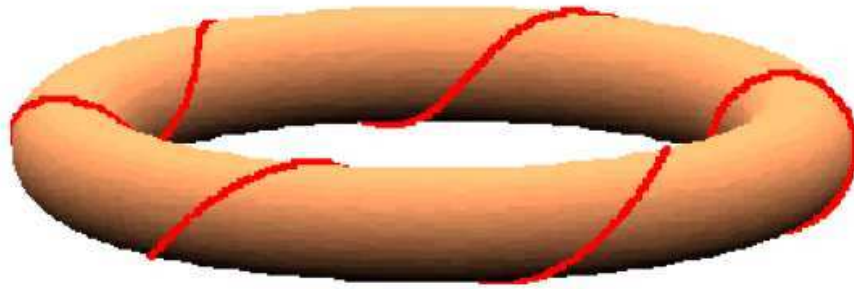


Figure 1-6 : Ligne de champ magnétique dans une configuration toroïdale

La configuration magnétique toroïdale est celle actuellement étudiée sur les machines de fusion par confinement magnétique. Deux filières sont développées pour réaliser ce confinement : la filière stellarateur et la filière tokamak. Le stellarator consiste à concevoir des bobines aux formes complexes qui produisent directement le champ magnétique complet, avec ses deux composantes, toroïdale et poloïdale. Cette solution est techniquement difficile à mettre en œuvre (cf. figure 1-7).

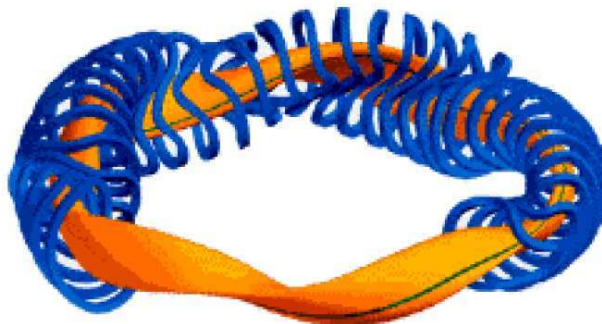


Figure 1-7 : Schéma de la configuration magnétique du stellarateur W7-X. (En jaune, surface magnétique, en vert, ligne de champ et en bleu les bobines créant le champ magnétique).

Seule la composante toroïdale du champ magnétique est créée à l'aide de bobines solides. La composante poloïdale est créée par le courant circulant dans le plasma. Ce dernier jouant alors le rôle de bobines (cf. partie 1.1.4.1). Cette configuration est plus simple à mettre en œuvre, ce qui a conduit à un fort développement de cette filière depuis son apparition en 1968 (cf. [ART68]).

Nous avons vu ici que la trajectoire d'une particule seule suit les lignes du champ magnétique. Cela entraîne que la distribution des vitesses des particules dans le plasma n'est pas isotrope. L'énergie thermique des particules est essentiellement portée par la composante de la vitesse qui est parallèle aux lignes de champ. Toutefois, dans le cas d'un plasma, le milieu est rempli d'un grand nombre de particules, il en résulte un transport de densité et de chaleur perpendiculaire aux lignes de champ à cause des collisions entre particules. On peut définir un état d'équilibre du plasma qui résulte de la compensation des forces de la pression cinétique par les forces de Lorentz du champ magnétique. Cet état d'équilibre est décrit par des équations de magnétohydrodynamique (cf. [GRA58], [SHA66]). Cet équilibre entre les forces de pression cinétique et magnétique limite la densité des plasmas obtenus en confinement magnétique. En effet, l'intensité des champs magnétiques que nous sommes capables de créer est actuellement limitée à quelques teslas. Cela entraîne une limitation de la densité n des plasmas à une valeur de l'ordre de 10^{20} m^{-3} . Cette densité est faible en comparaison de la densité de $2,7 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ d'un gaz à pression et température ambiante. Pour ce type de confinement, on cherche à obtenir des temps de confinement de l'énergie τ_E de l'ordre de la seconde pour satisfaire le critère de Lawson.

1.1.4 Les tokamaks

La fonction principale d'un tokamak est de créer les conditions nécessaires à la réaction de fusion. Pour satisfaire cette fonction, un tokamak doit être constitué de trois éléments essentiels :

Une enceinte à vide qui contient le mélange de combustibles nécessaire à la réaction et qui isole le milieu réactif du milieu extérieur. Elle a la forme d'un tore (cf. annexe 1.1) et elle est remplie de plasma pendant le fonctionnement du tokamak.

Un système de génération du champ magnétique qui réalise le confinement d'une partie du plasma. La partie confinée du plasma peut atteindre les conditions de température nécessaires à la fusion tout en étant à distance de l'enceinte à vide.

Un système de chauffage du plasma qui permet d'apporter au mélange de combustibles l'énergie nécessaire pour atteindre les conditions de température et de pression de la réaction.

1.1.4.1 La génération du champ magnétique

Le système de génération du champ magnétique d'un tokamak est représenté sur la figure 1-8.

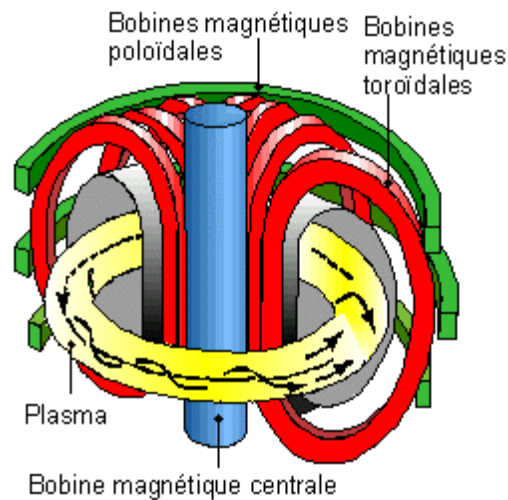


Figure 1-8 : Schéma des bobines générant le champ magnétique toroïdal.

La composante toroïdale (cf. figure 1-8) du champ magnétique est générée à l'aide des bobines magnétiques toroïdales. La composante magnétique poloïdale est, elle, générée par l'intermédiaire du plasma. En effet, le plasma, constitué de particules chargées, est un milieu conducteur et se comporte comme le fil électrique d'une bobine. Il est possible de générer dans ce milieu un courant électrique par induction à l'aide d'une bobine centrale, sur le même principe qu'un transformateur électrique. Ce courant électrique va induire un champ magnétique dans la direction poloïdale. Le champ magnétique généré de cette manière est plus faible d'un ordre de grandeur que le champ magnétique toroïdal. Les lignes de champ magnétique, résultantes de la somme des champs poloïdal et toroïdal, parcourent dans l'enceinte à vide des surfaces magnétiques emboîtées les unes dans les autres. La position de ces surfaces magnétiques dans l'enceinte à vide a un rôle important sur l'état d'équilibre du plasma et sur la distribution de la densité. Les bobines poloïdales, en vert sur la figure 1-8, permettent de modifier la forme et la position de ces surfaces magnétiques.

1.1.4.2 Le chauffage du plasma

Afin d'atteindre les températures de l'ordre de 10 à 30 keV nécessaires à la réaction de fusion, le plasma doit être chauffé au moyen d'un apport de puissance extérieure $P_{\text{extérieure}}$. En

régime stationnaire, cette puissance extérieure sert en particulier à maintenir le plasma dans un état d'équilibre en contrebalançant les pertes de chaleur à travers les parois de l'enceinte à vide.

Pour cela, il existe différents moyens de chauffage qui peuvent être combinés :

- Le chauffage ohmique est la conséquence directe de la génération de courant dans le plasma par induction. Le plasma est en effet un milieu résistif comme la plupart des conducteurs, il chauffe donc naturellement par effet Joule. L'efficacité de ce système de chauffage est toutefois limitée aux basses températures ($T < 900$ eV) car la résistivité du plasma diminue avec la température comme $T^{-3/2}$.
- Le chauffage par ondes électromagnétiques consiste à transmettre de l'énergie au plasma sur le même principe que le four à micro-onde. On émet une onde électromagnétique vers le plasma à une fréquence qui correspond à un domaine du spectre d'absorption du plasma. Il est possible d'utiliser trois domaines de spectre différents, correspondant à des couplages avec des espèces différentes du plasma : la fréquence cyclotronique ionique (FCI, 50 à 100 MHz), la fréquence cyclotronique électronique (FCE, 100 à 200 GHz), la fréquence hybride (3 à 5 GHz).
- Le chauffage par injection de particules neutres consiste à ioniser et accélérer des atomes de deutérium à l'aide de champs électriques jusqu'à leur transmettre une énergie de 10 à 100 keV environ, voir 1 MeV pour ITER. Ils sont ensuite neutralisés puis injectés dans le plasma, au cœur duquel ils sont à nouveau ionisés. Ils transmettent alors leur énergie par collision au plasma.

1.1.4.3 Les tokamaks actuels

Il existe actuellement un grand nombre de tokamaks à travers le monde dédiés à la recherche sur la fusion magnétique. Ces tokamaks sont très différents les uns des autres, en particulier en terme de puissance installée P_{ext} , de volume V et de durée du plasma (cf. tableau 1-1). Ils diffèrent aussi par la forme d'une section poloidale de leur plasma qui peut être soit circulaire, comme sur Tore Supra, ou bien triangulaire, comme sur le JET, voire à géométrie

variable, comme le tokamak TCV en Suisse. Une autre différence est la configuration magnétique adoptée, diverteur ou limiteur (partie 1.1.5.1).

Machine	R_0 (m)	a (m)	V (m ³)	I_p (MA)	B_T (T)	durée du plasma	P_{ext} (MW)	Lieu
CASTOR	0,4	0,085	≈0,06	0,025	1,5	< 50 ms	-	Rép. Tch.
TCV	0,88	0,24	≈1	1,2	1,43	2 s	4,5	Suisse
FTU	0,93	0,31	≈1,5	1,6	8	1,5 s	4,6	Italie
TEXTOR	1,75	0,47	7	0,8	3	10 s	9	All.
DIII-D	1,67	0,67	15	3	2,2	10 s	25	E-U
AUG	1,6	0,5-0,8	14	2	3,9	10 s	27	All.
TS	2,4	0,7	25	1	4	qq min	13	France
JT-60 U	3,4	1	90	3	4	10 s	55	Japon
JET	3	1,25	90	4,8	3,5	10 s	25	R-U
ITER	6,2	2	840	15	5,3	> 400 s	70	France

Tableau 1-1 : principaux paramètres de quelques tokamaks dans le monde, actuels ou en construction (ITER), R_0 grand rayon de la machine³, a petit rayon maximale du plasma³, V volume du plasma, I_p courant induit dans le plasma, B_T intensité du champ magnétique toroïdal, P_{ext} puissance des systèmes de chauffage installés (réf. [PAR07])

a) Le JET (Joint European Torus)

Situé à Culham en Angleterre, le JET est un tokamak de la communauté européenne construit en 1983. La configuration magnétique de ce tokamak est de type diverteur. Le volume plasma important de ce tokamak et la puissance installée de 25 MW de ce tokamak lui permettent d'obtenir de très bonnes performances. En particulier, le JET a permis de produire une puissance de fusion de 16 MW en 1997 atteignant ainsi un facteur d'amplification $Q = 0.65$, proche du « break-even » (cf. [KEI99]). Ce résultat a pu être obtenu en utilisant un mélange de tritium et de deutérium comme combustible, le tritium étant rarement utilisé en pratique sur les tokamaks actuels à cause de sa forte radioactivité. Malgré ses performances, ce tokamak n'est pourtant pas adapté à un fonctionnement en régime continu. La durée d'un plasma sur cette machine, de l'ordre de quelques dizaines de secondes, est principalement limitée par la durée pendant lequel il est possible de créer le champ magnétique de confinement. L'utilisation de composants face au plasma inertiels (cf. partie 1.1.5.1b) est aussi une limite à la durée des plasmas qui peuvent être créés dans cette machine.

³ Cf. coordonnées toroïdales en annexe 1.1

b) Tore Supra

Le tokamak Tore Supra est un tokamak français construit en 1988 par le CEA à Cadarache. Il s'est spécialisé dans l'étude des plasmas de longue durée. Il est équipé d'un système de bobines magnétiques toroïdales supraconductrices. Elles doivent être refroidies en permanence à une température de 1,8 K par une circulation d'hélium liquide. Les décharges de longues durées sont aussi permises par l'utilisation de composants face au plasma (cf. partie 1.1.5.1) activement refroidis par une circulation d'eau sous pression. La température dans cette boucle de refroidissement est à 120°C. L'utilisation combinée de ces deux technologies a permis à Tore Supra de réaliser un record d'énergie injectée dans un plasma de 1.07 GJ, sur une durée de 6 minutes et 30 secondes (cf. [VAN04]). Les plasmas sont réalisés uniquement avec des mélanges de deutérium, d'hydrogène ou d'hélium dans Tore Supra. Le tritium n'est pas utilisé car il est fortement radioactif. La puissance de fusion réalisée est presque nulle en absence de tritium.

c) ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor)

Le tokamak ITER est actuellement en cours de construction à Cadarache en France. C'est un projet international qui regroupe sept partenaires : la communauté européenne, la Russie, les Etats-Unis, la Corée du sud, la Chine, le Japon et l'Inde. Le traité entérinant sa construction a été signé en 2005. Les premiers plasmas sont prévus pour 2018. La mission d'ITER est de démontrer la faisabilité scientifique et technologique d'un réacteur de fusion. Un objectif principal de ce tokamak est l'étude des plasmas en combustion, pour lesquels le chauffage par les particules alpha issues des réactions de fusion est majoritaire. En termes de performance, l'objectif affiché est d'obtenir un facteur d'amplification Q de 10 pour des durées de plasma comprises entre 300 et 500s. Plusieurs moyens vont être mis en oeuvre pour atteindre cet objectif. Le tokamak aura une configuration diverteur comme pour le JET mais sera activement refroidi. Le champ magnétique sera créé par des bobines supraconductrices. Le volume plasma sera aussi beaucoup plus grand que sur les tokamaks actuels afin d'utiliser le rôle du facteur d'échelle sur le temps de confinement.

1.1.5 Les interactions plasma parois

L'enceinte à vide d'un tokamak est entièrement remplie de plasma. La répartition de la densité et de la chaleur dans ce plasma résulte d'un équilibre entre les phénomènes de diffusion et d'interaction avec le champ magnétique. Les lignes du champ magnétique décrivent des surfaces magnétiques emboîtées les unes dans les autres (cf. figure 1-9). Comme les particules suivent les lignes de champ magnétique, le transport de la chaleur et de la densité sur ces surfaces magnétiques est essentiellement convectif. Dans les directions normales aux surfaces magnétiques, le déplacement des particules est limité par le rayon de Larmor et le transport se fait essentiellement par diffusion. Cela implique que les surfaces magnétiques jouent un rôle essentiel dans la définition de l'état d'équilibre du plasma. En particulier, on peut considérer que la convection le long des lignes de champ magnétique entraîne une homogénéisation des propriétés du plasma sur ces surfaces magnétiques. Les propriétés du plasma sont souvent décrites selon une dimension, en fonction du rayon des surfaces magnétiques.

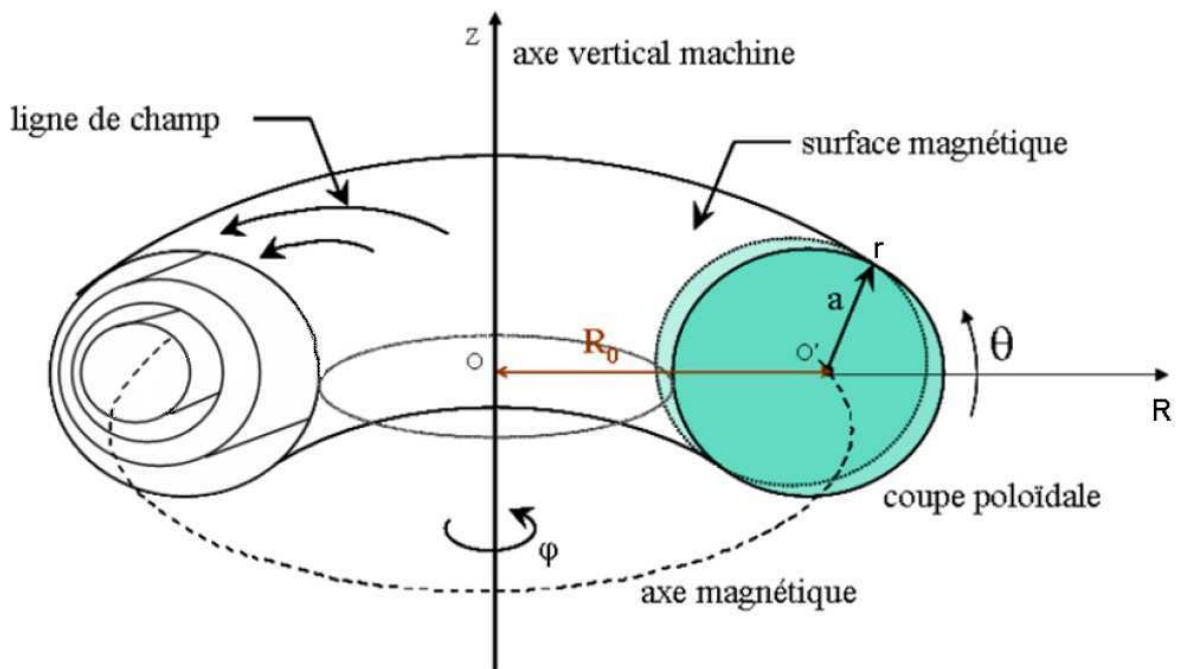


Figure 1-9 : surfaces magnétiques emboîtées dans un tore

On peut différencier deux types de surface magnétique : celles dites ouvertes, qui interceptent un élément matériel de la paroi en au moins un point, et les autres dites fermées (cf. figure 1-10). Il existe une surface magnétique qui délimite la frontière entre ces deux types de

surface. Elle est appelée Dernière Surface Magnétique Fermée (DSMF). Le plasma situé à l'intérieur de cette DSMF est appelé plasma confiné ou plasma de cœur. L'équilibre du plasma dans cette région est dominé par le transport diffusif dans la direction normale aux surfaces magnétiques. C'est dans cette région que l'on atteint les conditions de température et de pression permettant d'obtenir l'essentiel des réactions de fusion. Le volume extérieur à la DSMF est appelé la « Scrape-Off Layer » (SOL). Le plasma dans cette zone est appelé plasma de bord. Les interactions entre le plasma et la paroi sont situées dans cette zone. Nous nous intéresserons ici tout particulièrement au dépôt de chaleur sur la paroi et aux phénomènes d'érosion et de redéposition des matériaux de surface.

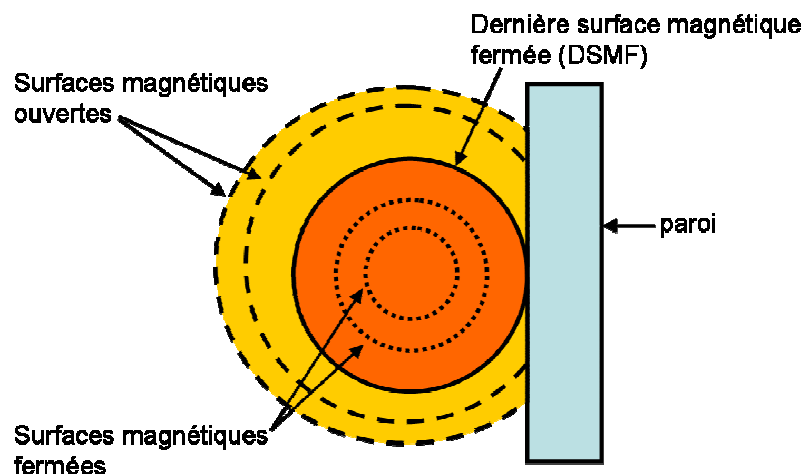


Figure 1-10 : schématisation de la séparation entre le plasma confiné (en orange) et la « Scrape-Off Layer » ou SOL (en jaune) selon une coupe poloidale de l'enceinte.

1.1.5.1 Le dépôt de chaleur et les composants face au plasma

Le plasma perd de la chaleur et se refroidit essentiellement par deux méthodes : par rayonnement et par les phénomènes d'interaction plasma/paroi dans la SOL.

A cause des températures mises en jeu dans le plasma, le rayonnement du plasma est essentiellement situé dans le domaine spectral des X-mous et des ultraviolets. Ce rayonnement a plusieurs origines différentes. On peut retenir le rayonnement continu de freinage, ou « Bremstrahlung », (cf. [HAL72]), qui est causé par l'interaction entre les électrons et les ions, le rayonnement cyclotronique, dû au mouvement de giration des électrons autour des lignes de champ magnétique, et les rayonnements associés aux phénomènes d'ionisation et de recombinaisons des espèces contenues dans le plasma. Du point de vue des parois, les pertes par

rayonnement présentent la particularité de créer un dépôt de chaleur réparti sur l'ensemble de l'enceinte à vide.

La figure 1-11 donne une représentation simplifiée de la SOL, déroulée le long d'une ligne de champ magnétique. La chaleur du plasma de cœur est transmise par diffusion à travers la DSMF aux particules de la SOL. Cette chaleur continue à être diffusée dans la direction du petit rayon dans la SOL et transportée le long des lignes de champ par les ions et les électrons. En plus de la chaleur, il existe aussi un phénomène de diffusion des ions et des électrons selon la même direction r .

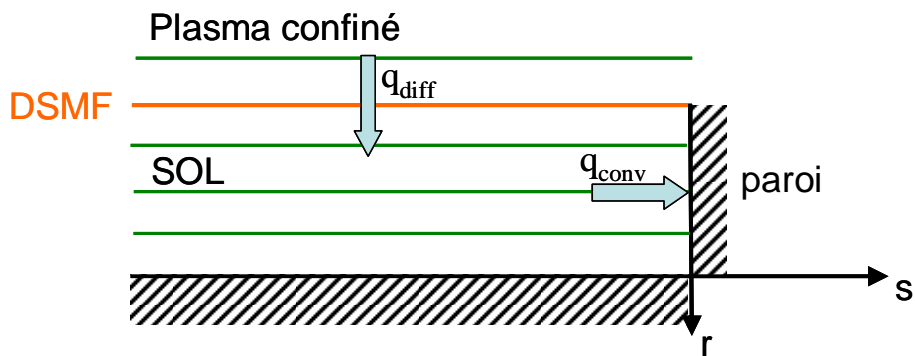


Figure 1-11 : représentation déroulée de la SOL le long d'une ligne de champ magnétique. L'abscisse s correspond à un déplacement le long de la ligne de champ magnétique, la coordonnée r correspond au petit rayon du plasma (cf. figure 1-9), les lignes de champ magnétique sont représentées en vert.

On considère que les profils de densité n et de température T selon la direction r suivent une loi de décroissance exponentielle [STA00]:

$$n(r) = n_{DSMF} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_n}\right) \text{ et } T(r) = T_{DSMF} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_T}\right) \quad (1-13)$$

Avec n_{DSMF} et T_{DSMF} la densité et la température à la dernière surface magnétique fermée.

Comme le flux de chaleur convectif est proportionnel au produit de ces deux grandeurs, on en déduit :

$$q_{conv}(r) = q_{DSMF} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_q}\right). \quad (1-14)$$

La longueur caractéristique de la décroissance λ_q observée au JET est de l'ordre de quelques millimètres (cf. [FUN04]) au niveau du plan moyen du plasma⁴. Elle a été mesurée sur Tore Supra et est de l'ordre de 1 cm au niveau du limiteur (cf. [GUI92]). Le dépôt de chaleur qui en résulte est très localisé, contrairement au dépôt par rayonnement. Le flux de chaleur près de la DSMF peut atteindre des valeurs de l'ordre de plusieurs MW/m² pour JET et Tore Supra. Il est donc nécessaire que la paroi soit protégée aux endroits de contact avec la DSMF. Cela peut être fait en choisissant une configuration magnétique particulière qui impose la position du point de contact de la DSMF sur la paroi. Il est alors possible de placer en ces points des composants spécialement développés pour recevoir des flux de chaleur importants et qui sont appelés Composants Face au Plasma (CFP). On peut différencier deux types de configuration magnétique : la configuration limiteur ou diverteur.

a) Principe de la configuration limiteur

Dans cette configuration, la position du point de contact entre la DSMF et la paroi est imposée par la position du composant face au plasma lui-même. Dans cette configuration, le composant est placé au plus près du plasma et c'est lui qui fixe quelle est la dernière surface magnétique fermée (cf. figure 1-10). Le composant limite donc le volume du plasma confiné, c'est pourquoi on l'appelle limiteur.

⁴ Plan horizontal passant par le centre du plasma (cf. Figure 1-9 plan contenant OO').

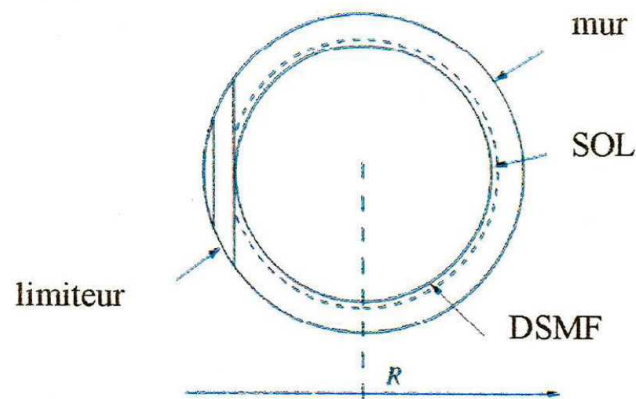


Figure 1-12 : schéma de principe de la configuration limiteur sur une coupe poloïdale

b) Principe de la configuration diverteur

Cette configuration utilise un champ magnétique supplémentaire destiné à perturber les surfaces magnétiques au bord du plasma. Il existe plusieurs types de diverteur mais le plus courant est le diverteur axisymétrique à point X. Un courant (I_{div}) circule dans une bobine magnétique dans la direction toroïdale en sens opposé au courant du plasma (I_p). Cela crée localement un champ poloïdal qui vient annuler la composante correspondante du champ magnétique en un point, appelé point X (cf. figure 1-13). La surface magnétique qui passe par ce point X est donc ouverte, elle s'appelle la séparatrice. Elle correspond à la DSMF pour ce type de configuration puisque toutes les surfaces magnétiques situées à l'extérieur de cette surface sont ouvertes. Les composants face au plasma dans cette configuration sont placés dans le prolongement de la séparatrice au delà du point X (cf. plaque de neutralisation figure 1-13). On peut remarquer que la séparatrice touche les composants face au plasma en deux points sur ce type de configuration. Ces points de contact sont appelés points d'impact dans la suite de cette thèse. On peut différencier le point d'impact intérieur du point d'impact extérieur en fonction de sa proximité de l'axe de symétrie du tokamak. La séparatrice coupe le plasma de bord en deux zones distinctes, une zone qui entoure le plasma confiné et une seconde zone, située sous le point X sur la figure 1-13, appelée zone privée. L'expression (1-14) décrivant la décroissance exponentielle du flux à partir de la séparatrice est aussi valable dans la zone privée. La longueur de décroissance exponentielle est, en général, plus petite dans cette zone que dans la SOL. Cette double décroissance exponentielle du flux de chaleur transporté dans le plasma de bord implique que le maximum du flux se trouve au niveau des points d'impact.

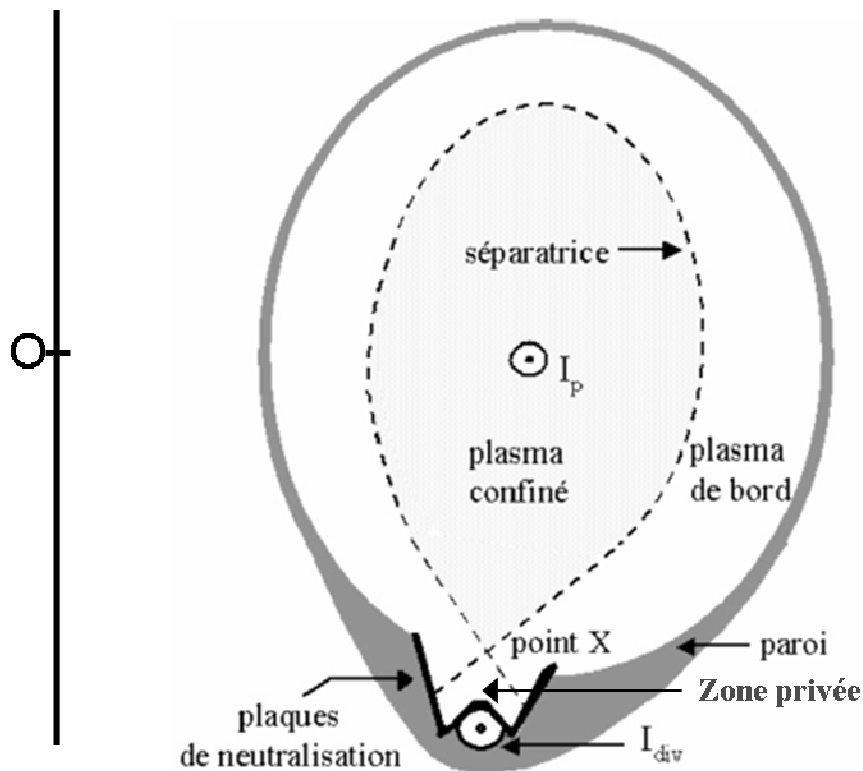


Figure 1-13 : coupe poloïdale d'un tokamak équipé d'un diverteur axisymétrique à point X.

L'intérêt de cette configuration est d'éloigner la zone d'interaction du plasma avec les composants, de la partie confinée du plasma. En effet, comme nous allons le voir dans la partie 1.1.5.2, cette interaction conduit à la formation d'impuretés issues des parois qui sont susceptibles de polluer le plasma confiné. Cette configuration est celle employée au JET et qui sera employée sur ITER.

c) Les composants face au plasma

Les composants face au plasma sont dimensionnés afin de supporter le flux de chaleur issu du plasma durant le fonctionnement du tokamak. Différents types de composants existent. Certains sont activement refroidis, comme à Tore Supra, pour permettre de supporter le flux durant une longue période de temps, jusqu'à 6 minutes sur Tore Supra. D'autres composants sont dits inertiels, ils sont destinés à recevoir un flux important mais pendant un temps réduit, comme sur le JET. La plupart des composants face au plasma actuels sont réalisés en composite à fibre de carbone car ils présentent une bonne conductivité de la chaleur (conductivité $\lambda \sim 200 \text{ W/m.K}$) et supportent les hautes températures. La température de sublimation du carbone approche les $3600 \text{ }^\circ\text{C}$. Toutefois, le carbone présente un certain nombre d'inconvénients pour le

fonctionnement des tokamaks car il réagit avec les isotopes de l'hydrogène (cf. partie 1.1.5.2). D'autres matériaux sont considérés, comme le tungstène et le béryllium. Un diverteur en tungstène est en cours d'installation au JET et sur ITER, il est prévu d'installer des composants en tungstène et en béryllium sur la paroi interne.

Dans cette thèse, nous avons travaillé sur des composants face au plasma du JET. La figure 1-14 montre une vue de l'intérieur du JET présentant les différents constituants de cette machine.

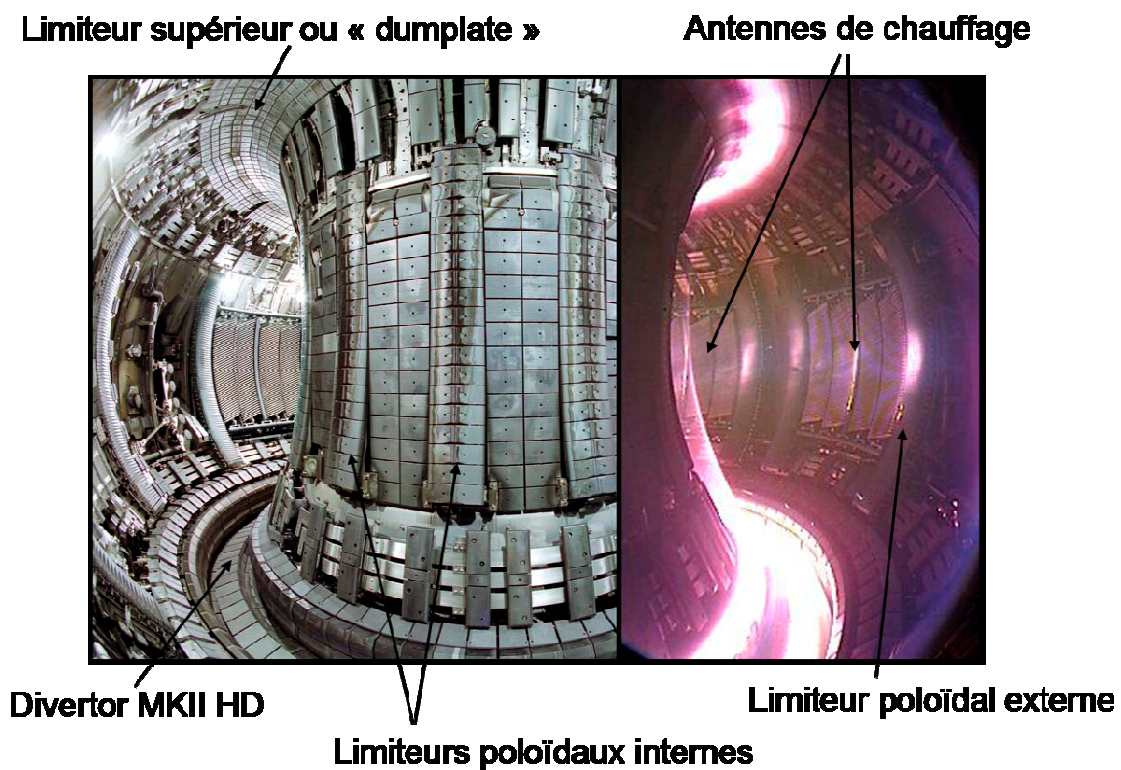


Figure 1-14 : Vue de l'intérieur de la chambre à vide du JET. A droite, vue du JET dans le visible pendant son fonctionnement. (© Copyright Protected by United Kingdom Atomic Energy Authority)

Les composants face au plasma du diverteur du JET sont changés assez souvent. Cinq géométries de diverteur se sont succédées depuis 1995. Une coupe poloïdale du diverteur MkII HD est montrée sur la figure 1-15, avec la position numérotée des tuiles qui le constitue. Ce diverteur a été installé au JET en 2005. Il est actuellement en cours de remplacement par un diverteur en Tungstène. Les points d'impact les plus courants du plasma sur ce diverteur sont la tuile 3, pour le point intérieur, et les tuiles 5, aussi appelées LBSRP Load Bearing Septum

Replacement Plate, ou 7 pour le point extérieur. Des tuiles de ce diverteur sont modélisées dans le chapitre 4. Le travail du chapitre 3 porte sur des tuiles d'un diverteur plus ancien, le MkIIa.

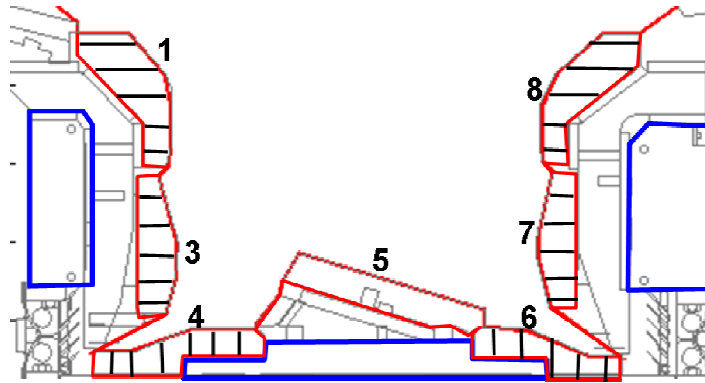


Figure 1-15 : coupe poloïdale du diverteur avec position des tuiles entourées en rouge. Les traits noirs indiquent l'orientation de plans de fibre de carbone du CFC. Les parties en bleu représentent le support refroidi des tuiles.

Les tuiles du diverteur sont accrochées à un support en alliage Alloy 600 qui n'a pas changé depuis le diverteur MKII A installé en 1999. Ce support est refroidi par un circuit à eau. On peut trouver une description de cette structure dans la note technique [CEL95].

d) Edge Localized Modes (ELMs) (cf. [STA00])

Les composants face au plasma sont dimensionnés pour recevoir un flux de chaleur en régime stationnaire de plusieurs mégawatts par mètre carré. Ces flux correspondent à la perte de chaleur par le plasma lorsqu'il est à l'équilibre. Cependant, il existe des situations pour lesquelles le plasma libère brutalement une partie de son énergie en un temps très court, c'est le cas des « Edge Localized Modes » (ELMs).

Les ELMs sont des phénomènes de magnétohydrodynamique qui entraînent une libération brutale et périodique d'une fraction des particules du plasma confiné vers la SOL. Ils apparaissent dans des plasmas qui ont un profil de densité et de température atypique au niveau de la séparatrice, conduisant à un confinement amélioré, appelé mode H (« High »). Par opposition, on parle de mode L (« Low ») pour le mode de confinement de base. En mode H, le temps de confinement est de l'ordre de deux fois celui obtenu en mode L. Ce mode H a été découvert en premier sur le tokamak ASDEX en Allemagne en 1982 (cf. [WAG82]). Il apparaît lorsque la puissance de chauffage $P_{\text{extérieure}}$ dépasse une certaine valeur seuil. Cette valeur

dépend du Tokamak et en particulier de sa configuration limiteur ou diverteur. Le temps caractéristique du dépôt de chaleur induit par la libération de particules du plasma de cœur est de l'ordre de 100 μ s. Trois types d'ELMs ont été répertoriés. Le type I est le plus problématique pour les composants face au plasma. Sa fréquence est faible, de 1 à 100 Hz, mais l'énergie libérée peut aller jusqu'à 10 % de l'énergie contenue dans le plasma. Les ELMs de type I apparaissent lorsque la puissance injectée est supérieure à 120 % du seuil de transition en mode H. Le type III apparaît pour des puissances inférieures comprises entre 100 et 120 % du seuil de transition. Sa fréquence est plus élevée que celle du type I, de l'ordre de 0,1 à 1 kHz mais l'énergie libérée est de l'ordre de 1 % de celle du plasma de cœur. Les ELMs de type II sont plutôt rares, et bénins pour les composants.

1.1.5.2 Phénomène d'érosion et de redéposition du carbone

Les interactions entre le plasma et la paroi conduisent à un ensemble de phénomènes d'érosion et de redéposition de matière issue des composants face au plasma. Ces phénomènes ont une influence importante autant sur le plasma que sur les composants eux-mêmes.

Le phénomène d'érosion consiste en une ablation par le plasma des matériaux de surface des composants (Cf. [STA00], page 117). Celle-ci peut se produire de plusieurs façons :

L'érosion physique est le résultat de l'action mécanique des particules qui viennent percuter la paroi. Ce type d'érosion est caractérisé par l'existence d'un seuil en énergie, en dessous duquel elle ne peut se produire. En effet, il est nécessaire que la particule incidente possède une énergie cinétique suffisante pour casser les liaisons entre les particules de surface. Une estimation de ce seuil d'énergie est donnée par Stangeby [STA00]. L'importance de ce type d'érosion dépend de l'angle d'incidence avec lequel les particules frappent la paroi, de l'énergie des ions incidents et de l'énergie de liaison des atomes de la paroi.

L'auto-érosion est un cas particulier d'érosion physique où la particule incidente est une particule qui a été arrachée précédemment à la paroi.

L'érosion chimique est causée par des réactions qui se produisent entre les ions ou les neutres qui viennent percuter la paroi et les atomes des composants face au plasma. En

particulier, c'est le cas des réactions qui interviennent entre le carbone et les isotopes de l'hydrogène du plasma qui conduisent principalement à la formation d'hydrocarbures (CH_4) dans le plasma. Ce mécanisme dépend de la température de paroi, de l'état de surface des matériaux, du flux et de l'énergie des ions incidents [RUG99].

La sublimation augmentée par bombardement [ROT82] : Le bombardement de surfaces carbonées par des particules énergétiques entraîne la création de défauts dans le réseau cristallin. Lorsque le matériau s'échauffe, les interstitiels migrent vers la surface. Des atomes de carbone, dont l'énergie de liaison est alors plus faible, sont sublimés à des températures plus basses (à partir de 1200 K). Ce processus dépend de la température de surface et du taux de création des défauts.

Pour les composants face au plasma, l'érosion pose un problème d'usure des composants qui pourra impliquer de changer fréquemment les composants face au plasma dans un tokamak en fonctionnement continu.

La première conséquence de cette érosion est la pollution du plasma par des impuretés provenant de la paroi. Les particules érodées sont ensuite ionisées au contact du plasma et se redéposent soit localement, soit plus loin en suivant les lignes de champ. Les particules peuvent pénétrer le plasma de cœur, ce qui conduit à une dilution des réactifs dans cette zone. Les impuretés sont souvent une source de rayonnement qui a tendance à refroidir le plasma. Ce rayonnement est d'autant plus fort que la charge Z de l'impureté est élevée. Ce dernier point est une des raisons qui a favorisé l'utilisation de composants en carbone par rapport à des métaux comme le tungstène ou le molybdène qui ont des charges plus élevées.

A la suite de leur transport dans la machine, les impuretés finissent par se redéposer sur les parois. Cette redéposition se réalise en surface des composants sous la forme d'un dépôt hétérogène tant dans son épaisseur que dans sa composition chimique. (cf. [DEL03]). Lors de cette redéposition, les isotopes de l'hydrogène liés avec le carbone peuvent être piégés dans la couche déposée, c'est la codéposition. En particulier, le tritium peut s'accumuler dans le dépôt et dans les poussières qui sont formées à partir des dépôts qui se détachent. Comme le tritium est un élément radioactif, cette rétention du tritium pose un problème de radioprotection. Ce

phénomène de rétention est particulièrement important pour le futur réacteur ITER qui utilisera des plasmas contenant du tritium. Ce phénomène a été étudié au JET (cf. [LOA05]) et à Tore Supra pour la rétention du deutérium.

1.1.6 Mesures de température dans un tokamak

Nous avons vu que les composants face au plasma sont soumis à des conditions extrêmes durant le fonctionnement du tokamak. Il est important d'être capable de surveiller ces composants. Cette surveillance peut avoir deux objectifs : une protection active des composants en cours de choc et la connaissance précise des conditions auxquelles sont soumis les composants face au plasma. La protection active est par exemple appliquée à Tore Supra, où des mesures de thermographie (cf. [GUI05]) sont utilisées dans une boucle d'asservissement pour limiter la puissance injectée, en cas d'élévation de température anormale sur un composant. Le deuxième objectif est de connaître les températures maximales que peuvent atteindre les composants au cours d'un choc, mais aussi les flux qu'ils sont susceptibles de recevoir. Cela permet à la fois de juger de l'endommagement de ces composants mais aussi de permettre le dimensionnement de nouveaux composants face au plasma. En particulier, à partir de la connaissance des flux de chaleur que reçoivent les composants dans les machines actuelles, il est possible d'estimer, par extrapolation, les conditions auxquelles seront soumis les composants de nouvelles machines comme ITER. Cette surveillance thermique de composants se fait à l'aide d'un ensemble de diagnostics par thermographie infrarouge, pour mesurer la température de surface des composants, et de thermocouples pour mesurer une température interne.

1.1.6.1 Diagnostics de thermographie infrarouge

Le recours à des systèmes de thermographie infrarouge s'est beaucoup développé dans la communauté de la fusion depuis une quinzaine d'années environ. La plupart des grands tokamaks actuels en sont équipés. Ce système présente l'avantage de mesurer directement la température de surface des composants exposée au plasma, surfaces soumises à des conditions extrêmes. De plus, cette mesure de température est réalisée à distance ; elle est donc non-intrusive et une grande partie du système de mesure peut-être déporté loin des conditions extrêmes du plasma. Elle permet aussi la surveillance de larges portions de l'enceinte à l'aide d'un seul diagnostic (cf. [MIT02]). Toutefois ce type de surveillance présente un certain nombre

d'inconvénients qui peuvent fortement limiter la précision de la mesure. En effet, la mesure de température dépend fortement de la connaissance des propriétés de surface des objets observés. Dans un tokamak, ces surfaces sont exposées au phénomène d'érosion et de redéposition du carbone par le plasma, ces propriétés peuvent donc évoluer de manière importante au cours du temps (cf. [MIT06]). De plus, les couches de dépôts formées lors de ces interactions entre le plasma et la paroi, influencent aussi le comportement thermique des composants en réponse à un flux incident. L'influence de ces dépôts de carbone sur les mesures de température est une problématique partagée par de nombreux tokamaks. Un autre inconvénient de la thermographie infrarouge apparaît dans le cas de composants en tungstène ou en béryllium : ces matériaux métalliques sont aussi fortement réfléchissants, ce qui entraîne l'apparition de problèmes de mesure liés à des flux de photons partant des surfaces parasites, et ont une émissivité dépendante de la température.

Plusieurs systèmes de thermographie sont actuellement installés au JET :

Le premier système de thermographie infrarouge à être installé au JET s'appelle KL3 (cf. [GAU97]). Elle est conçue pour surveiller simultanément les tuiles internes et externes du diverteur du JET. Le champ de vision de ce diagnostic est séparé en deux parties par un miroir, permettant d'observer simultanément les deux côtés du diverteur (cf. figure 1-16). Son capteur est constitué de 128x128 détecteurs Cadmium-Mercure-Telluride (CdHgTe), sensibles dans une gamme spectrale comprise entre 3 et 5 μm . Selon T. Eich (cf. [EIC07]), l'incertitude sur la température déduite des mesures issues de cette caméra est d'environ 5°C à 200°C et de 50°C à 1600°C.

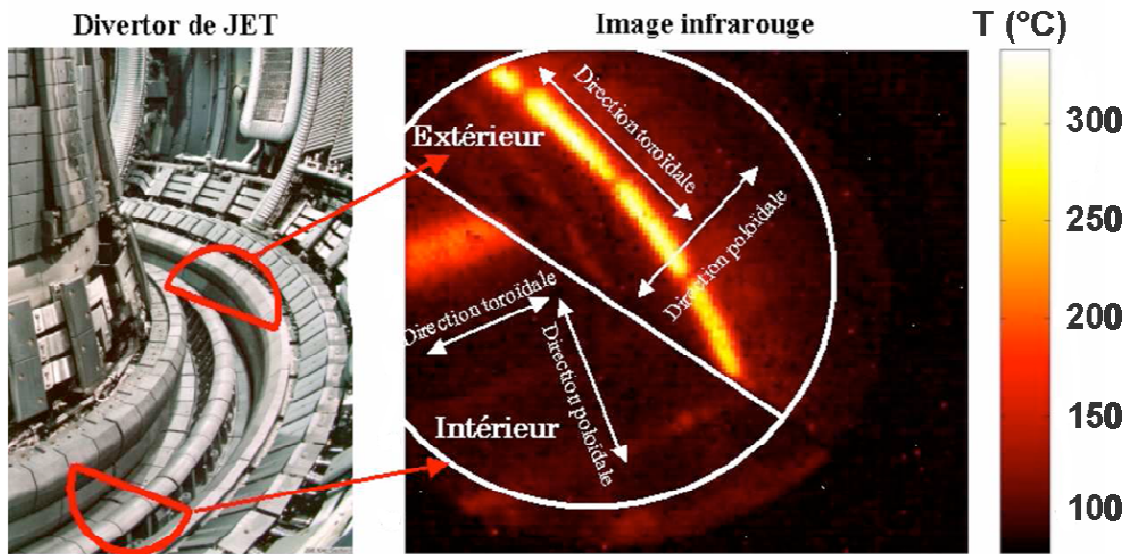


Figure 1-16 : A gauche, vue de l'intérieur du JET. A droite, image infrarouge de la caméra KL3

Un second système de thermographie a été installé au JET pendant l'arrêt des expériences de 2004-2005. Cette caméra est équipée d'un grand champ de vision permettant d'observer simultanément de nombreux composants de l'intérieur du JET. Elle porte le nom de KL7. Le système optique sur lequel est montée cette caméra permet d'installer deux caméras différentes qui partagent une même ligne de vue dans le tokamak. La figure 1-17 montre une image dans l'infrarouge prise par cette caméra et une seconde image dans le visible du même champ de vision prise par une seconde caméra. Une description plus complète du diagnostic et de son système optique est donnée par E. Gauthier (cf. [GAU07]). Le capteur est constitué de 640x512 détecteurs InSb, sensibles dans une gamme spectrale comprise entre 3,5 à 5,1 μm . La fréquence d'acquisition varie de 100 Hz à 10 kHz ; si dans ce dernier cas la taille de l'image est limitée à 128 x 8 pixels. Une précision de 10 % est obtenue avec cette caméra sur la gamme de température de 200°C à 2300°C. Pour obtenir ce résultat, il est nécessaire d'utiliser plusieurs temps d'intégration différents et 2 filtres interférentiels, un filtre à large spectre (4,2 à 4,4 μm) et un filtre à spectre étroit (3,97 à 4,01 μm).

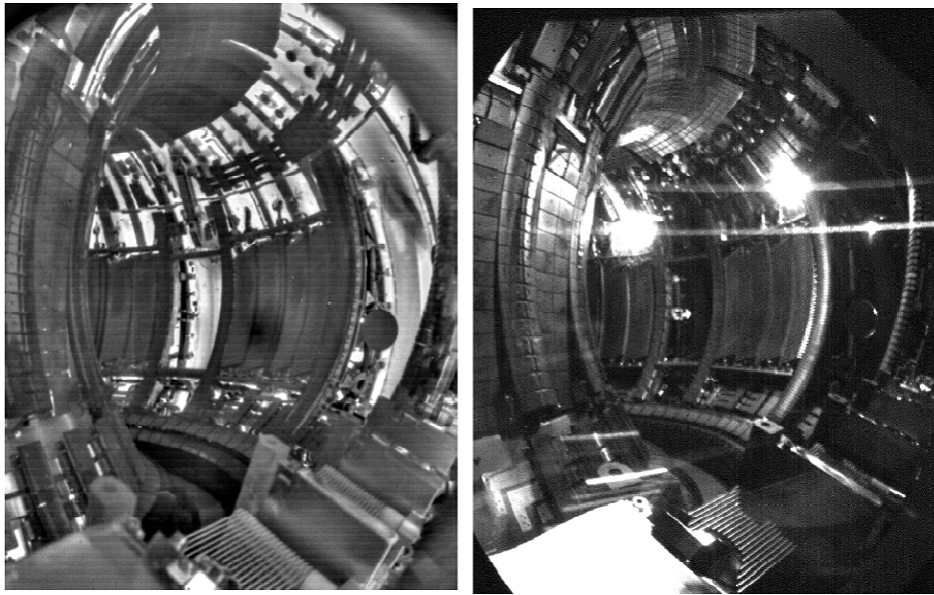


Figure 1-17 : A gauche, image dans l'infrarouge de la caméra KL7. A droite, image dans le visible. (réf. [GAU07])

Le troisième système de thermographie, installé à JET en 2007, permet de mesurer les températures de surface des composants du diverteur. Cette caméra est équipée d'une visée verticale sur le diverteur (cf. figure 1-18). Elle est placée dans l'octant 5 de la machine. La fréquence d'acquisition de cette caméra varie de 200 Hz à 20 kHz selon la taille de l'image choisie. La taille maximale de l'image est de 256x320 pixels.

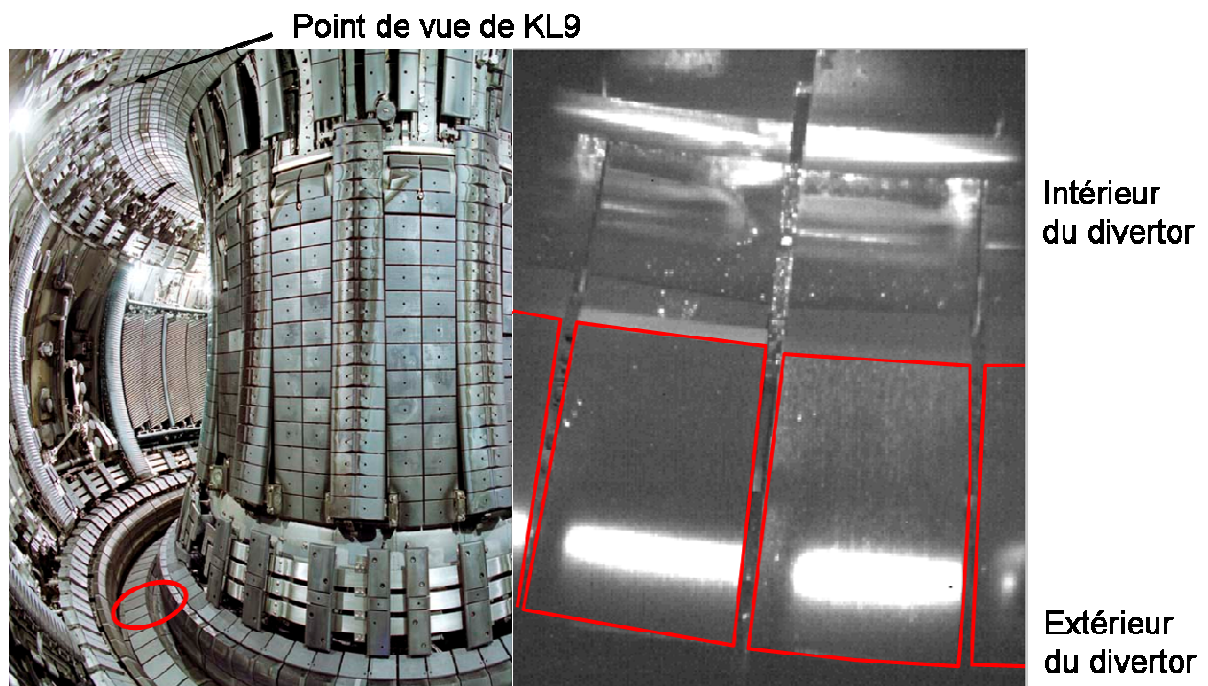


Figure 1-18 : A gauche image de l'intérieur du JET avec la position du point de vue de KL9 et la zone observée en rouge. A droite, image de KL9 lors du choc 76460, les tuiles 5 sont entourées en rouge.

1.1.6.2 Les thermocouples

Les thermocouples permettent une surveillance ponctuelle de la température à l'intérieur des composants face au plasma. Ils peuvent en particulier être utilisés pour réaliser un bilan de l'énergie reçue par un composant durant un choc sur un système à refroidissement inertiel. Environ 40 thermocouples sont actuellement installés dans le diverteur du JET. Ces thermocouples de type K utilisent le couple de métaux Chromel/Alumel. Ils sont placés à 1 cm de la surface des tuiles exposée au plasma [RIC01]. La fréquence d'acquisition des thermocouples est de 50 Hz. La figure 1-19 montre la répartition de ces thermocouples sur les tuiles du diverteur du JET selon une coupe poloïdale.

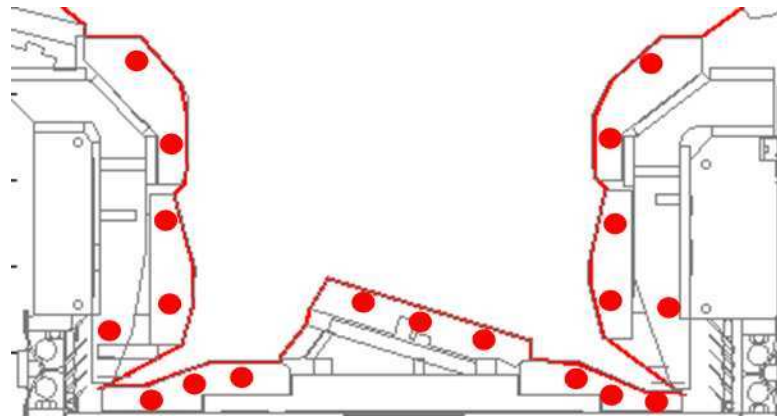


Figure 1-19 : coupe poloidale du diverteur MKII HD du JET avec la position des thermocouples (points rouges)

1.2 Eléments bibliographiques thermiques

1.2.1 Transferts thermiques dans le domaine de la fusion

Nous développons dans cette thèse une méthode de calcul tridimensionnel et non-linéaire des flux de chaleur sur les composants face au plasma dans un tokamak. Dans cette méthode, les flux sont calculés à partir des mesures de températures par thermographie. Par ailleurs, des calculs thermiques des flux de chaleurs sur les composants ont été développés dans la communauté de la fusion.

Une méthode de calcul de flux, appelée Theodor, est actuellement utilisée au JET et à ASDEX. Elle a été développée par A. Hermann (cf. [HER95]). Cette méthode utilise des modèles bidimensionnels des composants face au plasma. Les modèles des composants du diverteur⁵ du JET représentent ces composants selon une coupe poloidale. Dans ces modèles, la géométrie est toujours simplifiée à un rectangle. Les modèles de composant tiennent compte du caractère non-linéaire et orthotrope du matériau (CFC). Un refroidissement de la tuile en face arrière est pris en compte sous la forme d'un échange de chaleur avec un thermostat. Le dépôt de carbone sur la surface exposée au plasma est représenté par un coefficient d'échange, noté α (réf. [EIC07]). La température à la surface du dépôt est imposée comme une condition aux limites dépendantes du temps. Dans cette méthode de calcul, on suppose que le dépôt de chaleur, et la température, est axisymétrique dans le tore, c'est-à-dire uniforme dans la direction toroïdale. La

⁵ cf. figure 1-19

température imposée à la surface est calculée à partir des mesures de température par thermographie infrarouge. On ne connaît pas la méthode numérique utilisée pour résoudre le bilan d'énergie.

Une méthode de calcul de flux sur les composants face au plasma du diverteur du JET à partir des mesures de température par thermocouple a été réalisée par J. L. Gardarein (cf. [GAR08]). Cette méthode repose sur un modèle bidimensionnel du composant sous la forme d'un rectangle comme pour Theodor. Les propriétés thermiques des composants sont considérées indépendantes de la température. Le problème linéaire de conduction de la chaleur dans le composant est résolu par la transformée des équations dans l'espace de Laplace en deux dimensions (une dimension d'espace et une dimension de temps). Pour résoudre complètement l'équation de la chaleur, J. L. Gardarein a besoin d'imposer une distribution spatiale du flux à la surface selon la dimension d'espace. Cette distribution est déduite des mesures de température de surface par thermographie infrarouge. Le calcul du flux de chaleur à la surface à partir des mesures de température par thermocouple est mené par une méthode inverse, qui nécessite l'utilisation d'une méthode de régularisation de la solution comme celle de Tikhonov (cf. [TIK77]).

Une méthode de calcul de flux appliqué au Limiteur Pompé Toroïdal (LPT) de Tore Supra a été développée par S. Carpentier (cf. [CAR09]). Ce composant face au plasma est activement refroidi, ce qui justifie l'usage d'un modèle monodimensionnel. Il est constitué de plusieurs couches empilées de carbone, d'alliage de cuivre doux et de Cu/Cr/Zr. Les propriétés thermiques des matériaux sont considérés indépendantes de la température. L'équation de la chaleur est résolue dans l'espace de Laplace. Le calcul analytique de la solution de l'équation de la chaleur pour l'empilement complet est facilité par l'utilisation du formalisme des quadripôles thermiques (cf. [MAI00]). Le flux est ensuite calculé, à partir des mesures de température de surface, avec une méthode de déconvolution de ces températures par une réponse indicelle de la tuile.

1.2.2 Méthodes de résolution de l'équation de la chaleur

Deux classes de systèmes thermiques vont être étudiées dans la suite de ce mémoire : des problèmes monodimensionnels et linéaires de conduction instationnaire dans le chapitre 3, et des

problèmes tridimensionnels et non-linéaires de conduction instationnaire dans un milieu anisotrope dans le chapitre 4.

Dans les deux cas, l'objectif est la résolution de l'équation de la chaleur dans le solide, le système d'équation général étant constitué :

de l'équation de la chaleur :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda(\mathbf{r}, t) \nabla T) \quad (1-15)$$

des conditions aux limites sur la surface Γ de la forme

$$-\lambda \nabla T = \mathbf{q} \text{ ou } T = T_{d\Omega}(\mathbf{r}, t) \quad (1-16)$$

des conditions initiales

$$T(\mathbf{r}, 0) = T_{\text{init}}(\mathbf{r}) \quad (1-17)$$

Dans le cas linéaire, la résolution de ce système d'équation par des méthodes analytiques est obtenue pour un certain nombre de géométries simples et de conditions aux limites particulières, dans un ouvrage classique [C&J59]. Ces solutions analytiques servent de cas-test pour les méthodes de résolutions approchées que sont les méthodes numériques. Dans le cas monodimensionnel, la solution de l'équation de la chaleur peut être obtenue par la transformée de Laplace. En effet, dans l'espace de Laplace, l'équation de la chaleur se transforme en équation différentielle à la seule variable d'espace, (cf. [C&J59], p301) :

$$\frac{\rho C_p}{\lambda} p \bar{T}(x, p) - \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} = \frac{\rho C_p}{\lambda} T_{\text{init}}(x) \quad (1-18)$$

où \bar{T} est la transformée de Laplace de la température dans l'espace de Laplace et p , la variable de la Laplace.

La difficulté de cette méthode tient dans le calcul de la transformée de Laplace des conditions aux limites et au calcul de la transformée inverse, pour retrouver la température dans l'espace temporel. Ces transformées peuvent être réalisées par l'utilisation de tables de transformées usuelles dans des cas simples, voir en utilisant l'inversion de Mellin pour un calcul analytique (cf. [TAI03], p141). Dans le cas général, il est possible d'utiliser un calcul numérique de cette transformée ; on notera en particulier la méthode de transformation inverse de Gaver-Stefhest (cf. [GAV66], [STE70a]) recommandée par Maillet [MAI00]. Le calcul de la solution de l'équation de la chaleur dans l'espace de Laplace, pour un système de conditions aux limites quelconques, peut être facilité par le recours au formalisme des quadripôles thermiques [MAI00]. Ce formalisme divise le système global en plusieurs sous systèmes qui représentent chacun un milieu différent. Chaque sous-système représente un problème monodimensionnel pour lequel la température en un point quelconque du milieu ne dépend que des conditions aux limites du sous-système. Il est représenté par un quadripôle dont les entrées et les sorties sont les températures et le flux au bord du sous-système. Le quadripôle est caractérisée par des fonctions de transfert dans l'espace de Laplace qui relient les entrées aux les sorties du quadripôle. Ces fonctions de transfert peuvent soit être déterminées à partir de mesures, soit être calculées analytiquement ou numériquement à partir d'un modèle du milieu. L'utilisation de ce formalisme se justifie surtout dans le cas de matériaux multicouches.

Le calcul de la solution du système d'équation constitué de (1-15) à (1-17), pour des conditions aux limites variables dans le temps dans un problème linéaire, est facilité par le recours au théorème de superposition. Il permet entre autre de résoudre séparément les problèmes liés aux différentes conditions aux limites. Il conduit aussi à l'utilisation de l'intégrale de Duhamel pour déduire la solution d'un système aux conditions aux limites variables en temps à partir de la solution d'un système aux conditions aux limites constantes (cf. [C&J59], p30)

La résolution de l'équation de la chaleur dans le cadre des problèmes tridimensionnels de conduction instationnaire et non-linéaire dans un milieu anisotrope est réalisée par des méthodes numériques (cf. [MIN88]). La méthode de différences finies et celle des éléments finis sont souvent utilisées. Ces deux méthodes reposent sur une segmentation de l'espace en éléments constituant un maillage, la distribution de la température dans le solide est représentée par l'intermédiaire des températures aux sommets de ces mailles, appelés nœuds.

La méthode des différences finies discrétise l'équation de la chaleur en remplaçant les différentielles en espace de la température par la différence finie de la température entre deux nœuds. Une description détaillée de cette méthode numérique peut être trouvée dans de nombreux livres (cf. [JAL03], [OZI94], [TAN97]).

La méthode des éléments finis calcule une approximation de la solution de l'équation de la chaleur basée sur la forme dite variationnelle ou intégrale faible de cette équation. Le problème associé aux équations (1-15) à (1-17) est reformulé sous la forme :

« On cherche $T(\mathbf{r},t)$ qui vérifie $T(\mathbf{r},t) = T_{d\Omega}(\mathbf{r},t)$ sur Γ_T et et

$$\int_{\Omega} \left(\rho C_p \delta T \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \delta T \lambda \nabla T \right) d\Omega + \int_{\Gamma_q} \delta T \mathbf{q} d\Gamma = 0 \quad (1-19)$$

pour tout $\delta T(\mathbf{r},t)$ ».

Dans le cas particulier de l'équation (1-19), Γ_T et Γ_q désignent les surfaces sur lesquelles sont appliquées des conditions en température imposée pour la première, et respectivement en flux imposé pour la seconde. δT est appelé champ de température virtuelle. La méthode des éléments finis cherche la température $T(\mathbf{r},t)$ sur une base de dimension finie de fonctions de l'espace $N_n(\mathbf{r})$ à un certain nombre d'instant t_i . Cela conduit à une expression matricielle de l'équation (1-19) de forme :

$$[\mathbf{C}]\dot{\mathbf{T}}(t) + [\mathbf{K}]\mathbf{T}(t) = \mathbf{Q}(t) \quad (1-20)$$

où $\mathbf{T}(t)$ est le vecteur représentant les températures aux nœuds du maillage, \mathbf{Q} est un vecteur représentant une contrainte extérieure sur les nœuds, $[\mathbf{C}]$ est une matrice de type capacitif associée aux nœuds du système et $[\mathbf{K}]$ est une matrice qui représente les échanges de chaleur entre nœuds.

Une description détaillée de la méthode des éléments finis et des principes mathématiques à son origine peut-être trouvée dans plusieurs livres de référence (cf. [DHA84], [ERN04], [BRE05]). Si l'on est en particulier intéressé par l'application de la méthode des éléments finis au domaine des transferts thermiques, on pourra se référer à W. J. Minkowycz (cf. [MIN88]) et J. N. Reddy (cf. [RED01]).

1.2.3 Techniques de pyrométrie

La technique de pyrométrie monochromatique est utilisée dans de nombreuses applications industrielles (cf. [DEW88]), en particulier lorsqu'elle est utilisée pour réaliser de la thermographie (cf. [AUD01]). On pourra se référer à F. Papini (cf. [PAP94]) pour une description détaillée de l'application de la pyrométrie monochromatique à la thermographie. Comme nous allons le montrer par la suite, cette technique est limitée par deux effets : l'incertitude sur l'émissivité de la surface observée et le rayonnement de l'environnement.

Plusieurs techniques permettent de s'affranchir de la première limitation. On peut citer la pyrométrie bichromatique que nous présenterons dans le chapitre 2 (cf. [DEW72]), mais aussi la pyro-rélectométrie bicolore (cf. [HER08]).

Il existe actuellement peu de techniques permettant de supprimer l'influence du rayonnement ambiant sur la mesure. Une technique efficace pour résoudre ce problème est la pyrométrie photothermique. Cette technique a été développée par O. Berthet (cf. [BER87]) et T. Loarer (cf. [LOA89]). Une première application industrielle a été réalisée par A. Lothon (cf. [LOT93]) sur la mesure de température sur des aubages mobiles de turbines à vapeur. On pourra noter ensuite les travaux d'O. Eyal qui a combiné l'utilisation de l'effet photothermique avec un spectromètre pour réaliser des mesures de température de combustion. La technique de pyrométrie photothermique a aussi été appliquée à la mesure de température sur des semi-conducteurs par G. Chen (cf. [CHE97]). Plus récemment, on peut citer les travaux de V. M. Kirilov qui a obtenu de bons résultats de mesure à basses températures, entre 290 et 400K (cf. [KIR06]).

1.3 Objectif de la thèse

La détermination des flux de chaleur à la surface des Composants Face au Plasma (CFP) est un paramètre important afin de s'assurer qu'ils ne seront pas endommagés par le fonctionnement du tokamak. En effet, ces flux, qui peuvent atteindre des valeurs de plusieurs mégawatts par mètre carré, sont susceptibles d'endommager ces composants. Un dimensionnement approprié des CFP est nécessaire pour s'assurer d'un fonctionnement correct du tokamak, et prévoir l'endommagement de ces CFP. De plus, la taille et la puissance des tokamaks actuellement développés augmentent, comme ce sera le cas pour ITER. De ce fait, les flux sur les composants face au plasma vont augmenter. Il est donc nécessaire de connaître précisément à la fois la répartition et l'importance des flux thermiques dans les tokamaks actuels, pour dimensionner correctement les composants face au plasma des prochaines machines.

L'objectif de cette thèse est de développer des techniques de détermination des flux de chaleur sur les composants face au plasma dans un tokamak. Ce travail a comporté plusieurs problématiques liées au fonctionnement du tokamak : la mesure de température sur des parois réfléchissantes, la détermination des propriétés thermiques des dépôts de carbone sur les CFP et le développement et la mise en oeuvre d'un calcul tridimensionnel non-linéaire du flux à partir des mesures de température par thermographie.

Le calcul des flux de chaleur sur les composants face au plasma nécessite au préalable la mesure des températures de surface du composant. Les diagnostics de thermographie sont particulièrement adaptés pour réaliser ces mesures. Celles-ci sont réalisées à distance, sont non-intrusives et les systèmes de mesure sont à l'abri du plasma. Ces mesures peuvent être effectuées sur toute la surface d'un composant. L'installation sur certains Tokamaks (JET, ITER) de parois en métal (W et Be) remet en question le fonctionnement de ces systèmes de mesure. En effet, les systèmes de thermographie actuels ne sont pas compatibles avec des phénomènes de réflexions parasites importants ou sur un matériau d'émissivité dépendant de la température. Ces deux problèmes se posent pour le béryllium et le tungstène. Cette problématique nous a conduit à réaliser une pré-étude d'un système de pyrométrie permettant la mesure sur ce type de surface : la pyrométrie photothermique. Le travail effectué relatif à ce type de mesure est présenté dans le chapitre 2.

La deuxième problématique concerne les dépôts de carbone. Les machines actuelles sont souvent équipées de composants en carbone. Ce carbone est érodé par le plasma puis, après avoir été transporté, est redéposé sur les surfaces des composants face au plasma. Ce dépôt modifie les températures mesurées par thermographie sur cette surface. Comme les calculs de flux sont basés sur ces mesures, il est nécessaire de prendre en compte la présence de ces dépôts dans la modélisation correspondante. Une méthode de caractérisation thermique de ces dépôts, nécessaire au calcul de flux, a été mise au point. Elle est présentée dans le chapitre 3.

Le troisième objectif consiste à développer et mettre en œuvre un calcul tridimensionnel et non-linéaire des flux à partir des mesures de température par thermographie. Les codes de calcul actuels de flux sur les composants face au plasma sont performants mais leur application est limitée par leurs hypothèses simplificatrices. Le modèle monodimensionnel de S. Carpentier est adapté au calcul du flux sur le limiteur activement refroidi de Tore Supra mais ne serait pas adapté au diverteur du JET. Les calculs de flux bidimensionnels utilisés au JET sont basés sur une modélisation simplifiée de la géométrie du composant. Cette modélisation n'est pas adaptée à tous les composants d'un tokamak. Le développement d'un calcul non-linéaire et tridimensionnel de flux par une méthode d'éléments finis permet de réaliser un calcul plus modulaire. Cette méthode, qui est compatible avec des changements de géométrie ou de conditions aux limites, est présentée dans le chapitre 4.

Cette méthode a été appliquée à des mesures de température réalisées dans le JET. Les résultats sont détaillés dans le chapitre 5. Dans ce chapitre, nous présentons une étude de l'effet de la résolution de la mesure de température par thermographie sur les flux calculés. Ensuite, nous mettons en évidence la symétrie toroïdale du flux sur les composants face au plasma autour du point d'impact. Nous présentons les résultats d'un premier bilan partiel de puissance sur les composants face au plasma à l'aide d'un calcul tridimensionnel et non-linéaire.

Enfin, les résultats obtenus au cours de cette thèse ainsi que les perspectives de ce travail sont résumés dans une section de conclusion.

Annexe 1.1 :

Les réacteurs de la filière de fusion par confinement magnétique ont la forme d'un solide de révolution, proche de celle d'un tore. Cet état de fait est imposé par la topologie toroïdale du champ magnétique utilisé pour réaliser le confinement du plasma. Pour cette raison, un système de coordonnées toroïdales est couramment utilisé pour se repérer dans ces machines. Afin de faciliter la lecture, les noms des composantes utilisées dans ce système de coordonnées sont représentés sur la figure A.1.1.

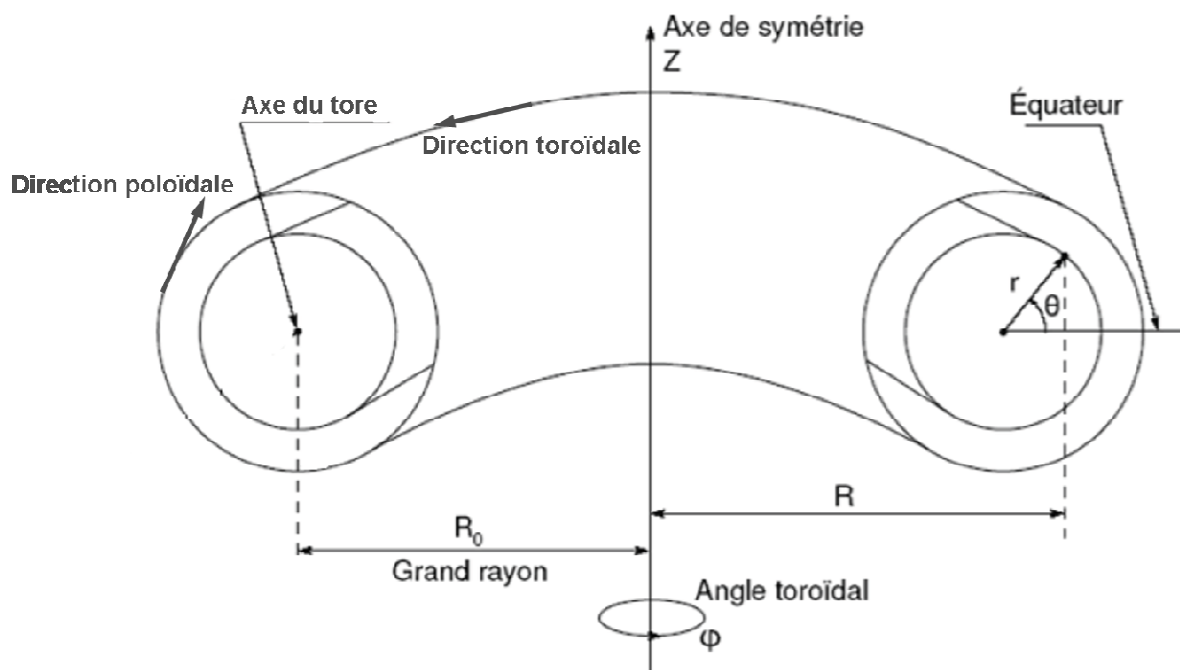


Figure A.1.1 : Composantes du système de coordonnées toroïdales (r, θ, φ) et cylindriques (R, Z, φ)

Glossaire

Le système de coordonnées toroïdal est défini à partir d'un axe de symétrie centrale OZ et du grand rayon R_0 . La position d'un point quelconque M est repérée par les trois composantes :

r , le petit rayon défini par rapport à l'axe du tore.

θ , l'angle poloïdal défini par rapport à l'équateur

φ , l'angle toroïdal autour de l'axe de symétrie centrale, commun avec le système de coordonnées cylindrique.

On appelle direction poloïdale, la direction définie par un déplacement selon θ à r et φ constants, respectivement selon φ à r et θ constants. On appelle direction toroïdale, la direction définie par un déplacement selon φ à r et θ constants.

Chapitre 2 : Méthodes de mesure de température par radiométrie

Notations :

T : Température (K).

$d^5\Phi$: Flux de photons d'un faisceau lumineux (W).

ϵ_λ : Emissivité à la longueur d'onde λ .

L_λ^0 : Luminance d'équilibre.

dS : Surface élémentaire sur le détecteur (m^2).

D : Sensibilité du détecteur ($V.W^{-1}$).

$d\Omega$: Angle solide élémentaire d'observation (sr).

λ : Longueur d'onde (m).

\mathbf{k}, \mathbf{k}' : Vecteurs directeur de la direction d'observation, dans l'espace image et objet.

\mathbf{n} : Vecteur directeur de la normale à la surface élémentaire.

L_i : Luminance incidente sur la surface observée ($W.m^{-3}.sr^{-1}$).

L_{ps} : Luminance partant de la surface observée ($W.m^{-3}.sr^{-1}$).

τ_f, τ_{op} : Transmission du filtre et du système optique.

Σ : Signal de sortie des détecteurs (V).

α_λ : Sensibilité du pyromètre au flux lumineux ($V.m^3.sr.W^{-1}$).

g : Facteur d'amplification des incertitudes relatives par la mesure.

ΔT : Décalage de température entre les deux pyromètres (K).

T' : Température moyenne observée par les pyromètres (K).

δT : Biais introduit sur la température par un décalage des pyromètres (K).

ΔT_e : Elévation de la température suite à l'excitation par le laser (K).

La mesure des températures de surface des composants face au plasma est un élément essentiel de sécurité dans les tokamaks. Elle est aujourd'hui réalisée par thermographie infrarouge. Cette technique représente un diagnostic très intéressant pour répondre aux exigences de mesures de température dans un tokamak. Elle a l'avantage d'être non-intrusive, de pouvoir être réalisée à distance de l'enclume à vide et d'être capable de mesurer les températures d'un grand nombre de composants à la fois. L'intérêt de cette mesure explique pourquoi la plupart des tokamaks actuels sont équipés d'un tel système de mesure de température. La thermographie

infrarouge actuellement installée sur les tokamaks est basée sur le fonctionnement d'un pyromètre monochromatique. La mesure de température se fait par radiométrie et requiert d'avoir une bonne connaissance, à priori, de l'émissivité de la surface que l'on observe. Dans le cas d'une mesure sur surface réfléchissante, le système est aussi très sensible à la réflexion de rayonnements issus des sources de chaleur. Dans les machines actuelles, la plupart des composants observés sont constitués de composites de carbone qui ont une émissivité comprise entre 0,8 et 1, ce qui permet de réaliser la mesure en les considérant comme des corps gris. Toutefois, il est prévu l'installation dans le futur tokamak ITER de composants face au plasma en tungstène et en béryllium. Ces deux matériaux sont réfléchissants et leur émissivité change avec la température (cf. figure 2-4). Dans ces conditions, la pyrométrie monochromatique ne sera plus capable de satisfaire aux exigences de précision permettant d'assurer la sécurité de la machine. Il est donc nécessaire de changer de technique de pyrométrie pour faire de la thermographie sur paroi réfléchissante. Une des possibilités est l'utilisation de la technique de pyrométrie photothermique (cf. [BER87], [LOA89], [LOA07]). Ce chapitre présente le travail réalisé autour d'une expérience de pyrométrie photothermique (cf. [GRI09]), en particulier, en comparant les différentes techniques de mesures de température que sont les pyrométries monochromatique, bichromatique et photothermique.

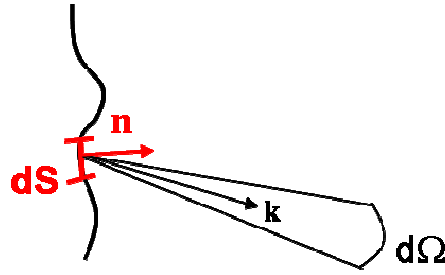
2.1 Principes de pyrométrie radiométrique

La pyrométrie radiométrique est la détermination de la température d'un corps par la mesure du rayonnement thermique qu'il émet. En effet, tout corps émet dans le milieu qui l'entoure un rayonnement électromagnétique.

Un élément de surface dS et de normale \mathbf{n} d'un corps opaque à la température T rayonne à la longueur d'onde λ dans l'angle solide $d\Omega$ autour de la direction \mathbf{k} . Le flux associé à ce rayonnement est décrit par la relation (cf. [TAI03], [MEY03])

$$d^5\Phi = \varepsilon_\lambda(\mathbf{k}, T) L_\lambda^0(T) \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} dS d\Omega d\lambda, \quad (2-1)$$

où L_λ^0 est la luminance monochromatique d'équilibre à la longueur d'onde λ et ε_λ est l'émissivité monochromatique de la surface dS à la longueur d'onde λ .



La luminance d'équilibre L_{λ}^0 est donnée par la loi de Planck :

$$L_{\lambda}^0(T) = \frac{2hc_{\lambda}^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc_{\lambda}}{kT\lambda}\right) - 1} \text{ en } \text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$$

(2-2)

Avec $c_{\lambda} = 2.99 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ la vitesse de la lumière dans le milieu considéré
 $h = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$ la constante de Planck
 $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ la constante de Boltzmann

Cette loi permet de relier le flux émis à la température du corps. La pyrométrie consiste à mesurer tout ou partie de ce flux émis et, à l'aide de la relation précédente, déterminer la température du corps observé. Il existe plusieurs techniques de pyrométrie telles que la pyrométrie à radiation totale, monochromatique, bichromatique et photothermique (cf. [BER87]). Les trois premières se différencient par la largeur du spectre lumineux qui est utilisé pour réaliser la mesure. La dernière est une technique bichromatique active. Nous allons ici nous intéresser aux trois dernières.

Un avantage de la pyrométrie réside dans une transmission de l'information de la surface observée au détecteur sous forme d'une onde électromagnétique. Le système de mesure peut être situé loin de l'objet que l'on observe. La pyrométrie a donc l'avantage de ne pas être intrusive par rapport au phénomène thermique observé. De plus, le système peut être en grande partie déporté et ne nécessite pas d'avoir un élément physiquement en contact avec le point de mesure. Cet aspect est particulièrement important dans un tokamak où peu de matériaux sont capables de supporter l'environnement au voisinage du point de mesure, c'est-à-dire le plasma.

Un premier inconvénient des techniques de pyrométrie réside dans le terme de l'émissivité monochromatique ϵ_λ qui intervient dans l'expression du flux émis (cf. [BER87], [LOA07], [PAP94]). Cette grandeur est souvent mal connue et peut varier en fonction de plusieurs paramètres, comme la température du corps que l'on observe, la composition chimique et l'état de sa surface, qui sont souvent propres aux conditions et au milieu où l'on veut faire la mesure. Un deuxième inconvénient des techniques pyrométriques est constitué par le mode de transmission de l'information entre la source et le détecteur. Pour utiliser la pyrométrie, il est nécessaire de pouvoir relier avec une précision suffisante le flux mesuré par le détecteur avec le flux émis par la surface. Avant d'arriver au détecteur, le flux émis subit les effets des milieux qu'il traverse, comme les optiques, le plasma ou l'atmosphère. Il est nécessaire de connaître et de prendre en compte ces effets pour le calcul de la température. Le flux mesuré est aussi souvent constitué à la fois du flux émis par la surface observée et de flux parasites émis par l'environnement. Ces flux parasites peuvent être émis soit par une source sur le trajet optique de transmission, comme les optiques ou l'atmosphère, soit réfléchis depuis une source extérieure par un élément du trajet optique. En particulier, la réflexion sur l'objet dont on veut mesurer la température peut être une source importante de flux parasites. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne maîtrise ou une bonne connaissance du milieu dans lequel on fait la mesure, ou encourir le risque d'avoir des erreurs de mesure importantes.

2.1.1 Pyrométrie monochromatique

La pyrométrie monochromatique est la technique actuellement utilisée pour la thermographie infrarouge sur les tokamaks. La figure 2-1 montre le schéma d'un montage de principe de pyrométrie monochromatique.

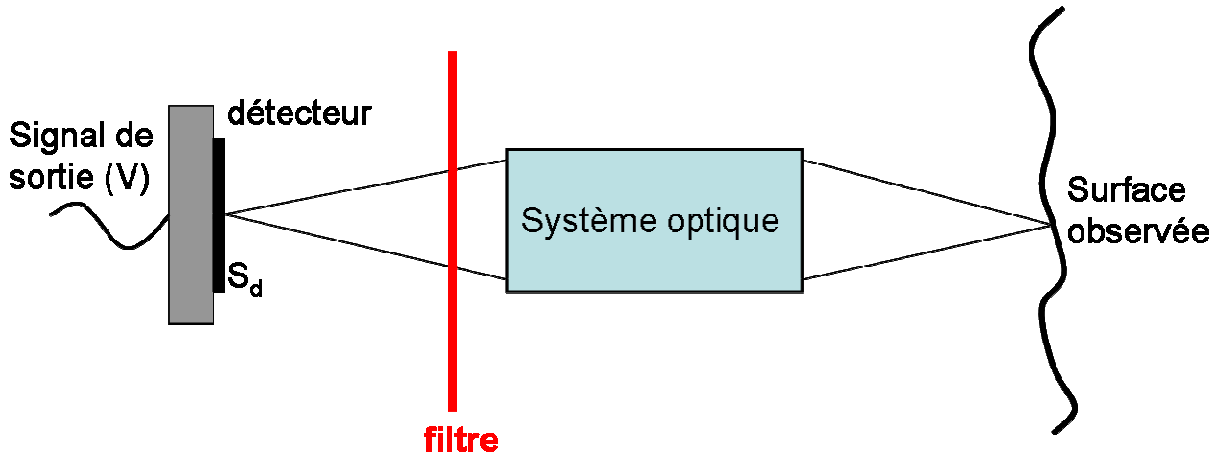


Figure 2-1 : schéma de principe de la pyrométrie monochromatique.

Le détecteur sert à capter le flux de photons incidents et génère un signal mesurable sous la forme d'une tension proportionnelle au flux de photons reçu. F. Papini (cf. [PAP94], p. 4) liste un certain nombre de détecteurs différents. Il distingue les détecteurs selon leur principe de fonctionnement : soit des détecteurs thermiques, dont le signal est causé par l'effet thermique du flux de photon incident sur le détecteur, soit des détecteurs quantiques, dont le courant est directement induit par le flux de photon sur le matériau. Les détecteurs thermiques comprennent les bolomètres, les détecteurs pyroélectriques et les thermopiles. Les détecteurs quantiques peuvent être soit des détecteurs photoémissifs, des photoconducteurs ou des détecteurs photovoltaïques. Un détecteur est caractérisé par trois grandeurs essentielles : son temps de réponse, sa sensibilité et son domaine spectral de fonctionnement. Ces trois caractéristiques déterminent le choix du détecteur que l'on utilise. Les détecteurs utilisés en thermographie infrarouge sont souvent des détecteurs photovoltaïques qui présentent l'avantage d'un temps de réponse et d'une sensibilité plus grande que les détecteurs thermiques.

On peut alors exprimer le signal de sortie du détecteur en fonction du flux incident $d^5\Phi_d(x', y', \mathbf{k}')$ qu'il reçoit et de sa sensibilité spectrale $D(\lambda, x', y')$,

$$\begin{aligned} \Sigma &= \int \int \int_{S d \Omega \lambda} D(\lambda, x', y') d^5\Phi_d(x', y', \mathbf{k}', \lambda) \\ &= \int \int \int_{S d \Omega \lambda} D(\lambda, x', y') L_d(x', y', \mathbf{k}', \lambda) \mathbf{k}' \cdot \mathbf{n}_d dS_d d\Omega_d d\lambda. \end{aligned}$$

(2-3)

De manière générale, Ω est égal à 2π soit l'angle solide du demi espace ouvert face au détecteur. C'est la présence de l'optique qui limite l'angle solide de collection du flux.

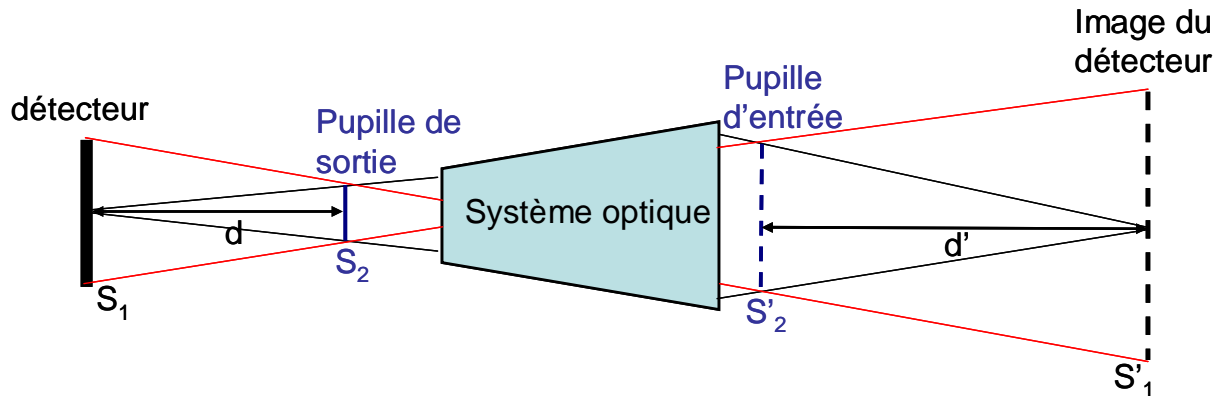


Figure 2-2 : Relation entre le faisceau optique entrant et sortant dans un système optique aplanétique.

Le système optique sert à collecter le flux émis par la surface de mesure et à le faire converger sur le détecteur. Il définit la relation qui existe entre les faisceaux optiques incidents sur le détecteur et les faisceaux optiques partant de la zone de mesure. Cette relation est la conséquence des relations de conjugaison, en optique géométrique, qui relie l'espace image du système optique, où se trouve le détecteur, avec l'espace objet, où est située la surface de mesure. J.L. Meyzonnette (cf. [MEY03], p.32) insiste sur l'importance d'avoir un système optique aplanétique pour réaliser une mesure pyrométrique. Un système est aplanétique si l'image, par le système optique, de tous les points d'un plan perpendiculaire à l'axe optique sont des points qui appartiennent à un même plan perpendiculaire à l'axe. Cette propriété est essentielle car elle permet d'exprimer facilement la relation entre les pincesaux de lumière vus dans les espaces image et objet. En effet, on peut considérer un pinceau lumineux dans l'espace objet défini par deux surfaces élémentaires planes et perpendiculaires à l'axe optique dS_1 et dS_2 , d'étendue optique $\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_1 dS_1 \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_2 dS_2 / d^2$ (cf. figure 2-2). Les images dS_1' et dS_2' de ces surfaces élémentaires dans l'espace image définissent alors le même pinceau lumineux, puisque tout rayon lumineux passant par deux points de dS_1 et dS_2 , passe par deux points de dS_1' et de dS_2' . L'étendue optique de ce pinceau est conservée, suit

$$\mathbf{k}' \cdot \mathbf{n}_1' dS_1' \mathbf{k}' \cdot \mathbf{n}_2' dS_2' / d'^2 = \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_1 dS_1 \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_2 dS_2 / d^2 \quad (2-4)$$

si les indices des milieux image et objet sont égaux. Dans le cas de l'expression (2-3), dS_d joue le rôle de dS_1' , dS_2' est la surface élémentaire associée à l'angle solide $d\Omega_d$ sur un plan perpendiculaire à l'axe optique. Le signal du détecteur s'écrit alors en fonction de la luminance dans l'espace objet

$$\Sigma = \int_{S_s} \int_{\Omega} \int_{\lambda} D(\lambda, x', y') \tau_{op}(x, y, \mathbf{k}, \lambda) \cdot L_{ps}(x, y, \mathbf{k}, \lambda) \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_s dS_s d\Omega_s d\lambda \quad (2-5)$$

où S_s , dS_s , $d\Omega_s$ et \mathbf{k} sont les images dans l'espace objet, respectivement de S_d , dS_d , $d\Omega_d$ et \mathbf{k}' .

L_{ps} est la luminance associée à ce pinceau de lumière dans l'espace objet et τ_{op} est la transmission du système optique sur le faisceau de lumière qui passe par (x,y) et est dirigé selon la direction \mathbf{k} . On considère que la transmission τ_{op} est la même pour tous les rayons traversant le système optique et est indépendante de la direction. Elle est évidemment nulle pour les autres. Il est possible de définir dans l'espace objet une surface, appelée pupille d'entrée du système optique, pour laquelle tout rayon passant par cette surface traverse le système optique. Cette surface est une caractéristique du système optique. Elle peut-être introduite dans l'expression précédente sous la forme de l'angle solide Ω_{pe} sous laquelle elle est visible depuis dS_s :

$$\Sigma = \int_{S_s} \int_{\Omega_{pe}} \int_{\lambda} D(\lambda, x, y) \tau_{op}(\lambda) \cdot L_{ps}(x, y, \mathbf{k}, \lambda) \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_s dS_s d\Omega_s d\lambda \quad (2-6)$$

Le dernier élément du montage est le filtre. Il sélectionne la bande spectrale de travail du pyromètre monochromatique. Dans ce type de mesure, la bande passante du filtre utilisée est choisie la plus étroite possible, de l'ordre de 100 nm dans l'infrarouge (cf. [BER87]). Le filtre intervient sous la forme d'un coefficient de transmission τ_f sur tous les rayons traversant le système optique. L'avantage d'un filtre étroit est de limiter l'intégration de la luminance incidente par le détecteur sur une bande spectrale suffisamment fine pour que $L_{ps}(x,y,\mathbf{k},\lambda)$ soit considérée comme indépendante de la longueur d'onde sur la bande passante du filtre. L'intégrale sur les longueurs d'onde dans l'expression (2-6) devient :

$$\int_{\lambda} D(\lambda, x', y') \tau_f(\lambda) \tau_{op}(\lambda) \cdot L_{ps}(x, y, \mathbf{k}, \lambda) d\lambda \approx L_{ps}(x, y, \mathbf{k}, \lambda_f) \int_{\lambda} D(\lambda, x', y') \tau_f(\lambda) \tau_{op}(\lambda) d\lambda \quad (2-7)$$

λ_f est une longueur d'onde caractéristique de la bande passante du filtre utilisé. Le principal inconvénient d'un filtre à bande passante trop étroite est qu'il réduit le signal utilisé pour la mesure, dégradant ainsi le rapport signal sur bruit de la chaîne de mesure.

Pour réaliser la mesure de température, la surface de l'objet dont on cherche la température est placée au niveau de la surface dS_s . La luminance L_{ps} est alors identifiable à la luminance partant de la surface dS_s de l'objet. Pour simplifier les expressions, nous considérons que la température T de surface de l'objet est uniforme sur S_s et que l'émissivité monochromatique ε_{λ_f} de la surface est indépendante de la direction de l'émission sur l'angle solide de collection Ω_{pe} . On peut alors écrire :

$$L_{ps}(x, y, \mathbf{k}, \lambda_f) = \varepsilon_{\lambda_f}(T) L_{\lambda_f}^0(T) + (1 - \varepsilon_{\lambda_f}(T)) L_{i,\lambda_f} \quad (2-8)$$

où L_{i,λ_f} est la luminance incidente à la longueur d'onde λ_f sur la surface dS_s . La luminance incidente est considérée uniforme sur S_s et isotrope dans l'angle solide Ω_{pe} .

Le signal de sortie du détecteur s'exprime à partir des équations (2-6), (2-7) et (2-8) :

$$\Sigma = \left(\varepsilon_{\lambda_f}(T) L_{\lambda_f}^0(T) + (1 - \varepsilon_{\lambda}(T)) L_{i,\lambda_f} \right) \cdot \int_{S_s} \int_{\Omega_{pe}} \int_{\lambda} D(\lambda, x, y) \tau_f(\lambda) \tau_{op}(\lambda) d\lambda \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_s dS_s d\Omega_s \quad (2-9)$$

On introduit un coefficient α_{λ} , qui ne dépend que du système optique mais ni de la source, ni de la température

$$\alpha_{\lambda} = \int_{S_s} \int_{\Omega_{pe}} \int_{\lambda} D(\lambda, x, y) \tau_f(\lambda) \tau_{op}(\lambda) d\lambda \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_s dS_s d\Omega_s. \quad (2-10)$$

On obtient alors

$$\Sigma = \alpha_{\lambda} \cdot \varepsilon_{\lambda_f}(T) L_{\lambda_f}^0(T) + \alpha_{\lambda} \cdot (1 - \varepsilon_{\lambda_f}(T)) L_{i,\lambda_f}. \quad (2-11)$$

Pour réaliser la mesure de température par pyrométrie monochromatique, on émet deux hypothèses importantes : supposer l'émissivité monochromatique connue et indépendante de la température et négliger les flux réfléchis par la surface observée. On obtient une relation bijective entre la température T de la surface observée et le signal mesuré Σ :

$$\Sigma = \alpha_{\lambda} \cdot \varepsilon_{\lambda_f} L_{\lambda_f}^0(T) \quad (2-12)$$

Le paramètre α est déterminé par une calibration de la chaîne de mesure. La calibration est réalisée en enregistrant les signaux de sortie du détecteur pour plusieurs températures d'un corps noir placé sur la surface S_s . Le signal de sortie en fonction de la température T du corps noir est simplement donné par

$$\Sigma(T) = \alpha \cdot L_{\lambda_f}^0(T) \quad (2-13)$$

La connaissance précise de la température du corps noir permet de déterminer α par cette relation.

2.1.1.1 Gamme de température et choix de longueur d'onde

Le choix de la longueur d'onde à laquelle est faite la mesure est un point important dans le développement d'un nouveau diagnostic de pyrométrie monochromatique. Ce choix est effectué en fonction de la gamme de température que l'on cherche à mesurer. Cette gamme est limitée par deux effets : la saturation du détecteur pour les hautes températures et l'incertitude sur la mesure. La saturation intervient lorsque le signal délivré par le détecteur atteint sa valeur maximale Σ_{\max} . Aux basses températures, la mesure est limitée par les incertitudes dues au bruit de mesure. En particulier dans le cas de la pyrométrie monochromatique, ces incertitudes sont amplifiées par la baisse de la sensibilité de la mesure aux températures les plus basses (cf. annexe 2.1). Le rapport du signal de saturation du détecteur sur la valeur efficace du bruit est appelé dynamique du détecteur et caractérise la largeur de la gamme de température qui est mesurable à un instant « t ». En pratique, pour une dynamique fixée, cette largeur est déterminée par la longueur d'onde de la mesure et le facteur d'amplification α du système de mesure.

Dans le cadre du développement d'un système de pyrométrie dans un tokamak, la gamme de température que l'on veut mesurer est très large, typiquement de l'ordre de 400 K à 2300 K. Il est donc nécessaire de chercher à maximiser l'utilisation de la dynamique complète du détecteur. Le signal de sortie d'un détecteur en fonction de la température (cf. relation (2-13)) pour deux longueurs d'onde du proche infrarouge est représenté sur la figure 2-3. Pour chacune des longueurs d'onde, on a choisi α tel que la saturation du détecteur, fixée à 10 V, est atteinte pour la température maximale que l'on veut mesurer, à 2300 K.

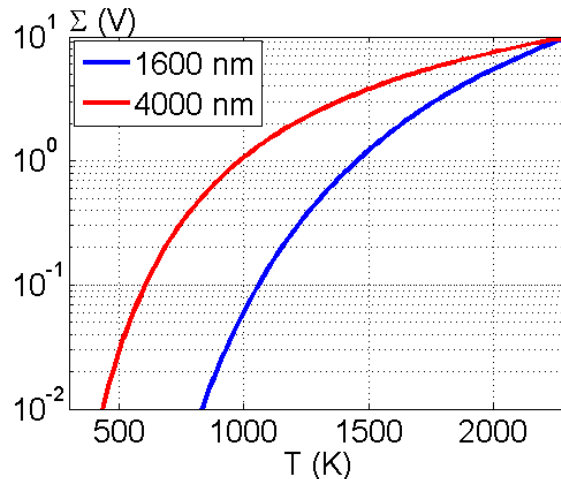


Figure 2-3 : signaux de sortie des détecteurs pour deux longueurs d'onde et deux systèmes optiques différents. Pour $\lambda = 1600 \text{ nm}$, $\alpha = 4,3 \cdot 10^{-11} \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ et pour $\lambda = 4000 \text{ nm}$, $\alpha = 3,2 \cdot 10^{-10} \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$.

On considère que la mesure du signal est correcte lorsque le rapport signal sur bruit est de l'ordre de dix. Pour une valeur efficace du bruit de 4 mV, correspondant ici à une dynamique de 2000 pour le détecteur, le pyromètre à 4000 nm est capable de mesurer la température sur la gamme de 550 K à 2300 K. Le pyromètre à 1600 nm ne peut être utilisé que sur une gamme de température réduite, comprise entre 900 K à 2300 K. Il est donc préférable de travailler à grande longueur d'onde si l'on veut mesurer des températures sur une large gamme de température.

2.1.1.2 Problème de mesure sur parois métalliques

Réaliser une mesure de pyrométrie monochromatique dans des conditions où les hypothèses sur l'émissivité et le flux réfléchi ne sont pas vérifiées va introduire une erreur sur la température mesurée. On peut illustrer les problèmes posés par la technique de pyrométrie monochromatique dans le cas d'une paroi réfléchissante en tungstène, comme ce sera le cas pour ITER. La figure 2-4 montre l'émissivité totale hémisphérique du tungstène en fonction de la température donnée par différentes références. On peut remarquer que sur toute la plage de température observable dans un tokamak, l'émissivité varie fortement mais reste assez faible, de 0,03 à 400K jusqu'à 0,28 à 2300K.

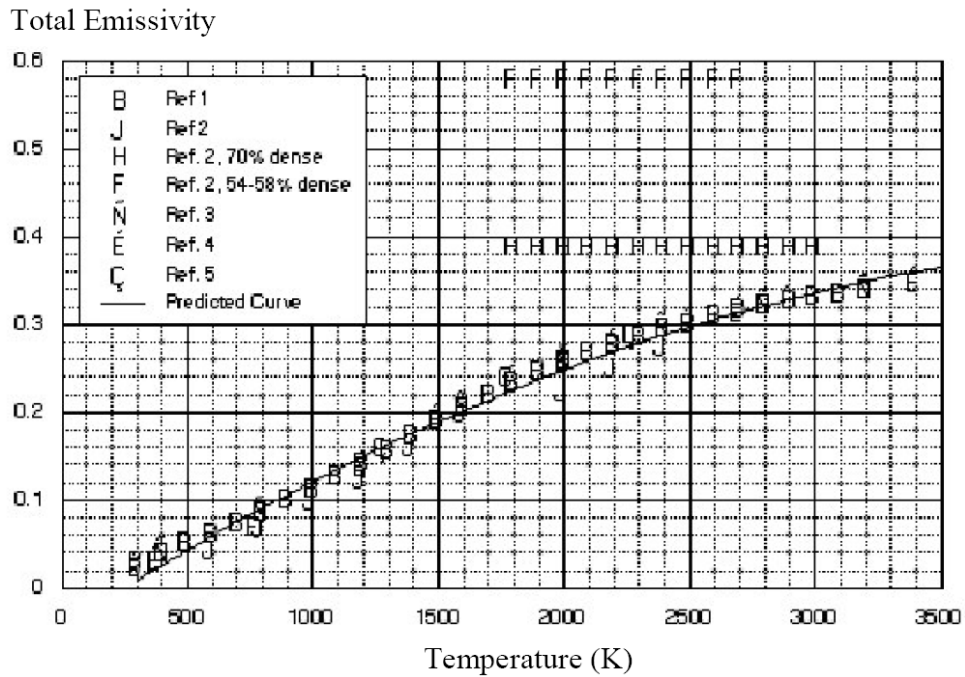


Figure 2-4 : émissivité totale hémisphérique du tungstène en fonction de la température. (Référence : 1. [FOR24], 2. [TOU70], 3. [GRA72], 4. [KIK76], 5. [ANO85])

Nous avons calculé la luminance émise par une surface en tungstène en tenant compte de la variation de l'émissivité $\epsilon(T)$ en fonction de la température en accord avec les données de la figure 2-4. Cette luminance a été tracée sur la figure 2-5.

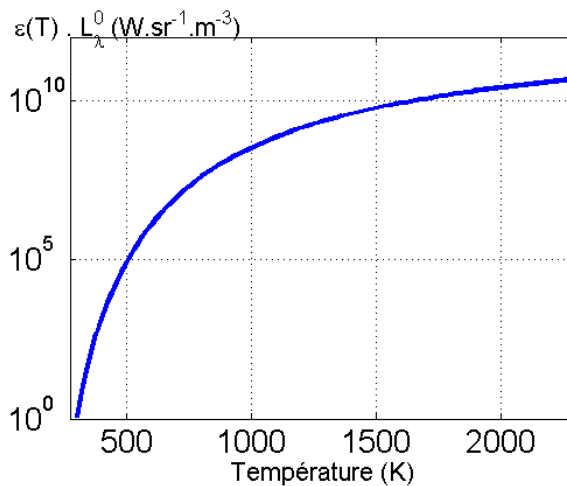


Figure 2-5 : luminance émise par une surface en tungstène en fonction de la température, $\lambda = 2 \mu m$.

La température a ensuite été calculée en inversant la relation (2-12) à partir de cette luminance en considérant une émissivité constante, comme dans le cas d'une mesure de

pyrométrie monochromatique. Le résultat de ce calcul est représenté sur la figure 2-6 pour différentes valeurs de l'émissivité utilisée.

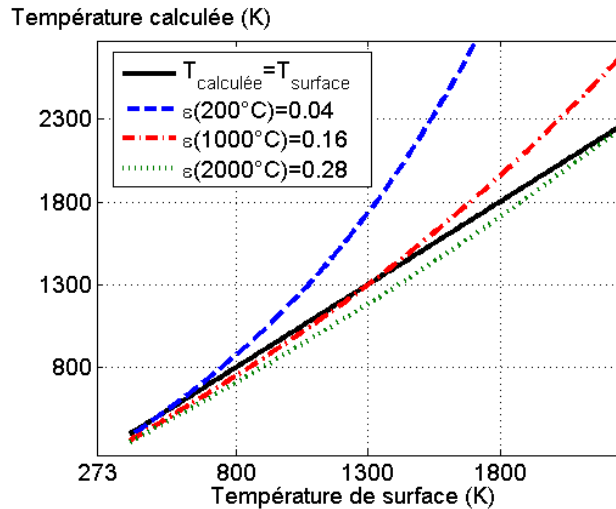


Figure 2-6 : Température mesurée pour différentes valeurs d'émissivité choisies par la méthode de pyrométrie monochromatique. Surface : W, $\lambda = 2 \mu\text{m}$.

Si l'on suppose une émissivité de 0,28 lors du calcul de la température, l'erreur sur la température est comprise entre 6 et 12 % sur la plage de 400K à 1700K, plage sur laquelle se font la plupart des mesures de température dans le tokamak. De la même manière, prendre une émissivité proche de celle du tungstène à 1300K introduit une erreur du même ordre de grandeur sur la plage de 400 à 900K, et une erreur encore plus importante pour les températures supérieures à 1700K. Ce constat montre que si l'hypothèse d'émissivité indépendante de la température serait satisfaisante sur une plage relativement restreinte de température, elle introduit une erreur importante lorsque l'on considère la gamme complète de température que l'on cherche à mesurer dans un tokamak. Malgré cette incertitude sur l'émissivité, cette mesure de température peut être satisfaisante dans le cas d'un système de sécurité basé sur la seule limitation à une température critique. Un choix approprié de l'émissivité utilisée permettrait une mesure de température correcte au voisinage de la température critique et qui majorerait toujours la température réelle. Toutefois, ce type de mesure n'est pas satisfaisant dans le cas de l'étude des flux de chaleur à la surface du composant. Il est nécessaire, dans ce dernier cas, de mesurer avec une précision suffisante l'évolution de la température depuis un état d'équilibre initial. Cela signifie que la mesure de température doit être satisfaisante sur toute la gamme de température. Pour les composants en tungstène, on cherche à mesurer des températures de 400 K à 2300 K.

Il est possible de prendre en compte l'évolution de l'émissivité avec la température dans l'équation (2-12) si celle-ci est connue. En effet, l'émissivité étant, dans le cas du tungstène, croissante avec la température, comme la loi de Planck, cette équation constitue toujours une relation bijective entre la température et le signal mesuré par le détecteur. On pourrait alors déterminer la température à partir du signal mesuré en utilisant la courbe de la figure 2-5. Toutefois, l'émissivité présentée sur la figure 2-4 est issue de mesures en laboratoire sur des matériaux purs et lisses. L'émissivité d'un matériau peut changer d'un ordre de grandeur selon sa composition chimique et ses propriétés de surface. En particulier, les phénomènes d'interaction plasma/paroi présentés dans le chapitre 1.1.5 conduisent à une transformation importante de la surface des composants durant leur passage dans le tokamak (cf. chapitre 3). L'émissivité, telle que représentée sur la figure 2-4, ne peut donc pas être considérée comme caractéristique de celle réellement observable dans un tokamak. De plus, il est concevable que les propriétés de surface des composants évoluent fortement durant le temps de vie de ces derniers dans la machine sous l'effet du plasma.

Pour tester l'hypothèse qui consiste à négliger les flux réfléchis, nous allons maintenant considérer que l'émissivité de la surface observée est indépendante de la température et égale à 0,28 (émissivité du tungstène à 2300 K, cf. figure 2-4). On calcule maintenant une luminance émise par la surface à l'aide de la relation (2-11) qui tient compte de la réflexion. La luminance incidente qui est réfléchie dans la direction du détecteur $L_{i,\lambda}$, est considérée comme provenant d'un corps noir à la température T_{amb} .

$$L_{\lambda,i}(T) = L_{\lambda}^0(T_{amb}) \quad (2-14)$$

On calcule ensuite à partir de cette luminance la température qui en serait déduite par une mesure de pyrométrie monochromatique en utilisant la relation (2-12). La figure 2-7 représente la température calculée en fonction de la température de la surface pour différentes températures de l'environnement.

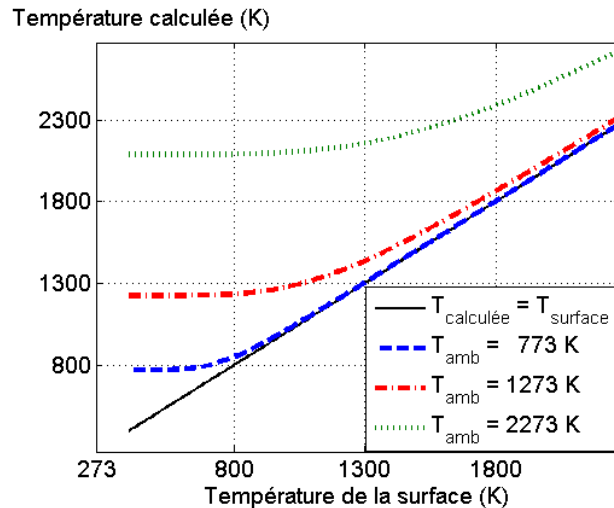


Figure 2-7 : Température calculée pour la pyrométrie monochromatique pour différentes températures T_{amb} de l'environnement en présence de réflexion. Emissivité de la surface observée $\epsilon = 0.28$, $\lambda = 2 \mu\text{m}$.

La température déduite par pyrométrie monochromatique est fortement perturbée par la température de l'environnement quand la surface observée n'est pas plus chaude que cette environnement. En effet, on peut remarquer que pour un matériau ayant une émissivité de 0,28, comme le tungstène ou le béryllium, la température ambiante fixe le minimum de la température mesurable. Cette erreur est très problématique dans un tokamak où la thermographie par pyrométrie monochromatique est utilisée pour surveiller les composants. On peut prendre en exemple le cas d'un composant face au plasma en béryllium. La température de fusion de ce matériau est assez basse, de l'ordre de 1500 K. Pour éviter d'endommager ce composant, on limitera la puissance injectée dans le plasma si la température mesurée sur ce composant dépasse 1100 K environ. La réflexion d'une zone à 1300 K, comme un point d'impact du plasma dans le diverteur, sur le composant en béryllium conduira la sécurité du système de surveillance infrarouge à couper la puissance alors que la température réelle du composant pourra être beaucoup plus basse. Une étude du problème posé par les réflexions sur les mesures de température dans différents Tokamak a été réalisée par D. Guilhem en assimilant l'enceinte du Tokamak à une sphère intégrante (cf. [GUI06]).

La mesure de température par pyrométrie monochromatique est donc très sensible à la variation de l'émissivité de la surface observée et aux flux parasites provenant de l'environnement réfléchi par cette surface. La surveillance par thermographie infrarouge actuellement effectuée dans les tokamaks ne pourrait pas correctement jouer son rôle sur des

composants en tungstène et en béryllium. Les deux méthodes de mesures qui sont présentées ensuite cherchent à réduire l'influence de ces deux perturbations sur la mesure.

2.1.2 Pyrométrie bichromatique

La pyrométrie bichromatique est une extension de la pyrométrie monochromatique en travaillant à deux longueurs d'onde au lieu d'une seule pour supprimer la dépendance de la mesure à l'émissivité (cf. [BER87]). Son principe consiste à utiliser en parallèle deux montages de pyrométrie monochromatique visant une même surface de mesure (cf. figure 2-8). Chaque pyromètre monochromatique possède un filtre étroit autour d'une longueur d'onde λ_1 , respectivement λ_2 . La relation (2-12) est donc vérifiée pour chacun des pyromètres indépendamment, mais toujours en négligeant le flux réfléchi et en considérant comme uniforme la température sur la zone observée par le pyromètre. Le rapport des signaux mesurés à la sortie de chacun des détecteurs suit, en théorie, la relation :

$$\frac{\Sigma_1}{\Sigma_2} = \frac{\alpha_1 \cdot \varepsilon_{\lambda_{f1}} L_{\lambda_{f1}}^0(T)}{\alpha_2 \cdot \varepsilon_{\lambda_{f2}} L_{\lambda_{f2}}^0(T)}$$

(2-15)

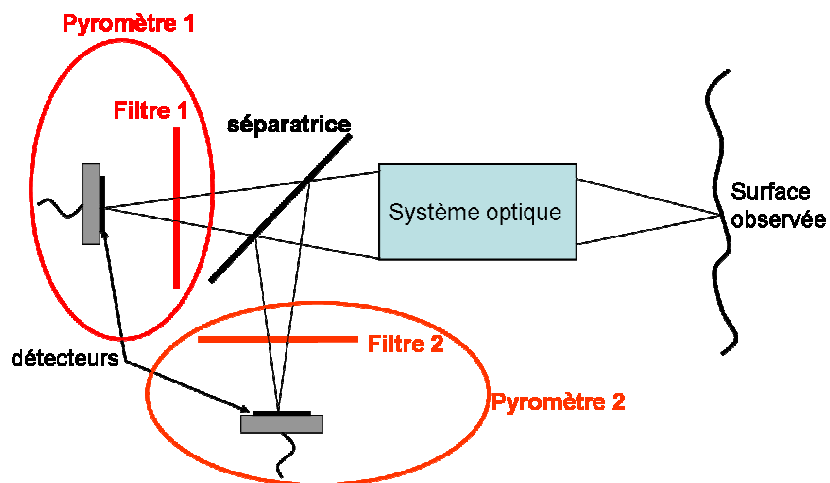


Figure 2-8 : schéma de la pyrométrie bichromatique utilisant une séparatrice.

Les indices 1 et 2 indiquent les paramètres relatifs à chacun des pyromètres. Les variables α_1 et α_2 sont déterminées par la calibration des pyromètres indépendamment l'un de l'autre sur un corps noir. L'hypothèse d'une émissivité indépendante de la température et de valeur connue,

est maintenant remplacée par l'hypothèse d'une émissivité indépendante de la longueur d'onde, soit :

$$\frac{\mathcal{E}_{\lambda f1}}{\mathcal{E}_{\lambda f2}} = 1 \quad (2-16)$$

Cette relation doit être vérifiée quelle que soit la température. Elle est plus facile à obtenir que l'hypothèse précédente en choisissant convenablement les deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , suffisamment proches l'une de l'autre pour que la variation d'émissivité sur la bande spectrale correspondante soit négligeable. La largeur et l'existence d'une telle bande spectrale dépend essentiellement du matériau observé. Par exemple, l'émissivité spectrale du tungstène est représentée sur la figure 2-9 à différentes températures.

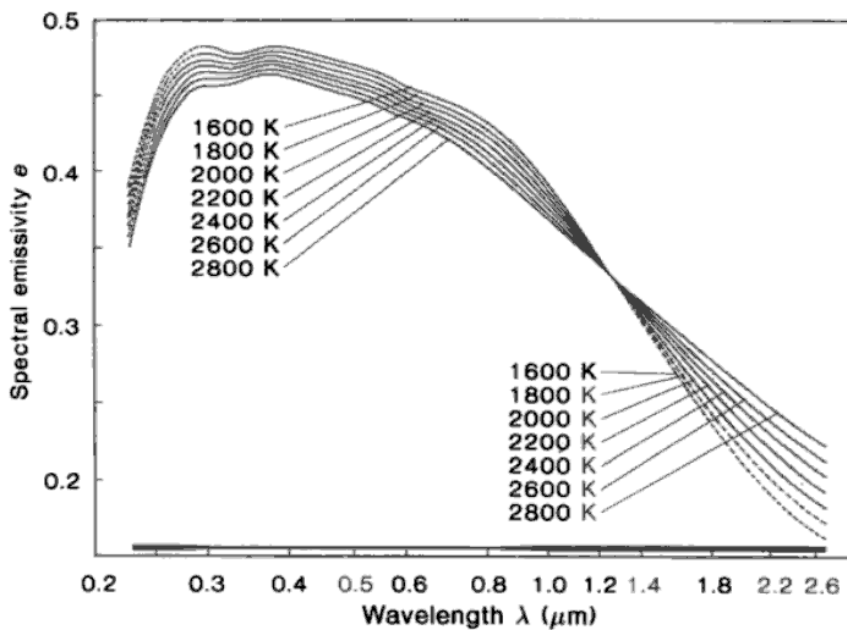


Figure 2-9 : émissivité spectrale du tungstène en fonction de la longueur d'onde et à différentes températures (réf. [LAS99], p 38).

Pour ce matériau, l'émissivité dépend peu de la longueur d'onde dans le domaine visible, entre 300 et 500 nm, mais ce domaine n'est pas approprié pour la gamme de température que l'on veut mesurer (cf. section 2.1.1.1). Par contre, l'émissivité varie fortement avec la longueur d'onde sur le domaine du proche infrarouge. Le tableau 2-1 récapitule quelques valeurs d'émissivité extraites de la figure 2-9 pour quatre longueurs d'onde dans l'infrarouge. On peut

aussi noter sur cette courbe le point remarquable à 1,27 μm pour lequel l'émissivité du tungstène est égale à 0,33 et est indépendante de la température.

ε	1600 nm	2000 nm	2200 nm	2600 nm
1600 K	0,268	0,214	0,19	0,169
2000 K	0,28	0,229	0,212	0,19

Tableau 2-1 : émissivité du tungstène pour quatre longueurs d'onde à 1600 et 2000 K.

Le rapport des émissivités à 1600 nm et à 2000 nm donne 1,252 à 1600 K et 1,222 à 2000 K. On peut remplacer sur ce domaine spectral, l'hypothèse de l'émissivité indépendante de la longueur d'onde par une hypothèse d'un rapport des émissivités connu et indépendant de la température. Dans le cas du couple de longueur d'onde précédent, cela revient à considérer que le rapport des émissivités est égal à 1,237 à 1,2 % près sur une gamme de température de 400 K. L'incertitude sur le rapport des émissivités augmente avec la taille de la plage de température considérée et avec l'écart entre les deux longueurs d'onde. Pour le couple de longueur d'onde 1600 et 2200 nm, le rapport vaut 1.365 à 3,3 % près et 1,53 à 3.7 % près pour le couple 1600 et 2400 nm. Dans la suite, on considère que le rapport des émissivités, qui sera simplement noté $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$, est connu.

Pour la pyrométrie bichromatique, la mesure de température se fait en utilisant la relation $T = f^{-1}(R)$ avec

$$f(T) = \frac{L_{\lambda f1}^0(T)}{L_{\lambda f2}^0(T)} \quad \text{et} \quad R = \frac{\sum_1 \alpha_2 \varepsilon_2}{\sum_2 \alpha_1 \varepsilon_1} \quad (2-17)$$

2.1.2.1 Gamme de température et choix des longueurs d'onde

Comme pour la pyrométrie monochromatique, la gamme de température qui peut être mesurée par un système de pyrométrie bichromatique est limitée par la saturation des deux détecteurs pour la température la plus haute et par le plus petit signal mesurable à basse température. La détermination du rapport R dépend de la qualité de la mesure des signaux Σ_1 et

Σ_2 par chacun des pyromètres, donc chaque pyromètre doit satisfaire les limitations que l'on a montrées pour la pyrométrie monochromatique sur toute la gamme de température que l'on veut mesurer (cf. section 2.1.1.1). Toutefois, le choix des deux longueurs d'onde se fait conjointement. On peut relier l'incertitude relative sur la mesure de température T à l'incertitude sur le rapport R par une relation du type :

$$\frac{\delta T}{T} = g(\lambda_1, \lambda_2, T) \cdot \frac{\delta R}{R} \quad (2-18)$$

On montre que la fonction $g(T)$ peut être décrite analytiquement par l'expression (cf. annexe 2.1) :

$$g(T) = \frac{kT\lambda_1\lambda_2}{hc_\lambda(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (2-19)$$

Cette expression est obtenue en utilisant l'approximation de Wien pour la loi de Planck (cf. annexe 2.1). Afin de limiter l'influence des incertitudes sur la mesure, $g(T)$ doit être la plus petite possible sur la gamme de température à mesurer. On déduit de cette relation que les deux longueurs d'onde doivent être les plus éloignées possibles pour limiter l'influence de toutes les incertitudes sur la mesure, comme l'ont fait remarquer O. Berthet [BER87] et T. Loarer [LOA89]. Cette remarque est particulièrement vraie si l'on ne connaît pas la variation de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde et de la température. Pour une incertitude arbitraire sur le rapport des émissivités, l'erreur introduite sur la mesure diminuera en fonction de la distance entre les longueurs d'onde. Dans le cas contraire, il peut être judicieux de calculer l'erreur relative en fonction de plusieurs couples de longueur d'onde. L'application aux rapports des émissivités du tungstène pour les couples de longueurs d'onde discutés dans la section précédente est donnée dans le tableau 2-2.

	1600/2000 nm	1600/2200 nm	1600/2600 nm
$\delta\epsilon/\epsilon$	1,20%	3,30%	3,70%
$g(2000\text{ K})$	1,11	0,81	0,57
$\delta T/T$	1,30%	2,69%	2,10%

Tableau 2-2 : erreur relative sur la température causée par l'incertitude sur le rapport des émissivités pour trois couples de longueurs d'onde.

Si l'on ne connaît pas l'incertitude sur le rapport des émissivités en fonction de la longueur d'onde, ce qui est le cas en général, la principale limitation à l'écart entre les longueurs d'onde est liée à l'impératif que chaque pyromètre soit capable de mesurer correctement le flux lumineux sur toute la gamme de température.

2.1.2.2 Problème posé par le décalage des deux pyromètres :

Pour écrire la relation (2-15), nous avons considéré que les deux pyromètres bichromatiques observaient la même zone à travers leur système optique, et donc que les températures vues par chacun des pyromètres étaient identiques. Si cette hypothèse est nécessaire pour donner un sens à la mesure bichromatique, elle n'est pas nécessairement vérifiée en pratique. Dans le cas d'un système où la température n'est pas totalement uniforme sur la zone observée, un petit décalage entre les deux zones de mesure peut introduire un biais important dans la mesure. Nous considérons ici le cas où les deux pyromètres monochromatiques observent des températures T_1 et T_2 différentes. On pose alors :

$$T' = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad \text{et} \quad \Delta T = \frac{T_1 - T_2}{2} \quad (2-20)$$

Donc les deux pyromètres mesurent les signaux :

$$\Sigma_1 = \alpha_1 \cdot \epsilon_1 L_{\lambda f1}^0(T' + \Delta T) \quad \text{et} \quad \Sigma_2 = \alpha_2 \cdot \epsilon_2 L_{\lambda f2}^0(T' - \Delta T) \quad (2-21)$$

Même avec un système parfaitement aligné, une erreur semblable est possible dans le cas où la température n'est pas homogène sur la surface de mesure. En effet, dans ce cas les

températures, T_1 et T_2 , vues par chacun des deux pyromètres sont des températures moyennes sur la surface. Cette moyenne est pondérée par la fonction de Planck à chacune des longueurs d'onde. Les températures T_1 et T_2 vérifient la relation :

$$L_{\lambda_{fi}}^0(T_i) = \frac{\int \int \int_{S_{si\Omega_{pei} \lambda}} L_{\lambda_f}^0(T(x, y)) D_i(\lambda, x, y) \tau_{if}(\lambda) \tau_{iop}(\lambda) d\lambda \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}_s dS_s d\Omega_s}{\alpha_i} \quad (2-22)$$

Ces températures dépendent de la longueur d'onde et du montage de chacun des pyromètres. Les deux températures définies de cette manière ne sont pas forcément égales pour chacun des pyromètres. Elles correspondent à des températures moyennées sur la surface observée et sont donc assez proches l'une de l'autre. Il est intéressant d'évoquer ce cas ici parce que nous allons voir que la pyrométrie bichromatique tend à amplifier ce léger décalage entre les pyromètres. En utilisant un développement limité du rapport R en fonction de ΔT et l'approximation de Wien, on peut déterminer le biais δT sur la mesure de T en fonction du décalage $2\Delta T$ entre les mesures de température vu par chacun des pyromètres :

$$\delta T = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \Delta T \quad (2-23)$$

On peut remarquer que le rapport des longueurs d'onde qui intervient ici est obligatoirement supérieur à 1 en valeur absolue. La mesure de pyrométrie bichromatique a tendance à amplifier la différence de température observée entre deux pyromètres mal alignés. Dans le cas d'un décalage entre les pyromètres et d'une mesure sur une zone non-uniforme en température, on mesure par la méthode de pyrométrie bichromatique, une température qui est extérieure aux extrema de température sur la zone. Dans le cas d'une méthode monochromatique, la température mesurée sur une telle zone est une température moyenne sur la zone. Comme précédemment, écarter l'une de l'autre les longueurs d'onde permet de réduire ce biais. On peut aussi remarquer que le biais est orienté, il est négatif ou positif selon quel pyromètre observe la température la plus haute.

Pour finir, on peut relier ce biais au gradient de température sur la surface que l'on observe :

$$\delta T = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \frac{\partial T}{\partial x} \delta x \quad (2-24)$$

Où δx est l'écart entre le centre des zones observées par chacun des pyromètres. On peut considérer que cette grandeur est définitivement fixée pour un montage optique réalisé. Par contre, le gradient de température à la surface du matériau est en général inconnu au moment de la mesure, ce sera particulièrement le cas dans un tokamak pour un système de thermographie. Il pourra être particulièrement important dans le cas de mesures de température près du point d'impact du plasma, où les gradients de flux sont les plus forts. Si le gradient ne peut pas être connu ou être considéré comme constant, il est nécessaire de considérer ce biais comme une variable inconnue pour la mesure et donc une incertitude.

Pour réduire l'importance de ce paramètre, il peut être utile de privilégier des montages qui limitent le degré de liberté des pyromètres l'un par rapport à l'autre. En particulier, l'utilisation d'un seul pyromètre constitué d'un montage optique et d'un détecteur peut efficacement résoudre ce problème. La mesure aux deux longueurs d'onde se fait alors successivement sur le même pyromètre en changeant le filtre à l'aide d'un barillet, c'est le choix fait par [BER87] pour la pyrométrie photothermique. Les inconvénients de cette méthode sont la réduction de la fréquence d'acquisition des mesures, qui est au minimum réduite d'un facteur deux, et la variation possible de la température entre les deux mesures. Ce dernier point est similaire au cas du mauvais alignement des mesures en remplaçant, dans l'expression (2-24), le gradient spatial de la température par un gradient en fonction du temps. Un autre système de mesure consiste à diviser en deux parties le flux de photons qui traverse le système optique par une séparatrice (cf. figure 2-8), aux dépens du rapport signal sur bruit du système.

Nous avons vu que la mesure par pyrométrie bichromatique permet, sous certaines conditions, de réaliser une mesure de température nécessitant moins d'hypothèses sur la connaissance précise de l'émissivité de la surface observée. Toutefois, cette méthode ne permet pas, à elle seule, de s'affranchir des flux lumineux parasites réfléchis sur cette surface. La

méthode bichromatique présente aussi une certaine sensibilité à l'hétérogénéité de la température que l'on cherche à mesurer.

2.1.3 Pyrométrie photothermique

La problématique des flux réfléchis en pyrométrie est la conséquence directe de l'incapacité, pour le détecteur, à différencier l'origine de la luminance qui lui parvient de la surface dSs qu'il observe. En effet, les détecteurs utilisés sont sensibles à la luminance partante de la surface qu'ils observent. Cette luminance est composée du flux lumineux émis par la paroi et de la luminance réfléchie par celle-ci, comme montré dans la relation (2-11). Il n'est pas possible, en général, de différencier les deux composantes de la luminance lorsqu'elles appartiennent aux mêmes bandes spectrales. Il est alors nécessaire, pour différencier les deux composantes, de donner à l'une d'elle, une signature particulière permettant de la filtrer. La pyrométrie photothermique ajoute une perturbation temporelle à la luminance émise par la paroi pour la caractériser. Cette perturbation est réalisée en chauffant légèrement la paroi observée par le système pyrométrique. Comme il est nécessaire d'agir sur le système que l'on cherche à mesurer, cette mesure est qualifiée de mesure active de température. Ce chauffage de la paroi est appelé excitation. Il est réalisé, en général, dans les expériences de pyrométrie photothermique, à l'aide d'un laser pulsé [LOA89], ou modulé [BER87]. La figure 2-10 montre un schéma de principe d'un montage de pyrométrie photothermique, qui consiste à ajouter au montage de pyrométrie bichromatique un laser d'excitation.

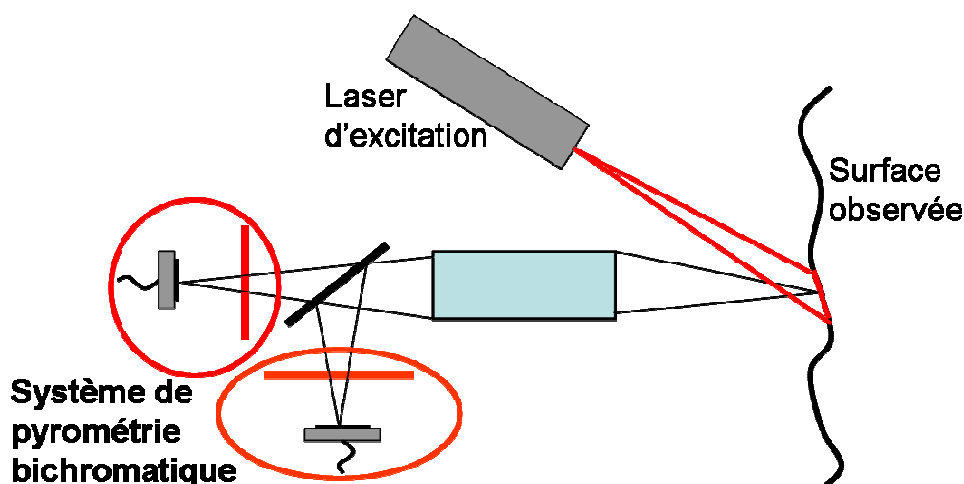


Figure 2-10 : Schéma de principe de la pyrométrie photothermique.

Pour ce montage, nous repartons de l'équation (2-12) pour exprimer les signaux de sortie des deux détecteurs. Les deux détecteurs sont toujours respectivement repérés par les indices 1 et 2 dans les équations. Nous allons maintenant prendre en compte le terme $L_{\lambda i}^0$ qui provient du flux réfléchi. Suite à l'excitation par le laser de la surface de l'échantillon, la température de surface peut s'écrire comme la somme d'une composante continue T_0 que l'on cherche à mesurer et d'une modulation temporelle ΔT_e , due à l'excitation:

$$T(t) = T_0 + \Delta T_e(t) \quad (2-25)$$

On considère dans la suite que la modulation ΔT_e est suffisamment faible pour que l'on puisse faire un développement limité à l'ordre un de la luminance d'équilibre :

$$L_{\lambda i}^0(T) \approx L_{\lambda i}^0(T_0) + \Delta T_e \cdot \frac{\partial L_{\lambda i}^0}{\partial T}(T_0) \quad (2-26)$$

et

$$\Sigma_i = \alpha_{\lambda fi} \cdot \varepsilon_{\lambda fi} \left(L_{\lambda i}^0(T_0) + \Delta T_e \cdot \frac{\partial L_{\lambda i}^0}{\partial T}(T_0) \right) + \alpha_{\lambda fi} \cdot (1 - \varepsilon_{\lambda i}) L_{i,\lambda} \quad (2-27)$$

Dans ce cas, on peut choisir deux instants t_1 et t_2 , tel que $\Delta T_e(t_1)$ et $\Delta T_e(t_2)$ soient différents, alors en utilisant l'équation précédente :

$$\Sigma_i(t_1) - \Sigma_i(t_2) = \alpha_{\lambda fi} \cdot \varepsilon_{\lambda fi} (\Delta T_e(t_1) - \Delta T_e(t_2)) \cdot \frac{\partial L_{\lambda i}^0(T_0)}{\partial T} \quad (2-28)$$

et

$$\frac{\Sigma_1(t_1) - \Sigma_1(t_2)}{\Sigma_2(t_1) - \Sigma_2(t_2)} = \frac{\alpha_1 \varepsilon_1 \frac{\partial L_{\lambda 1}^0}{\partial T}(T_0)}{\alpha_2 \varepsilon_2 \frac{\partial L_{\lambda 2}^0}{\partial T}(T_0)} \quad (2-29)$$

On a repris ici la notation utilisée en pyrométrie bichromatique pour le rapport des émissivités, les mêmes hypothèses sont nécessaires sur ce rapport que dans la partie précédente.

La mesure de température se fait maintenant en utilisant la relation $T = f^{-1}(R)$ avec

$$f(T) = \frac{\frac{\partial L_{\lambda_1}^0}{\partial T}(T)}{\frac{\partial L_{\lambda_2}^0}{\partial T}(T)} \quad \text{et} \quad R = \frac{(\Sigma_1(t_1) - \Sigma_1(t_2))\alpha_2 \varepsilon_2}{(\Sigma_2(t_1) - \Sigma_2(t_2))\alpha_1 \varepsilon_1} \quad (2-30)$$

T. Loarer (cf. [LOA89] p.V-35) et O. Berthet (cf. [BER87]) ont pu montrer expérimentalement que cette méthode de mesure de température permettait de s'affranchir des flux réfléchis. Le premier en utilisant un laser impulsionnel pour créer l'excitation, le second avec un laser modulé. L'émissivité des matériaux étudiée était comprise entre 0,7 et 0,82. Lors de ces expériences, le flux réfléchi comptait pour une valeur de 40 à 50 % du flux partant, sans différence notable sur la mesure.

2.1.3.1 Incertitude et choix des longueurs d'onde

Comme dans les cas précédents, le choix de la longueur d'onde se fait en considérant la gamme de température que l'on cherche à mesurer. Le problème de la mesure de température sur paroi réfléchissante dans un tokamak concerne la mesure sur deux matériaux différents : le béryllium et le tungstène. Le premier a une température de fusion peu élevée, de l'ordre de 1500 K. Sur ce type de matériau, la gamme de température qu'il est intéressant de mesurer correctement est comprise entre 425 K et 1100 K. Le tungstène est un matériau dont la température de fusion est beaucoup plus élevée, de l'ordre de 3200 K. La gamme de température à mesurer sur le tungstène est plus large, on doit être capable de mesurer des températures allant jusqu'à 2300 K.

Pour la gamme de température que l'on veut mesurer sur le béryllium, les expériences pratiquées par T. Loarer et O. Berthet ont montré que l'utilisation de deux couples de longueurs d'onde permettait d'obtenir de très bons résultats. En particulier T. Loarer a obtenu des mesures de température avec une précision inférieure à 2,5 % entre 390 et 800 K en utilisant deux couples de longueurs d'onde autour de 4 μm ([3,99 μm , 4,56 μm] et [3,16 μm , 3,99 μm]). Il a aussi

obtenu de très bons résultats entre 800 et 1000 K en utilisant un couple de longueur d'onde [2,18 μm , 2,4 μm] en mesurant des températures à 18 K près. Toutefois, une erreur systématique de 10 % a été observée sur la température à cause d'une mauvaise détermination du rapport des émissivités. Cette erreur peut être diminuée en augmentant l'écart entre les longueurs d'onde utilisées. O. Berthet obtient une erreur inférieure à 3 % avec un couple de longueur d'onde [1,71 μm , 2,1 μm]. Toutefois, la taille des diagnostics qu'il est possible d'installer dans un tokamak étant réduite, il sera donc nécessaire de limiter le nombre de longueurs d'onde utilisées. On va donc chercher un couple de longueurs d'onde qui permettrait une mesure acceptable sur la gamme de 400 K à 1100 K. Pour cela, les couples de longueurs d'onde sont comparées selon deux critères : l'importance relative du signal photothermique $\delta\Sigma_i = \Sigma_i(t_2) - \Sigma_i(t_1)$ par rapport au bruit et la fonction $g(\lambda_1, \lambda_2, T)$ qui permet de relier l'incertitude relative sur le rapport R avec l'incertitude relative sur la température par la relation (2-18). Cette fonction $g(\lambda_1, \lambda_2, T)$ est un facteur d'amplification des erreurs et incertitudes qui doit être le plus faible possible. Ces deux grandeurs sont représentées sur la figure 2-11 pour deux couples de longueurs d'onde utilisés par O. Berthet et T. Loarer. Le signal photothermique n'est représenté que pour la longueur d'onde de chaque couple qui limite le plus la gamme de la mesure, c'est-à-dire la longueur d'onde la plus courte. Le signal photothermique a été normalisé pour que chaque système de pyrométries photothermique sature à 1100 K.

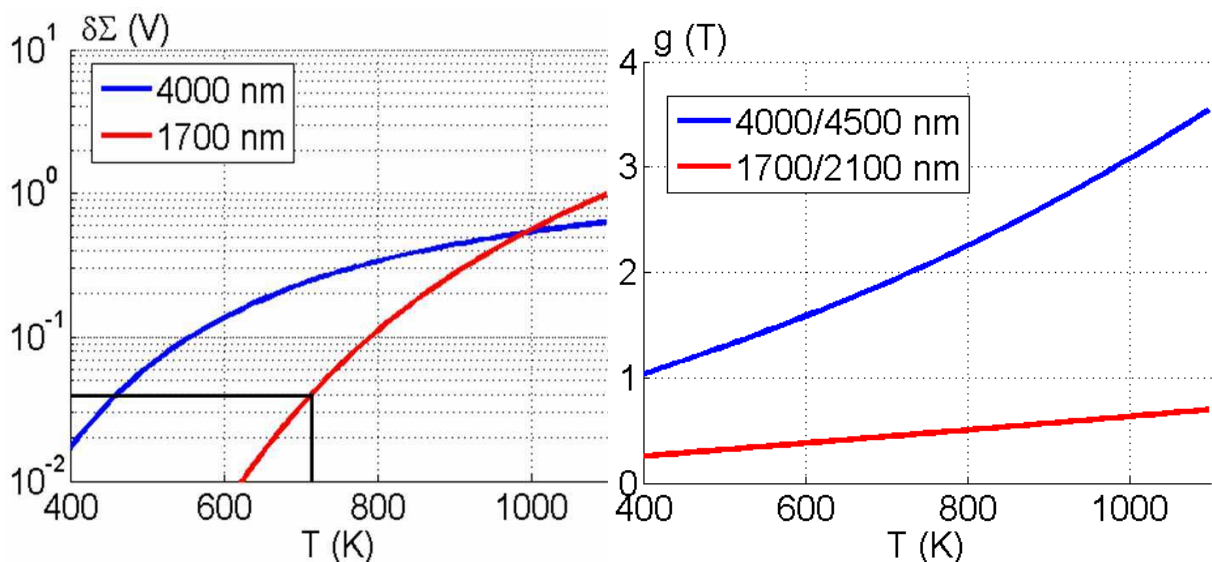


Figure 2-11 : A gauche : signal photothermique $\delta\Sigma_i = \Sigma_i(t_2) - \Sigma_i(t_1)$ en fonction de la température pour la gamme 400 K à 1100 K. ($\Delta T_e(t_1) - \Delta T_e(t_2) = 20$ K). A droite : facteur d'amplification de l'incertitude g en fonction de la température.

On remarque qu'aucun des ces deux couples n'est totalement satisfaisant pour réaliser la mesure sur toute la gamme de température. Le signal photothermique du couple 1700/2100 nm n'est plus mesurable en dessous de 725 K environ à cause du bruit. La sensibilité de la mesure diminue à haute température pour le couple 4000/4500 nm, l'incertitude sur le rapport R est multipliée par un facteur 3 à 1000 K lors du calcul de la température. Bien que la fonction f reliant le rapport R à la température ait changé par rapport à la pyrométrie bichromatique, on montre que l'expression de $g(\lambda_1, \lambda_2, T)$ est toujours identique à (2-19) (cf. annexe 2.1). Il est donc toujours préférable d'utiliser des longueurs d'onde écartées l'une de l'autre pour améliorer la précision de la mesure. Un bon compromis entre les deux couples de longueurs d'onde précédents revient à choisir la longueur d'onde la plus basse permettant une mesure correcte du signal photothermique aux basses températures et un écart entre les deux longueurs d'onde qui permet d'améliorer la sensibilité de la mesure aux hautes températures. Nous proposons ici d'utiliser le couple 3500/5000 nm sur la gamme de température comprise entre 400 à 1100 K (cf. figure 2-12).

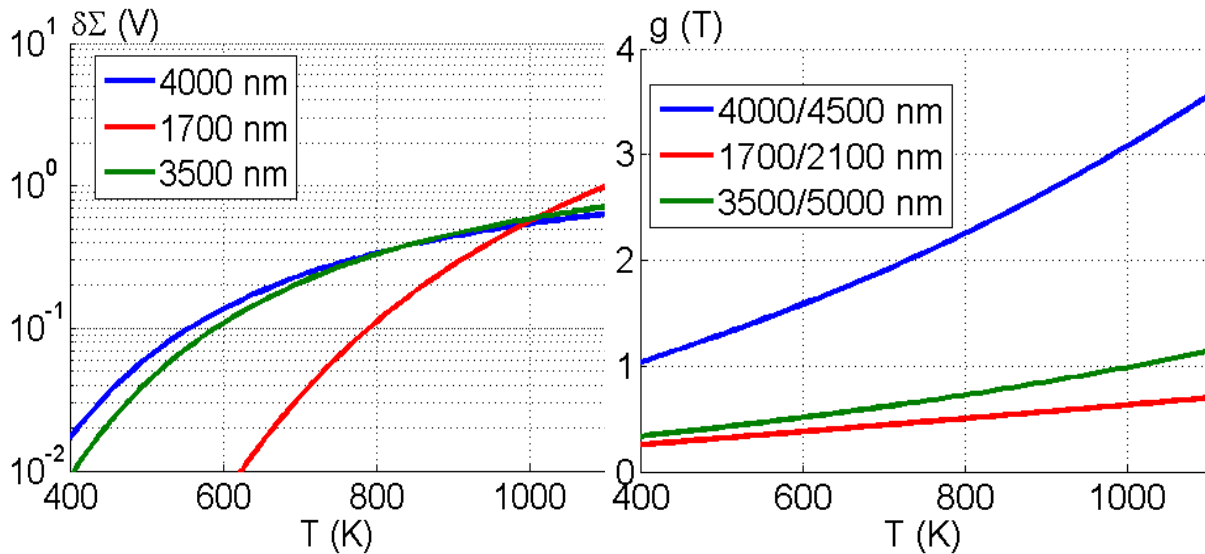


Figure 2-12 : A gauche : signal photothermique $\delta\Sigma_i = \Sigma_i(t_2) - \Sigma_i(t_1)$ en fonction de la température pour la gamme 400 K à 1100 K. ($\Delta T_e(t_1) - \Delta T_e(t_2) = 20$ K). A droite : facteur d'amplification de l'incertitude g en fonction de la température.

Nous n'avons pas trouvé de couple de longueurs d'onde qui permette de mesurer la température de manière satisfaisante sur toute la gamme de température pour le tungstène. Toutefois, il est possible de proposer un couple de longueurs d'onde pour la gamme 1100 K à 2000 K en complément du système de mesure sur le béryllium. Le signal photothermique et le

facteur d'amplification g des incertitudes sont représentés pour le couple de longueurs d'onde 1600/2600 nm sur la figure 2-13.

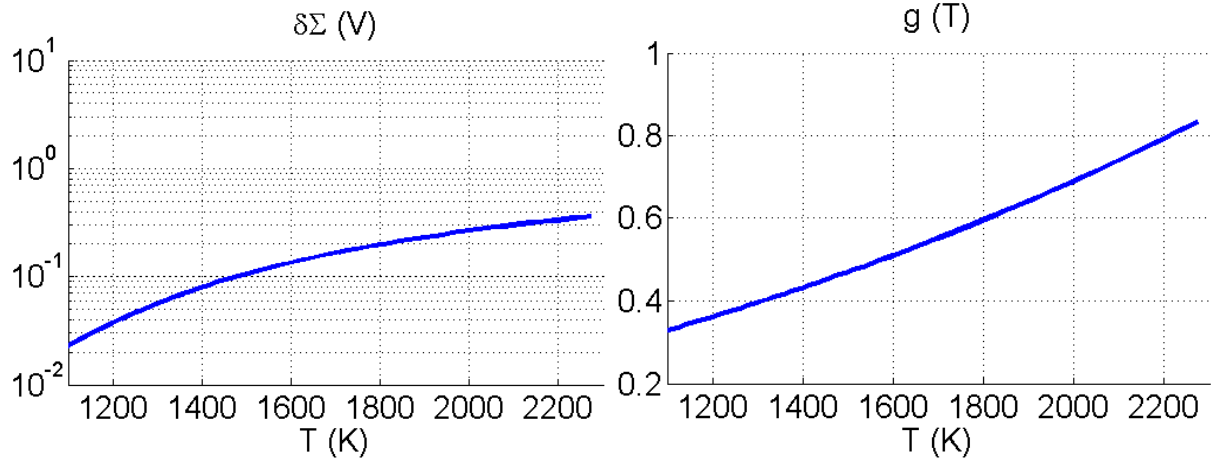


Figure 2-13 : A gauche : signal photothermique $\delta\Sigma_i = \Sigma_i(t_2) - \Sigma_i(t_1)$ en fonction de la température pour la longueur d'onde 1600 nm. ($\Delta T_e(t_1) - \Delta T_e(t_2) = 20$ K). A droite : facteur d'amplification de l'incertitude g en fonction de la température pour le couple 1600/2600 nm.

Le couple 1600/2600 nm est un bon compromis sur cette gamme de température. Le facteur d'amplification g reste faible, en particulier inférieur à l'unité sur cette gamme de température. Le signal photothermique est mesurable sur une large gamme de température, de 1200 K à 2300 K. Il est difficile de travailler à longueur d'onde plus courte car le signal photothermique ne serait plus mesurable sur la totalité de la gamme de température. Il serait alors nécessaire d'utiliser plusieurs couples de longueurs d'onde sur cette gamme de température.

2.1.3.2 Décalage des pyromètres

Comme dans le cas de la pyrométrie bichromatique, on peut envisager le cas où les deux pyromètres utilisés ne sont pas parfaitement alignés l'un par rapport à l'autre. On considère maintenant que la température de surface T que l'on veut mesurer n'est pas identique entre les deux pyromètres. ΔT_e est considérée homogène pour les deux pyromètres. On écrit alors :

$$T' = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad \text{et} \quad \Delta T = \frac{T_1 - T_2}{2}$$

(2-31)

On considère alors que le rapport R vaut

$$R = \frac{\frac{\partial L_{\lambda_1}^0}{\partial T}(T'+\Delta T)}{\frac{\partial L_{\lambda_2}^0}{\partial T}(T'-\Delta T)} \quad (2-32)$$

En réalisant un développement limité de ce rapport en fonction de ΔT_0 et en utilisant l'approximation de Wien pour la loi de Planck, on peut calculer l'écart entre la température mesurée T et T_0' par la relation :

$$T - T' \approx \Delta T \left(\frac{\lambda_2 + \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - 4 \frac{kT'}{hc_\lambda} \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \quad (2-33)$$

Le premier terme du second membre est identique à la pyrométrie bichromatique. La sensibilité de la mesure à un décalage entre les pyromètres diminue avec la température à cause du second terme. Il ne faut pas conclure que ce décalage peut s'annuler, voire changer de signe, en augmentant la température. En effet, le terme entre parenthèses s'annule pour une température T' telle que l'approximation de Wien n'est plus vérifiée pour au moins une des longueurs d'onde ; l'expression n'est alors plus correcte. Dans le cas général, il est nécessaire de calculer numériquement le rapport R puis de calculer T par la relation (2-30). Toutefois, l'expression ci-dessus permet de connaître l'ordre de grandeur de la différence entre T et T_0' . Comme en pyrométrie bichromatique, la mesure de température par pyrométrie photothermique est très sensible à la position relative des visées des pyromètres dans le cas où l'on mesure la température sur une zone de fort gradient de température.

La méthode de pyrométrie photothermique présente l'avantage, par rapport aux méthodes précédentes, de permettre une mesure indépendante de la réflexion sur la surface de mesure. Elle a aussi hérité du montage bichromatique une plus faible sensibilité à une variation de l'émissivité, mais au détriment d'une sensibilité à un décalage des deux pyromètres. Elle présente aussi une plus forte sensibilité au bruit de mesure que la pyrométrie bichromatique, puisque le signal qui doit être mesuré par chacun des pyromètres est une variation du signal monochromatique.

2.2 Montage expérimental

Nous comparons les mesures de température par les trois méthodes de pyrométrie présentées précédemment à partir de mesures réalisées par le Laboratoire d'Interaction Laser Matière (LILM) du CEA de Saclay (cf. [GRI09]).

La figure 2-14 décrit le dispositif expérimental utilisé lors de ces expériences :

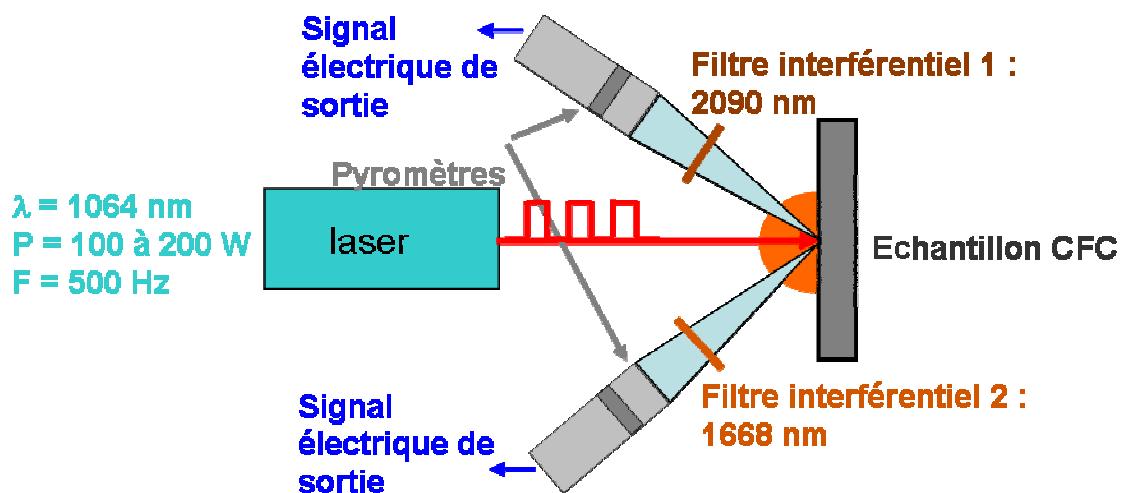


Figure 2-14 : Schéma du montage expérimental

On mesure la température d'un échantillon de tuile en CFC non réfléchissant de 3x3 cm. On considère dans la suite que l'émissivité de cet échantillon est $0,95 \pm 0,05$ aux deux longueurs d'onde utilisées et pour toutes les températures. Le rapport des émissivités aux deux longueurs d'onde $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$ est considéré égal à $1 \pm 0,05$. Dans les deux cas, cela correspond à une incertitude relative type de 3 %.

Le laser utilisé est un Nd :Yag, pulsé à une fréquence de 500Hz. Dans la bibliographie (cf. [BER87]), la puissance utilisée est souvent de quelques Watts pour que la perturbation de température reste faible par rapport à la mesure. Dans ce montage, la puissance du laser est plus importante, de 88 à 160 W, car le laser est utilisé à la fois comme moyen de chauffage de l'échantillon à la température que l'on cherche à mesurer et comme moyen d'excitation de la surface. La figure 2-15 montre la modulation théorique de la puissance du laser et la température

calculée de surface de l'échantillon au centre de la tache laser. La température de l'échantillon est calculée à l'aide d'une modélisation de la distribution de la température induite par le chauffage laser développée dans [BER87]. Elle utilise une décomposition temporelle de la puissance du laser en série de Fourier. La résolution de l'équation de la chaleur en géométrie cylindrique se fait en utilisant les transformées de Hankel d'ordre 0. L'échantillon est considéré comme un milieu semi-infini tant selon la profondeur que selon les deux directions de la surface recevant le flux laser. Les caractéristiques thermiques utilisées pour l'échantillon sont une capacité thermique massique C_p de $1500 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, une masse volumique ρ de 1680 kg.m^{-3} et une conductivité k de $100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. La température de l'échantillon à l'infini, c'est-à-dire loin de la tache laser, a été calculée en considérant une convection au bord de l'échantillon avec l'air extérieur à 25°C (coefficient h de $70 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$). La température que l'on cherche à mesurer est T_0 , elle dépend de la puissance du laser utilisée.

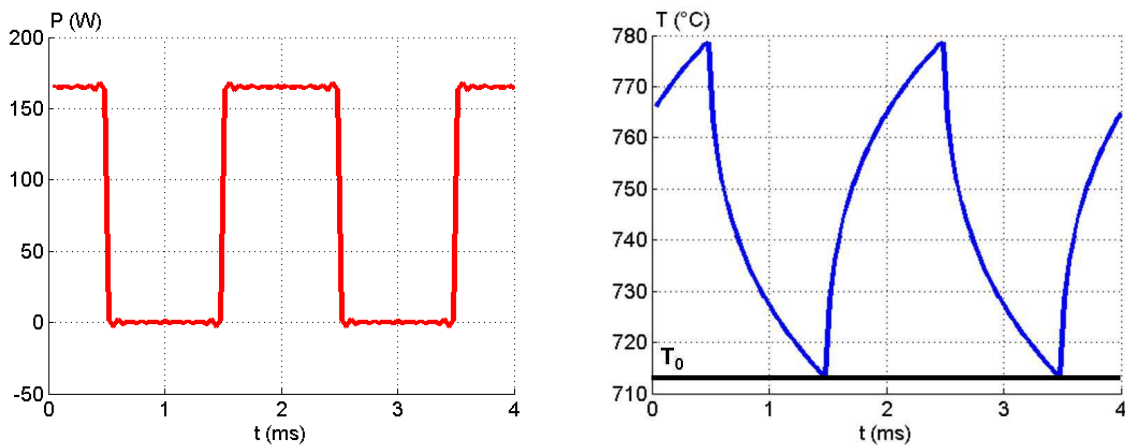


Figure 2-15 : a) Modulation théorique de la puissance du laser au cours du temps b) modélisation de la température de surface de l'échantillon au centre de la tache laser au cours du temps.

Le montage utilise deux pyromètres, équipés chacun d'un filtre interférentiel différent, qui observent le centre de la tache laser. Le filtre associé au pyromètre 1 a une transmission gaussienne autour de la longueur d'onde de 2090 nm et la largeur à mi-hauteur de sa bande passante est de 84 nm. Le filtre associé au pyromètre 2 a une transmission gaussienne autour de la longueur d'onde de 1668 nm et la largeur à mi-hauteur de sa bande passante est de 29 nm. Chacun des pyromètres a été calibré sur un corps noir. La figure 2-16 montre le signal mesuré à l'aide des deux pyromètres visant un corps noir en fonction de la température de ce dernier. L'équation (2-13), $\Sigma = \alpha_i L_{\lambda_i}^0(T)$, montre que la relation entre le signal mesuré et la luminance d'équilibre à la température du corps noir est linéaire. La calibration des pyromètres se fait en

déterminant pour chacun d'eux par une régression linéaire, le coefficient α correspondant. Le résultat de ces calibrations est montré sur la figure 2-17.

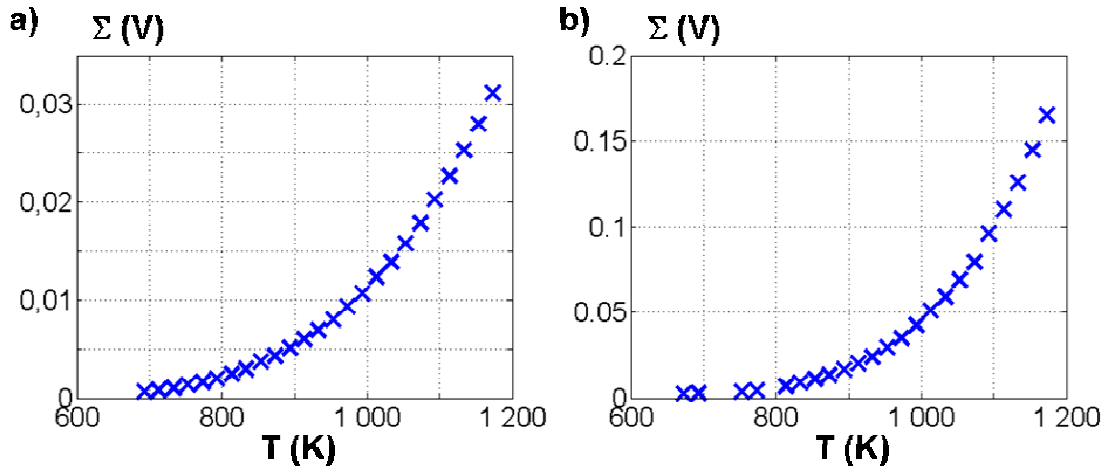


Figure 2-16 : Mesures des pyromètres 1 (a) et 2 (b), sur un corps noir pour différentes températures.

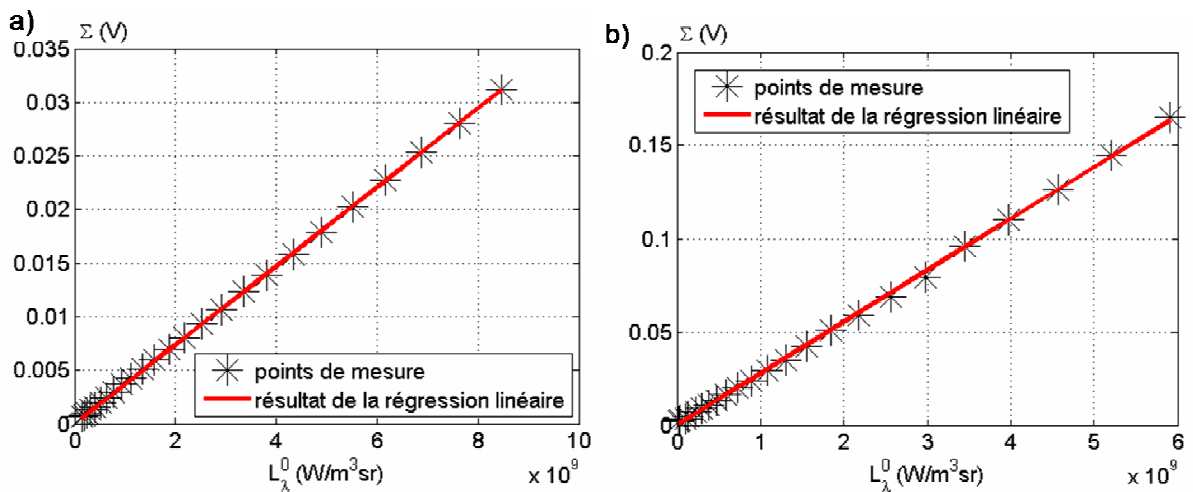


Figure 2-17 : Calibration des pyromètres 1 (a) et 2 (b), par régression linéaire du signal mesuré en fonction de la luminance. Coefficient de corrélation : a) $R = 0.9999$, b) $R = 0.9997$

On obtient pour α_1 et α_2 , les valeurs :

$$\alpha_1 = 3,67 \cdot 10^{-12} \text{ +/- } 2,85 \cdot 10^{-14} \text{ sr.V.m}^3/\text{W} \text{ et } \alpha_2 = 2,76 \cdot 10^{-11} \text{ +/- } 3,96 \cdot 10^{-13} \text{ sr.V.m}^3/\text{W}$$

L'incertitude sur la pente α_i de la régression linéaire est donnée par :

$$\delta\alpha_i = \sqrt{\frac{\overline{E_j^2}}{N \cdot V(L_{\lambda_i}^0(T_j))}}$$

où $V(L_{\lambda_i}^0(T_j))$ est la variance de $L_{\lambda_i}^0(T_j)$

et E_j , l'erreur sur la régression $E_j = \Sigma_{calib}(j) - \alpha_i \cdot L_{\lambda_i}^0(T_j)$.

Les incertitudes relatives sur α_1 et α_2 sont très faibles, de l'ordre de 1 %. Elles sont prises en compte dans le calcul de l'incertitude globale des mesures à travers les relations présentées en annexe 2.1.

2.3 Résultats

Lors de ces expériences, quatre séries de mesures pyrométriques ont été réalisées pour différentes valeurs de la puissance du laser. Comme le laser sert de système de chauffage en plus de l'excitation, cela correspond à des températures T_0 de surface différentes.

mesure	puissance laser	T_0 (°C)
F50	112 W	666 +/-11
F51	160 W	777 +/-13
F56	101 W	537 +/-19
F98	88 W	546 +/-20

Tableau 2-3 : Résumé des différentes mesures effectuées lors de l'expérience.

Ces températures correspondent à la moyenne des mesures réalisées par chacun des deux pyromètres à l'aide de la méthode monochromatique à l'instant t_1 (cf. tableau 2-3). Il a été nécessaire de fixer la température de référence à l'aide des mesures monochromatiques à cause de l'absence d'un système de mesure de la température indépendante, comme des thermocouples. L'incertitude sur la mesure présentée ici correspond à l'incertitude élargie en considérant un facteur d'élargissement de trois. Tous les résultats de ce chapitre sont présentés avec ce facteur d'élargissement. Les sources prises en compte pour le calcul de cette incertitude sont le bruit de la mesure, l'incertitude sur le coefficient α issu de la calibration et l'incertitude sur les émissivités ou sur le rapport des émissivités selon le type de mesure. La figure 2-18

montre un exemple des signaux mesurés par chacun des deux pyromètres lors de la mesure appelée F51.

Les valeurs des signaux sont extraites en t_1 , avant l'impulsion du laser, et t_2 , à la fin de l'impulsion du laser, en prenant leur valeur moyenne sur les périodes dt_1 et dt_2 . On a choisi les deux instants t_1 et t_2 afin de maximiser la différence des signaux mesurés entre les deux instants, le but étant de maximiser le rapport signal sur bruit pour la pyrométrie photothermique. Les durées dt_1 et dt_2 , durant lesquelles le signal est moyenné, ont été choisies pour que la température varie peu sur ces durées. Les incertitudes types sur ces mesures sont considérées égales à l'écart-type du bruit calculé sur ces périodes

$$\delta\Sigma_i^2 = \frac{\sum_{t \in dt} \Sigma_i(t)^2}{N} - \left(\frac{\sum_{t \in dt} \Sigma_i(t)}{N} \right)^2.$$

(2-34)

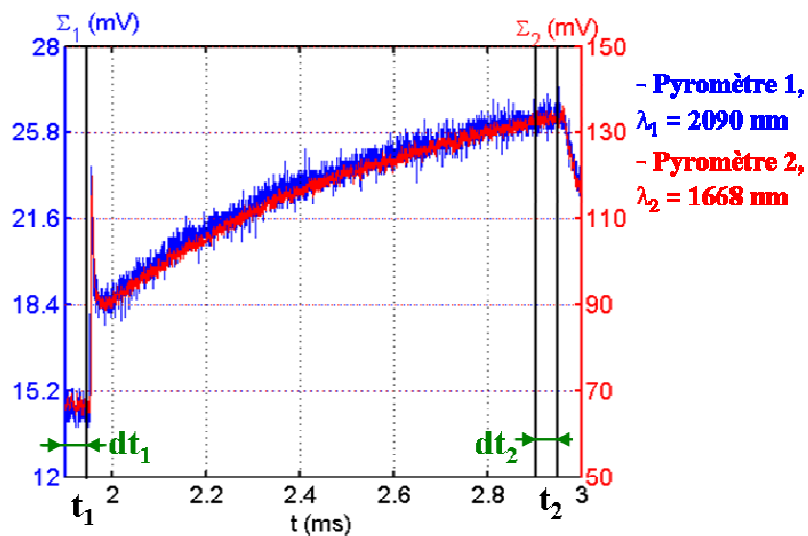


Figure 2-18 : Signaux de sortie des deux pyromètres et période de temps utilisée pour calculer les températures (mesure F51).

Les résultats des mesures sont résumés dans le tableau 2-4.

mesure	puissance du laser	signal Σ (mV)			
		pyromètre 1		pyromètre 2	
		t_1	t_2	t_1	t_2
F50	112 W	6,7 +/- 0,23	11,4 +/- 0,23	25,8 +/- 0,81	52,7 +/- 0,7
F51	160 W	14,5 +/- 0,27	25,4 +/- 0,27	66,7 +/- 1	133 +/- 0,85
F56	101 W	2,1 +/- 0,24	3,4 +/- 0,27	5,9 +/- 0,6	10,4 +/- 0,82
F98	88 W	2,4 +/- 0,25	3,5 +/- 0,26	6,4 +/- 0,77	10,6 +/- 0,82

Tableau 2-4 : Mesures du signal de sortie des pyromètres 1 et 2.

2.3.1 Mesure de température par pyrométrie monochromatique :

La mesure de température par la méthode monochromatique consiste à inverser l'expression $\Sigma_i(T) = \varepsilon_i \alpha_i L_{\lambda_i}^0(T)$, soit $T = f^{-1}(R)$ avec $R = \Sigma_i / \varepsilon_i \alpha_i$ et $f(T) = L_{\lambda_i}^0(T)$ (cf. figure 2-19).

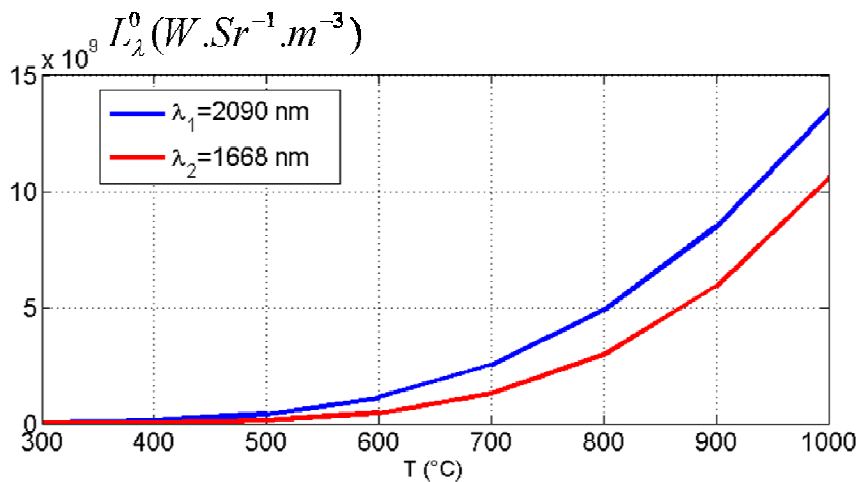


Figure 2-19 : Luminance d'équilibre en fonction de la température à chacune des longueurs d'onde des pyromètres 1 et 2.

Les résultats des mesures monochromatiques aux deux instants sont visibles sur le tableau 2-5.

mesure	puissance du laser	T (°C) monochromatique			
		pyromètre 1		pyromètre 2	
		t ₁	t ₂	t ₁	t ₂
F50	112 W	663 +/-9	736 +/- 9	669 +/-7	750 +/-7
F51	160 W	774 +/-10	871 +/-11	779 +/-8	876 +/-9
F56	101 W	535 +/-15	584 +/-13	539 +/-11	585 +/-10
F98	88 W	547 +/-15	587 +/-12	546 +/-13	586 +/-10

Tableau 2-5 : Résultat des mesures de température par la pyrométrie monochromatique

Les mesures de température par les deux pyromètres sont cohérentes entre elles, compte-tenu de l'incertitude. La plus grande différence entre les températures mesurées par chacun des pyromètres est de 14°C lors de la mesure F50 au temps t₂. L'incertitude 3δT sur la température avec cette méthode est de l'ordre de 1%. Le facteur trois correspond ici au facteur d'élargissement. Cette incertitude est calculée en utilisant la relation présentée en annexe 2.1. Pour les mesures à basses températures, autour de 550 °C, elle est essentiellement due au faible rapport signal sur bruit $\delta\Sigma_i/\Sigma_i \sim 7$ à 12 %. Pour les mesures au-dessus de 650°C, l'incertitude est causée de manière comparable par toutes les sources d'incertitude $\delta\varepsilon_i/\varepsilon_i \sim 3$ %, $\delta\alpha_i/\alpha_i \sim 1$ %, $\delta\Sigma_i/\Sigma_i \sim 0.6$ et 2 %.

2.3.2 Mesure de température par pyrométrie bichromatique :

Pour la méthode bichromatique, les mesures faites par les deux pyromètres à t₁ et à t₂ sont utilisées pour calculer le rapport $R = \frac{\Sigma_1(t_i)}{\Sigma_2(t_i)} \frac{\varepsilon_2\alpha_2}{\varepsilon_1\alpha_1}$ supposé égal à $f(T) = \frac{L_{\lambda_1}^0(T)}{L_{\lambda_2}^0(T)}$. La température est calculée par l'expression $T = f^{-1}(R)$ Cette fonction f est représentée sur la figure 2-20 dans le cas de cette expérience.

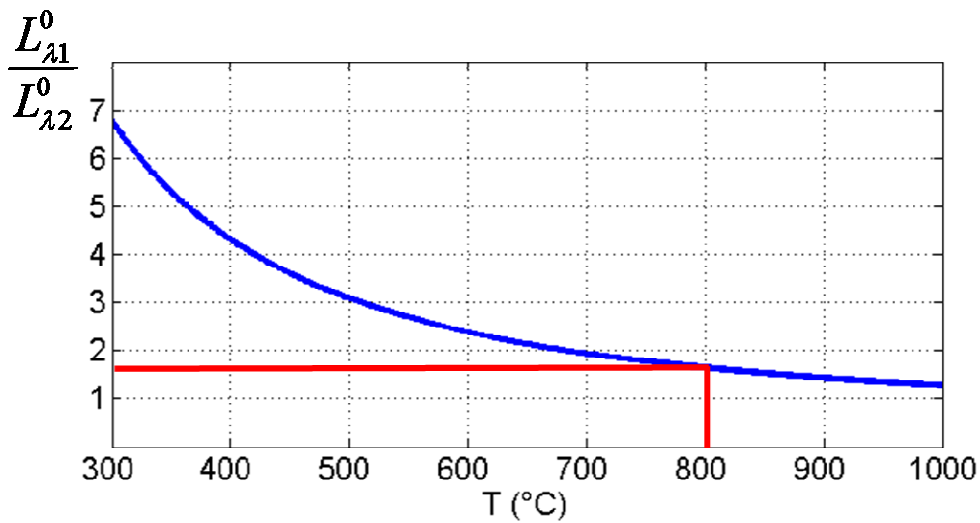


Figure 2-20 : Rapport de la fonction de Planck aux deux longueurs d’onde en fonction de la température. (Cas de la mesure F51 au temps t_1 en rouge)

Pour la mesure F51 au temps t_1 , les résultats du tableau 2-4 permettent de calculer une valeur de $R = 1,63$. En rapportant cette valeur sur la figure 2-20, on trouve une valeur de 802°C . Les résultats pour l’ensemble des mesures sont représentés dans le tableau 2-6, la température T_{moy} est la moyenne des températures mesurées par les pyromètres 1 et 2 en monochromatique.

mesure	puissance du laser	T_{moy} (°C) monochromatique		T (°C) bichromatique	
		t_1	t_2	t_1	t_2
F50	112 W	666 +/- 11	743 +/- 11	697 +/-49	809+/-46
F51	160 W	777 +/- 13	874 +/- 14	802 +/-46	899 +/-49
F56	101 W	537 +/- 13	584 +/- 17	553 +/-83	589+/-70
F98	88 W	546 +/- 20	587 +/- 16	540 +/-84	581 +/-66

Tableau 2-6 : Résultat des mesures de température par la méthode de pyrométrie bichromatique

On peut immédiatement remarquer l’incertitude relativement importante sur ce type de mesure par rapport à la mesure de pyrométrie monochromatique. Pour la pyrométrie bichromatique, l’incertitude est de 49°C pour la mesure F50 à t_1 , alors qu’elle n’était que de 11°C pour la pyrométrie monochromatique. Cette augmentation de l’incertitude est due au cas défavorable qui a été étudié ici pour la pyrométrie bichromatique. En réalisant une mesure sur du carbone avec une émissivité proche de 1, l’incertitude sur le rapport des émissivités est

considérée assez semblable à l'incertitude sur l'émissivité. Nous avons fait notre calcul en fixant :

$$\frac{\delta(\varepsilon_2/\varepsilon_1)}{\varepsilon_2/\varepsilon_1} = \frac{\delta(\varepsilon_i)}{\varepsilon_i} \approx 3\%$$

La pyrométrie bichromatique montre son intérêt dans le cas où l'émissivité varie fortement avec la température. Nous pouvons considérer le cas où la mesure précédente aurait eu lieu sur du tungstène. En nous référant à l'émissivité totale mesurée sur du tungstène de la figure 2-4, on remarque qu'entre 100°C et 2000°C, l'émissivité du tungstène varie d'un ordre de grandeur, entre 0,03 et 0,28, donc les incertitudes types associées sont :

$$\frac{\delta(\varepsilon_2/\varepsilon_1)}{\varepsilon_2/\varepsilon_1} = 3\%, \quad \frac{\delta(\varepsilon_i)}{\varepsilon_i} \approx 48\%$$

L'incertitude sur le rapport des émissivités n'a pas changé puisque nous considérons que le rapport des émissivités aux deux longueurs d'onde ne dépend pas de la température. Cela implique que l'incertitude sur la mesure bichromatique n'aurait pas changé tandis que la mesure de pyrométrie monochromatique présenterait une incertitude de 98 °C au lieu de 9°C (cas F50 au temps t_1).

L'augmentation de l'incertitude entre la pyrométrie monochromatique et bichromatique dans le cas défavorable présenté ici est due à deux effets. Tout d'abord, la mesure par pyrométrie bichromatique nécessite deux mesures au lieu d'une seule. L'incertitude relative type sur R est de 5,8 % pour la pyrométrie bichromatique et de seulement 4,7 % pour la pyrométrie monochromatique (cas de la mesure F50 au temps t_1). Enfin, la pyrométrie bichromatique est plus sensible que la pyrométrie monochromatique aux incertitudes sur la mesure (cf. annexe 2.1).

2.3.3 Mesure de température par pyrométrie photothermique :

Pour la méthode photothermique, les signaux aux temps t_1 et t_2 des pyromètres 1 et 2 sont utilisés pour calculer le rapport R :

$$R = \frac{\Sigma_1(t_1) - \Sigma_1(t_2)}{\Sigma_2(t_1) - \Sigma_2(t_2)} \frac{\varepsilon_2 \alpha_2}{\varepsilon_1 \alpha_1}$$

La température est calculée en utilisant la relation (2-17), $T = f^{-1}(R)$ où f est le rapport des dérivées en fonction de la température de la luminance d'équilibre aux deux longueurs d'onde. Cette fonction est représentée sur la figure 2-21 dans le cas de cette expérience.

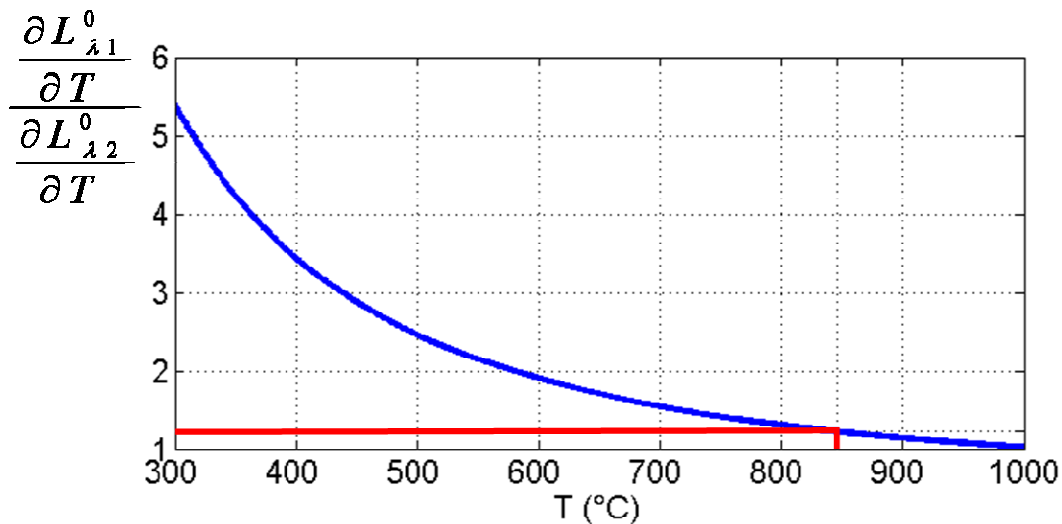


Figure 2-21 : Rapport des dérivées de la luminance d'équilibre à chacune des longueurs d'onde en fonction de la température. (Cas de la mesure F51 en rouge)

Pour la mesure F51, les résultats du tableau 2-4 permettent de calculer une valeur de $R = 1,23$. En rapportant cette valeur sur la figure 2-20, on trouve une valeur de 846°C . Les résultats pour l'ensemble des mesures sont représentés dans le tableau 2-7 :

mesure	puissance du laser	T ₀ (°C)	T (°C) photothermique
F50	112 W	666 +/-11	802 +/-95
F51	160 W	777 +/-13	846 +/-64
F56	101 W	537 +/-19	549 +/-187
F98	88 W	546 +/-20	565 +/-233

Tableau 2-7 : Résultats de la mesure de température par pyrométrie photothermique

Nous pouvons remarquer la grande incertitude sur les mesures de température par la méthode de pyrométrie photothermique. Ces incertitudes sont à relier à celles intervenant sur la mesure de pyrométrie bichromatique. En particulier, la pyrométrie photothermique hérite de la pyrométrie bichromatique sa sensibilité aux incertitudes (cf. annexe 2.1). L'incertitude sur la mesure est plus importante encore que dans le cas de la mesure de pyrométrie bichromatique à cause de la sensibilité de la méthode photothermique au bruit de mesure. Cela est particulièrement visible sur les mesures F56 et F98 qui sont fortement bruitées. La sensibilité de la mesure au bruit est due au fait que le signal photothermique que l'on cherche à mesurer par chacun des pyromètres n'est plus le signal total Σ_i mais la variation de ce signal au cours du temps $\delta\Sigma_i$. L'incertitude sur le rapport R est donnée pour la mesure par pyrométrie photothermique par :

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\delta\alpha_1}{\alpha_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta\alpha_2}{\alpha_2}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\varepsilon_2/\varepsilon_1)}{\varepsilon_2/\varepsilon_1}\right)^2 + 2\left(\frac{\delta\Sigma_1}{\Delta\Sigma_1}\right)^2 + 2\left(\frac{\delta\Sigma_2}{\Delta\Sigma_2}\right)^2}$$

mesure	puissance du laser	$\delta R/R$	$\delta\Sigma_1/\Delta\Sigma_1$	$\delta\Sigma_2/\Delta\Sigma_2$
F50	112 W	8,70%	5,00%	3,00%
F51	160 W	5,20%	2,50%	1%
F56	101 W	35,80%	18,60%	13,10%
F98	88 W	42%	22%	18,6

Tableau 2-8 : comparaison des incertitudes relatives sur le rapport R et la mesure des signaux de sortie de chacun des pyromètres.

L'incertitude due au bruit est à comparer à l'incertitude sur α de l'ordre de 1 % et sur le rapport des émissivités de 3 %. On voit que dès que le signal est trop bruité, la mesure précise de la température n'est plus possible. Il est donc indispensable d'améliorer le rapport signal sur bruit pour réaliser correctement une mesure par pyrométrie photothermique. Le recours à une méthode de détection synchrone était absolument nécessaire pour réaliser la mesure à basse température.

Comme dans le cas de la pyrométrie bichromatique, l'expérience qui a été réalisée n'était pas à l'avantage de la pyrométrie photothermique. L'utilisation d'un matériau non-réfléchissant n'a pas permis de montrer tout l'intérêt de la pyrométrie photothermique.

2.4 Conclusion

Nous avons ici fait un rappel théorique des différences entre les techniques de pyrométries monochromatiques, bichromatiques et photothermiques. Les méthodes bichromatiques et photothermiques présentent le très grand avantage, par rapport aux méthodes monochromatiques, de pouvoir mesurer des températures sur des parois dont l'émissivité est mal connue. La méthode photothermique permet aussi de mesurer des températures en présence de flux réfléchis sur la surface observée, ce qui n'est pas possible pour les deux techniques précédentes.

Le choix de la longueur d'onde est un élément important dans le développement d'un diagnostic. Dans ce chapitre, plusieurs couples de longueurs d'onde ont été proposés pour faire des mesures de pyrométrie photothermique dans un tokamak en nous basant sur l'hypothèse d'une mesure sur du tungstène et du béryllium. Nous avons vu que pour mesurer une température sur toute la gamme de 400 K à 2300 K par pyrométrie photothermique, il serait nécessaire d'utiliser au moins deux couples de longueurs d'onde.

Il a été montré que les méthodes bichromatiques et photothermiques, en utilisant le rapport des mesures à deux longueurs d'onde, présentent une sensibilité à un décalage entre les deux systèmes de mesure en cas de gradient de température sur la surface de mesure. Il sera nécessaire de faire particulièrement attention à ce point dans le cas de la mesure de température sur une zone à fort gradient, comme c'est le cas au voisinage du point d'impact du plasma dans un diverteur.

On a présenté l'analyse d'une expérience de pyrométrie photothermique qui nous a permis de comparer les mesures de températures par les trois techniques de pyrométrie. L'expérience a toutefois été réalisée dans des conditions favorables à la pyrométrie monochromatique par rapport aux deux autres techniques. Elle n'a pas permis de mettre en avant tout l'intérêt de ces mesures puisque le matériau étudié était du carbone avec une émissivité très proche de un et qu'il n'y avait pas de source de flux réfléchi parasite.

Les mesures de température par pyrométrie bichromatique et photothermique ont montré que ces deux méthodes sont assez sensibles aux incertitudes en comparaison avec la pyrométrie monochromatique. Il est particulièrement nécessaire d'optimiser la chaîne d'acquisition lors de la mise en place d'une expérience de mesure par l'une de ces méthodes. Un très bon rapport signal sur bruit est nécessaire pour la pyrométrie photothermique. Comme le montre les mesures aux plus basses températures, une incertitude importante ($\sim 50\%$) peut intervenir sur la mesure si ce rapport n'est pas bon.

On remarque que pour les mesures aux températures les plus basses, malgré une incertitude importante, les mesures moyennes de température par ces deux méthodes donnent des résultats très proches des températures de référence de la pyrométrie monochromatique. Cela signifie que le manque de précision de la mesure de température n'est pas dû à la méthode de mesure mais au mauvais rapport signal sur bruit qui pouvait être obtenu avec ce montage expérimental.

Annexe 2.1 : incertitude sur la mesure

Les trois méthodes de mesures par pyrométrie peuvent être formulées sous une forme identique :

$$T = f^{-1}(R) \quad (\text{A.2.1-1})$$

Où f est une fonction qui ne dépend que des longueurs d'onde et de la loi de Planck, et le rapport R contient les termes qui sont mesurés expérimentalement et auxquels sont associées les incertitudes.

Ces deux termes prennent des valeurs différentes selon le type de mesure que l'on considère.

Pour la pyrométrie monochromatique :

$$f(T) = L_{\lambda f}^0(T) \quad \text{et} \quad R = \frac{\Sigma}{\alpha \varepsilon} . \quad (\text{A.2.1-2})$$

Pour la pyrométrie bichromatique :

$$f(T) = \frac{L_{\lambda f1}^0(T)}{L_{\lambda f2}^0(T)} \quad \text{et} \quad R = \frac{\Sigma_1 \alpha_2 \varepsilon_2}{\Sigma_2 \alpha_1 \varepsilon_1} . \quad (\text{A.2.1-3})$$

Pour la pyrométrie photothermique :

$$f(T) = \frac{\frac{\partial L_{\lambda 1}^0}{\partial T}(T)}{\frac{\partial L_{\lambda 2}^0}{\partial T}(T)} \quad \text{et} \quad R = \frac{(\Sigma_1(t_1) - \Sigma_1(t_2))\alpha_2 \varepsilon_2}{(\Sigma_2(t_1) - \Sigma_2(t_2))\alpha_1 \varepsilon_1} .$$

(A.2.1-4)

Pour chaque mesure de température, on peut relier au premier ordre l'incertitude relative sur la mesure de R à l'incertitude relative sur la température par une relation du type :

$$\frac{\delta T}{T} = g(T) \bullet \frac{\delta R}{R} \quad \text{avec} \quad g(T) = \frac{f(T)}{T \frac{\partial f(T)}{\partial T}}$$

(A.2.1-5)

La fonction g(T) que l'on fait apparaître ici ne dépend que des deux longueurs d'onde utilisées et de la loi de Planck. L'intérêt de faire apparaître cette fonction ici est de séparer l'influence des longueurs d'onde et les sources d'incertitude sur la mesure. La fonction g(T) peut être présentée comme une sensibilité relative de la mesure à toutes les incertitudes sur R. L'intérêt de faire apparaître le terme R est de pouvoir comparer toutes les sources d'incertitudes les une par rapport aux autres, indépendamment du choix des longueurs d'onde.

A.2.1.1. sources d'incertitude sur le rapport R

L'incertitude relative sur R pour la pyrométrie monochromatique est calculée dans le cas général par

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\delta \alpha_i}{\alpha_i}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\varepsilon_i)}{\varepsilon_i}\right)^2 + \left(\frac{\delta \Sigma_i}{\Sigma_i}\right)^2}$$

(A.2.1-6)

Les trois termes qui composent cette incertitude peuvent être divisés en deux catégories. Tout d'abord, les incertitudes sur le paramètre α et sur l'émissivité qui ne dépendent pas de la température mesurée. Ces sources d'incertitude vont avoir un effet constant sur R même à haute

température. D'un autre coté, l'incertitude sur le signal va diminuer lorsque la température, et donc le signal, augmente. Cette source d'incertitude ne jouera un rôle qu'à basse température.

Dans le cas de la pyrométrie bichromatique, l'incertitude sur R devient

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\delta\alpha_1}{\alpha_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta\alpha_2}{\alpha_2}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\varepsilon_2/\varepsilon_1)}{\varepsilon_2/\varepsilon_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta\Sigma_1}{\Sigma_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta\Sigma_2}{\Sigma_2}\right)^2} \quad (\text{A.2.1-7})$$

Les incertitudes sur les paramètres α et sur les signaux Σ_i n'ont aucune raison d'être plus faibles que pour la pyrométrie monochromatique. Par conséquent, l'incertitude relative sur ce rapport R risque d'être plus importante que dans le cas de la pyrométrie monochromatique. L'intérêt de la pyrométrie bichromatique par rapport à la pyrométrie monochromatique dépend de l'incertitude relative sur le rapport des émissivités en regard de l'incertitude sur l'émissivité à une longueur d'onde donnée.

Pour la pyrométrie photothermique, l'incertitude sur R est donnée par :

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\delta\alpha_1}{\alpha_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta\alpha_2}{\alpha_2}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\varepsilon_2/\varepsilon_1)}{\varepsilon_2/\varepsilon_1}\right)^2 + 2\left(\frac{\delta\Sigma_1}{\Delta\Sigma_1}\right)^2 + 2\left(\frac{\delta\Sigma_2}{\Delta\Sigma_2}\right)^2} \quad (\text{A.2.1-8})$$

Avec $\Delta\Sigma_1 = \Sigma_1(t_1) - \Sigma_1(t_2)$ et $\Delta\Sigma_2 = \Sigma_2(t_1) - \Sigma_2(t_2)$.

La pyrométrie photothermique dépend de nombreuses sources d'incertitude, il est donc particulièrement important de réduire chacune d'entre elles à son minimum. En particulier, on peut remarquer que le signal qu'il faut comparer au bruit n'est plus le signal de la pyrométrie monochromatique mais sa variation entre les deux instants de mesure. Cette variation étant forcément plus faible que le signal total, on en déduit que cette mesure est très sensible à un mauvais rapport signal sur bruit. Cette sensibilité de la mesure au bruit incite à utiliser des méthodes permettant d'améliorer le rapport signal sur bruit, tel que la détection synchrone pour une excitation modulée. On peut aussi chercher à augmenter l'amplitude de l'excitation $\Delta T_e(t_1)$ -

$\Delta T_e(t_2)$ pour améliorer le rapport signal sur bruit. Toutefois, il est important de garder en mémoire qu'augmenter l'amplitude de l'excitation augmente aussi le biais $T-T_0$ de la mesure causé par le développement limité à l'ordre 1 de la luminance autour de T_0 . Le choix de l'excitation utilisée est donc un compromis entre la justesse de la mesure et la fidélité. Cette expression utilise l'hypothèse que ΔT_e est petit pour justifier que l'incertitude sur les mesures $\delta\Sigma_1$ et $\delta\Sigma_2$ soit identique à t_1 et à t_2 .

A.2.1.2. sensibilité relative globale de la mesure aux incertitudes $g(T)$

Cette sensibilité peut être utilisée pour comparer les mesures entre elles du point de vue de l'influence des incertitudes sur le résultat de la mesure. L'influence des incertitudes sur la mesure est réduite lorsque $g(T)$ est la plus petite possible. Il faudrait idéalement que cette fonction soit toujours inférieure ou égale à 1. La fonction g peut plus facilement être décrite analytiquement en utilisant l'approximation de Wien pour exprimer la luminance d'équilibre,

valable si $\frac{hc_\lambda}{kT\lambda} \geq 4$:

$$L_\lambda^0(T) \approx \frac{2hc_\lambda^2}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{hc_\lambda}{kT\lambda}\right) \quad (\text{A.2.1-9})$$

La longueur d'onde limite de l'approximation de Wien en fonction de la température est montrée sur la Figure A.2.1-22.

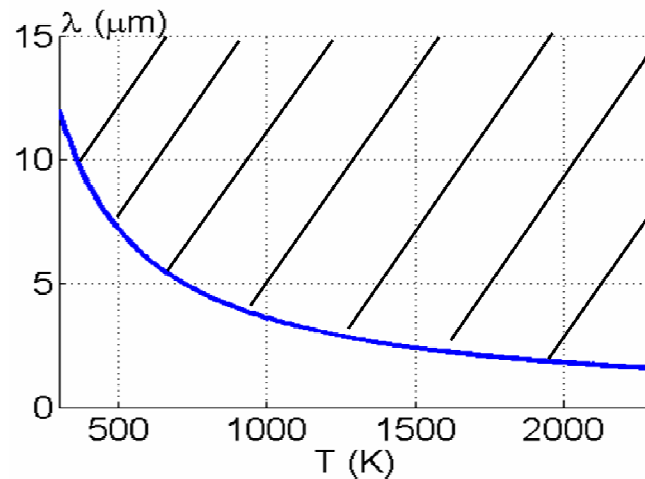


Figure A.2.1-22 : Longueur d'onde limite de l'approximation de Wien en fonction de la température.

L'expression analytique de la fonction g permet de déduire un critère général sur le choix des longueurs d'onde pour la pyrométrie monochromatique et photothermique. En dehors de l'approximation de Wien, il est toujours possible de calculer numériquement cette fonction. Le résultat d'un calcul numérique de la fonction g pour la pyrométrie photothermique en dehors de l'approximation de Wien est représenté sur la Figure A.2.1-23. On peut remarquer qu'en dehors de cette approximation, la fonction g a tendance à rapidement augmenter, ce qui est défavorable à la mesure sur ce domaine de température.

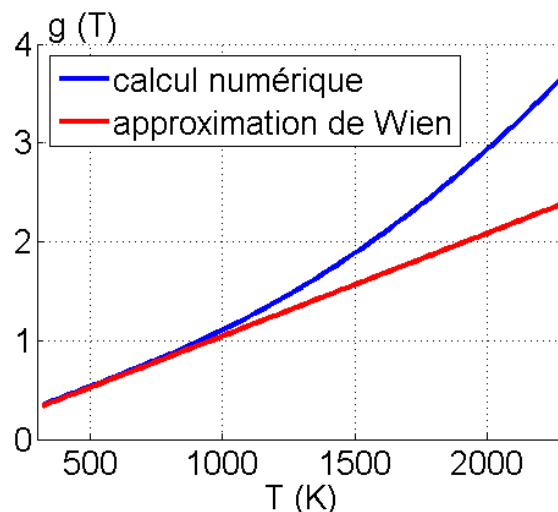


Figure A.2.1-23 : Comparaison de la valeur exacte de g calculée numériquement et par son expression analytique basée sur l'approximation de Wien. $\lambda_1 = 2500$ nm, $\lambda_2 = 3000$ nm. La température limite de validité de l'approximation de Wien pour λ_2 est $T_{\text{lim}} = 1200$ K.

Pour la pyrométrie monochromatique,

$$g(T) = \frac{kT\lambda}{hc_\lambda} \quad (\text{A.2.1-10})$$

Pour la pyrométrie bichromatique et photothermique, la fonction g est donnée analytiquement par la relation

$$g(T) = \frac{kT\lambda_1}{hc_\lambda} \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (\text{A.2.1-11})$$

Nous reconnaissons le terme $kT\lambda_1/hc_\lambda$ qui intervient dans le calcul de l'incertitude pour la pyrométrie monochromatique (cf. relation (A.2.1-11)). Le coefficient restant $\lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1)$ étant plus grand que un, on en déduit que ces deux types de mesure sont plus sensibles aux incertitudes.

Pour calculer les deux dernières expressions, nous avons utilisé les dérivées de l'approximation de Wien en fonction de la température :

$$\frac{\partial L_\lambda^0(T)}{\partial T} \approx \frac{2h^2 c_\lambda^3}{k\lambda^6} \frac{1}{T^2} \exp\left(-\frac{hc_\lambda}{kT\lambda}\right) = \frac{hc_\lambda}{k\lambda} \frac{1}{T^2} L_\lambda^0(T) \quad (\text{A.2.1-12})$$

$$\frac{\partial^2 L_\lambda^0(T)}{\partial T^2} \approx \frac{2h^2 c_\lambda^3}{k\lambda^6} \left(\frac{-2}{T^3} + \frac{1}{T^4} \frac{hc_\lambda}{k\lambda}\right) \exp\left(-\frac{hc_\lambda}{kT\lambda}\right) = \left(\frac{-2}{T} + \frac{1}{T^2} \frac{hc_\lambda}{k\lambda}\right) \cdot \frac{\partial L_\lambda^0(T)}{\partial T} \quad (\text{A.2.1-13})$$

Pour la pyrométrie bichromatique :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f(T)}{\partial T} &= \frac{\partial \left(\frac{L_{\lambda_{f1}}^0(T)}{L_{\lambda_{f2}}^0(T)} \right)}{\partial T} = \frac{\frac{\partial(L_{\lambda_{f1}}^0(T))}{\partial T} L_{\lambda_{f2}}^0(T) - \frac{\partial(L_{\lambda_{f2}}^0(T))}{\partial T} L_{\lambda_{f1}}^0(T)}{L_{\lambda_{f2}}^0(T)^2} \\
&= \frac{L_{\lambda_{f1}}^0(T)}{L_{\lambda_{f2}}^0(T)} \left(\frac{\partial(L_{\lambda_{f1}}^0(T))}{\partial T} \frac{1}{L_{\lambda_{f1}}^0(T)} - \frac{\partial(L_{\lambda_{f2}}^0(T))}{\partial T} \frac{1}{L_{\lambda_{f2}}^0(T)} \right) \\
&= f(T) \cdot \left(\frac{\partial(L_{\lambda_{f1}}^0(T))}{\partial T} \frac{1}{L_{\lambda_{f1}}^0(T)} - \frac{\partial(L_{\lambda_{f2}}^0(T))}{\partial T} \frac{1}{L_{\lambda_{f2}}^0(T)} \right)
\end{aligned}
\tag{A.2.1-14}$$

En injectant les expressions dans la formule de g, on trouve :

$$g(T) = \frac{f(T)}{T \frac{\partial f(T)}{\partial T}} = \frac{1}{T} \frac{1}{\frac{hc_{\lambda}}{k} \frac{1}{T^2} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)} = \frac{kT \lambda_1}{hc_{\lambda}} \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)}
\tag{A.2.1-15}$$

De la même manière, pour la pyrométrie photothermique :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f(T)}{\partial T} &= \frac{\partial \left(\frac{\frac{\partial L_{\lambda_{f1}}^0(T)}{\partial T}}{\frac{\partial L_{\lambda_{f2}}^0(T)}{\partial T}} \right)}{\partial T} \\
&= f(T) \cdot \left(\frac{\partial^2(L_{\lambda_{f1}}^0(T))}{\partial T^2} \frac{1}{\frac{\partial L_{\lambda_{f1}}^0(T)}{\partial T}} - \frac{\partial^2(L_{\lambda_{f2}}^0(T))}{\partial T^2} \frac{1}{\frac{\partial L_{\lambda_{f2}}^0(T)}{\partial T}} \right)
\end{aligned}
\tag{A.2.1-16}$$

En injectant les expressions dans la formule de g, on trouve :

$$g(T) = \frac{f(T)}{T \frac{\partial f(T)}{\partial T}} = \frac{1}{T} \frac{1}{\left(\frac{1}{T^2} \frac{hc_{\lambda}}{k} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \right)} = \frac{kT \lambda_1}{hc_{\lambda}} \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)}
\tag{A.2.1-17}$$

Annexe 2.2 : calcul du biais introduit par un décalage des pyromètres.

Pour calculer le biais introduit par un décalage des pyromètres, on considère la température T' qui est la température moyenne sur la zone de mesure et le décalage ΔT entre les températures mesurées par chacun des pyromètres :

$$T' = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad \text{et} \quad \Delta T = \frac{T_1 - T_2}{2} \quad (\text{A.2.2-1})$$

Pour la pyrométrie bichromatique, le développement limité de R par rapport à ΔT_0 au premier ordre donne :

$$R = \frac{\sum_1 \alpha_2 \varepsilon_2}{\sum_2 \alpha_1 \varepsilon_1} = \frac{L_{\lambda f1}^0(T' + \Delta T)}{L_{\lambda f2}^0(T' - \Delta T)} = \frac{L_{\lambda f1}^0(T')}{L_{\lambda f2}^0(T')} + \Delta T \frac{\partial R}{\partial \Delta T}(T') + o(\Delta T) \quad (\text{A.2.2-1})$$

Le calcul de la dérivée donne :

$$R \approx \frac{L_{\lambda f1}^0(T')}{L_{\lambda f2}^0(T')} \cdot \left(1 + \left(\frac{\partial L_{\lambda f1}^0(T')}{\partial T'} \frac{1}{L_{\lambda f1}^0(T')} + \frac{\partial L_{\lambda f2}^0(T')}{\partial T'} \frac{1}{L_{\lambda f2}^0(T')} \right) \Delta T \right) \quad (\text{A.2.2-1})$$

Donc l'erreur relative sur le rapport R est donnée par l'expression :

$$\frac{\delta R}{R} \approx \left(\frac{\partial L_{\lambda f1}^0(T')}{\partial T'} \frac{1}{L_{\lambda f1}^0(T')} + \frac{\partial L_{\lambda f2}^0(T')}{\partial T'} \frac{1}{L_{\lambda f2}^0(T')} \right) \Delta T$$

(A.2.2-1)

En injectant les solutions du calcul de la dérivée de l'annexe précédente sous l'hypothèse de l'approximation de Wien, on obtient la solution :

$$\frac{\delta R}{R} \approx \frac{hc_\lambda}{kT'^2} \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} \Delta T$$

(A.2.2-1)

En multipliant par g(T), on trouve :

$$\delta T = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \Delta T$$

(A.2.2-1)

Dans le cas de la pyrométrie photothermique, le rapport R est calculé par l'expression :

$$R = \frac{\frac{\partial L_{\lambda1}^0(T'+\Delta T)}{\partial T}}{\frac{\partial L_{\lambda2}^0(T'-\Delta T)}{\partial T}}$$

(A.2.2-1)

On réalise le même développement limité que pour la pyrométrie bichromatique et on obtient cette fois-ci une nouvelle expression de l'erreur relative sur le rapport R :

$$\frac{\delta R}{R} \approx \left(\frac{\partial^2 L_{\lambda f1}^0(T')}{\partial T'^2} \frac{1}{\frac{\partial L_{\lambda f1}^0(T')}{\partial T'}} + \frac{\partial^2 L_{\lambda f2}^0(T')}{\partial T'^2} \frac{1}{\frac{\partial L_{\lambda f2}^0(T')}{\partial T'}} \right) \Delta T$$

(A.2.2-1)

En utilisant l'approximation de Wien et les résultats du calcul de la dérivée de Planck effectués dans l'annexe A.2.1, on peut donner une forme plus simple à cette expression :

$$\frac{\delta R}{R} \approx \frac{1}{T'} \left(\frac{hc_{\lambda}(\lambda_2 + \lambda_1)}{kT' \lambda_2 \lambda_1} - 4 \right) \Delta T$$

(A.2.2-1)

En multipliant par $g(T)$, on trouve :

$$T - T' \approx \Delta T \left(\frac{\lambda_2 + \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - 4 \frac{kT'}{hc_{\lambda}} \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right)$$

(A.2.2-1)

Chapitre 3 : Caractérisation des dépôts carbonés

Notations :

$a, a_{\perp}, a_{//}$: Diffusivité thermique, perpendiculaire et parallèle aux fibres de carbone ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

$\lambda, \lambda_{\perp}, \lambda_{//}$: Conductivité thermique, perpendiculaire et parallèle aux fibres de carbone ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$).

ϕ : Flux surfacique ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$).

ϕ_{inc} : Flux surfacique incident ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$).

ϕ_{ray} : Flux surfacique rayonné ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$).

e : Epaisseur de la tuile (m).

e_d : Epaisseur du dépôt (m).

a_d : Diffusivité du dépôt ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

λ_d : Conductivité thermique du dépôt ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$).

t : Temps (s).

T : Température ($^{\circ}\text{C}$).

T_0 : Température initiale ($^{\circ}\text{C}$).

T_{mesure} : Température mesurée ($^{\circ}\text{C}$).

T_S : Température de surface ($^{\circ}\text{C}$).

R_e : Résistance thermique équivalente ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$).

R_{tc} : Résistance thermique de contact entre le dépôt et la tuile ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$).

E_d : Capacité calorifique surfacique du dépôt ($\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$).

τ_d : Temps caractéristique de diffusion dans le dépôt (s).

h : Réponse impulsionnelle en température à un flux ($\text{K} \cdot \text{J}^{-1}$).

u : Réponse indicielle en température à un flux ($\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$).

$d\tau$: Pas de temps de discrétisation (s).

p : Variable de Laplace (s^{-1}).

Θ : Transformée de l'élévation de température dans l'espace de Laplace ($^{\circ}\text{C}$).

g : Profil temporel du flux incident

f : Fonction objectif

La présence de dépôts carbonés à la surface des composants face au plasma est une source d'erreur importante sur le calcul des flux à partir des mesures de température par thermographie infrarouge dans un tokamak (cf. [EIC07]). Ces dépôts se forment sur les composants à la suite de phénomènes d'érosion, de transport et de redéposition du carbone par le plasma, phénomènes décrits dans le chapitre 1. Ces dépôts ont été observés dans de nombreux tokamaks équipés de composants face au plasma en carbone ([HIL03], [DEL03], [COR03]). Ils ont une très forte influence sur la mesure de température effectuée à l'aide des systèmes de thermographie infrarouge (cf. [AND03]). En effet, en présence de dépôts sur un composant, la température est mesurée sur la surface des dépôts au lieu d'être mesurée sur la surface du composant. Il a été observé que la température de surface des dépôts pouvait être très différente de la température de surface du composant sous l'effet d'un flux de chaleur traversant le dépôt ([GAU05], [HIL05]). Cette différence implique qu'il est nécessaire de prendre en compte le dépôt pour calculer le flux de chaleur sur les composants face au plasma à partir des mesures issues de la thermographie infrarouge. Il est alors nécessaire de réaliser une modélisation correcte du dépôt et en particulier de déterminer sa réponse à un flux de chaleur le traversant. En particulier, il est important de considérer le fait que ces dépôts sont hétérogènes à la surface des différents composants du tokamak.

Des études sur la composition chimique des dépôts et leur structure ont été réalisées par E. Delchambre (cf. [DEL03]). Ces études ont porté sur des dépôts de Tore Supra. Le dépôt a une structure très fragile. Il fait moins d'un millimètre d'épaisseur et est très friable. Il est difficile de le manipuler sans le détériorer et de lui faire subir des mesures indépendamment de la tuile sur laquelle il est fixé. Les études menées à partir d'observations au microscope électronique à balayage, ont montré une structure en bourgeons présentant des propriétés fractales, ainsi qu'une formation en couches successives. La composition chimique du dépôt varie en fonction de la profondeur sur des échelles du micromètre. Le dépôt est essentiellement composé de carbone. La présence d'autres éléments provenant du fonctionnement de la machine a été observée : oxygène, fer, aluminium, nickel, cuivre et bore. La géométrie du dépôt, assez complexe, et sa grande variété de composition, rend difficile une modélisation thermique fiable du dépôt à partir d'une observation microscopique. Le choix qui a été fait dans la communauté de la fusion, est de représenter le dépôt par un équivalent macroscopique. Un modèle de dépôt consiste à le considérer comme une couche uniforme caractérisée par des propriétés thermiques (diffusivité a_d , conductivité λ_d) et une épaisseur e_d (cf. figure 3-1 et [GAU05]). L'interface est représentée par

une résistance thermique R_{tc} . En particulier, ce modèle a été choisi par S. Carpentier pour modéliser les dépôts sur Tore Supra pour le calcul de flux (cf. [CAR09]).

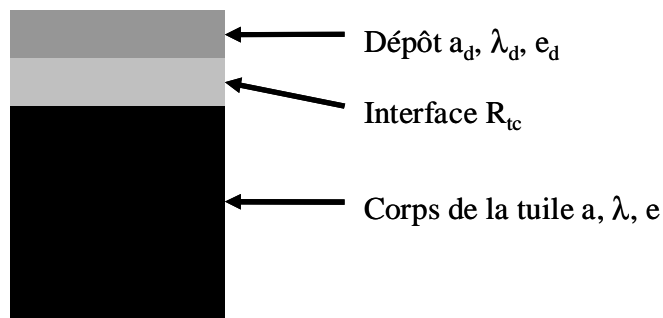


Figure 3-1 : Modèle macroscopique équivalent du dépôt.

Le problème qui se pose alors, est la détermination de ces propriétés thermiques avec une précision suffisante. Une expérience de caractérisation des propriétés thermiques de dépôts de Tore Supra par méthode flash a été faite par J.L. Gardarein (cf. [GAR08]). Toutefois, ces mesures sont faites sur les dépôts du limiteur de Tore Supra et non sur les tuiles du diverteur du JET que nous étudions ici. La réponse thermique des dépôts à un flux de chaleur est caractérisée dans ce chapitre à partir de mesures de température par thermographie infrarouge. Nous avons appliqué cette méthode sur des mesures de température obtenues sur des expériences d'interaction plasma/paroi réalisées en laboratoire.

3.1 Montage expérimental

Les résultats présentés dans ce chapitre, ont été obtenus à partir de mesures de température effectuées en 2003 lors d'une expérience en laboratoire sur le banc d'essai de l'injecteur de neutres du JET (cf. [GAU05]). Ces expériences ont consisté à réaliser des mesures de température, par thermographie infrarouge et par thermocouples, sur des composants face au plasma soumis à un flux de chaleur contrôlé. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 3-2.

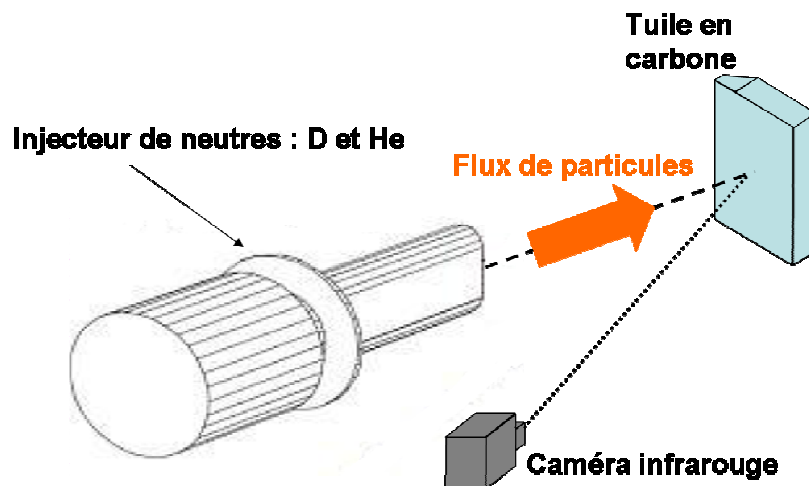


Figure 3-2 : Schéma du montage expérimental.

Le flux de chaleur a été créé à l'aide d'un injecteur de neutres placé sur le banc d'essai. L'injecteur de neutre est un des systèmes de chauffage utilisé dans les tokamaks. Lors du fonctionnement de l'injecteur, des particules chargées issues d'un gaz ionisé de deutérium et d'hélium sont accélérées puis neutralisées avant d'être injectées dans le plasma du tokamak. Sur le banc d'essai, le faisceau de particule créé est dirigé sur les composants face au plasma. Le flux de chaleur qui en résulte à la surface d'une tuile peut être considéré comme uniforme sur une grande partie de la tuile. La figure 3-3 montre la distribution du flux appliqué par l'injecteur de neutre sur une tuile. On considère que la précision sur ce profil de flux est de l'ordre de 10 %.

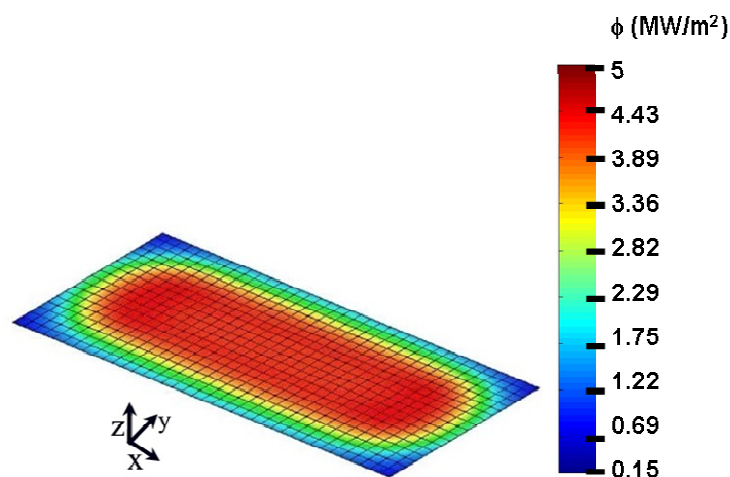


Figure 3-3 : Distribution du flux de chaleur créé par l'injecteur de neutres sur la surface d'une tuile.

Plusieurs scénarios de dépôt de flux ont été utilisés lors de ces expériences. Ils peuvent être résumés en deux catégories :

Des décharges de faibles puissances pour lesquelles le maximum du flux sur la tuile est de l'ordre de 5 à 20 MW/m². La puissance est appliquée durant des périodes relativement longues (deux secondes) répétées de une à trois fois (cf. figure 3-4).

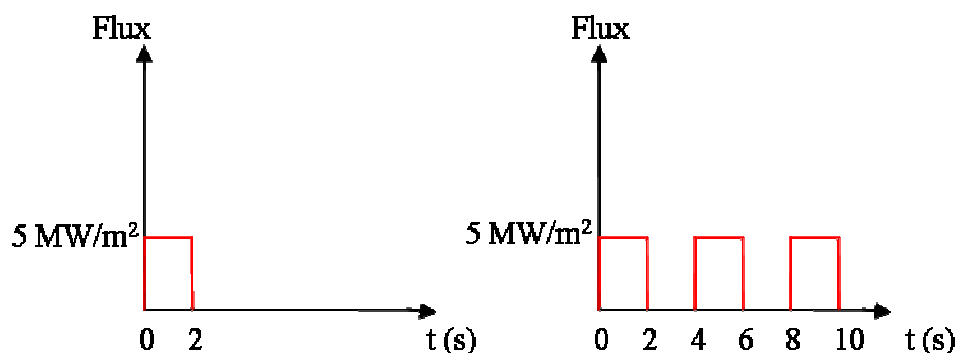


Figure 3-4 : Evolution dans le temps des décharges de faibles puissances.

Des décharges de forte puissance, pour lesquelles le maximum du flux sur la tuile est de l'ordre de 50 à 100 MW/m². La puissance est appliquée durant des périodes courtes (17 ms) répétées dix fois, espacées de 43ms. (voir figure 3-5).

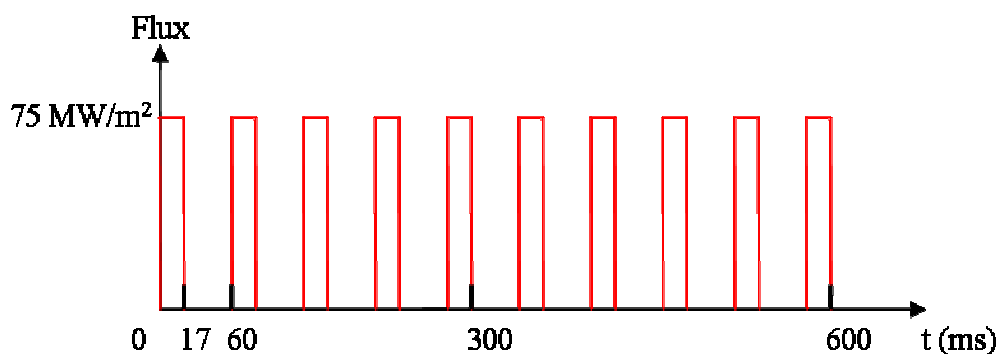


Figure 3-5 : Evolution dans le temps des décharges de fortes puissances.

Les composants face au plasma testés sont deux tuiles du diverteur du JET MKIIa : les tuiles 4 et 7 (cf. figure 3-6). Ces tuiles ont été extraites de la machine à la suite de la campagne expérimentale. Elles ont subi des phénomènes d'érosion et de redéposition de carbone par le plasma. Elles présentent donc toutes les deux un dépôt de surface. La tuile 4 est située à l'intérieur du diverteur tandis que la tuile 7 est à l'extérieur. Cette dernière est soumise

majoritairement au phénomène d'érosion tandis que la redéposition prédomine sur la tuile 4 (cf. [EIC07]). La tuile 7 fait environ 38 cm de long, 18 cm de large et a une épaisseur de 3.2 cm (cf. figure 3-7). La tuile 4 a approximativement la même forme mais ses dimensions sont légèrement réduites. Elle fait 30,4 cm de long, 16,1 cm de large et 3.5 cm d'épaisseur. Elles sont constituées d'un composite à fibres de carbone fabriqué par Dunlop. Les propriétés thermiques de ce matériau sont détaillées dans l'annexe 3.1.

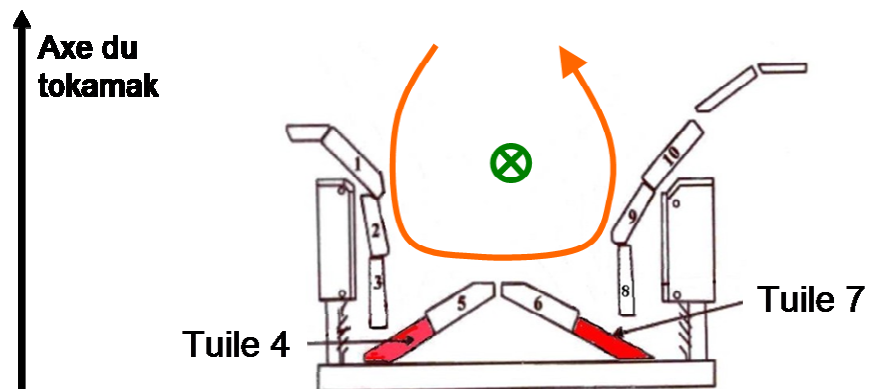


Figure 3-6 : Schéma en coupe poloïdale du diverteur MKIIA du JET. La flèche orange indique la direction poloïdale, la direction toroïdale est ici perpendiculaire au plan de la coupe (direction verte).

Les tuiles placées sur le banc d'essai ont été instrumentées afin de pouvoir mesurer, en plus des températures de surface, leurs températures internes. Douze thermocouples ont été placés à différentes positions et profondeurs dans les tuiles (cf. figure 3-7 pour la tuile 7 et annexe 3.2 pour la tuile 4).

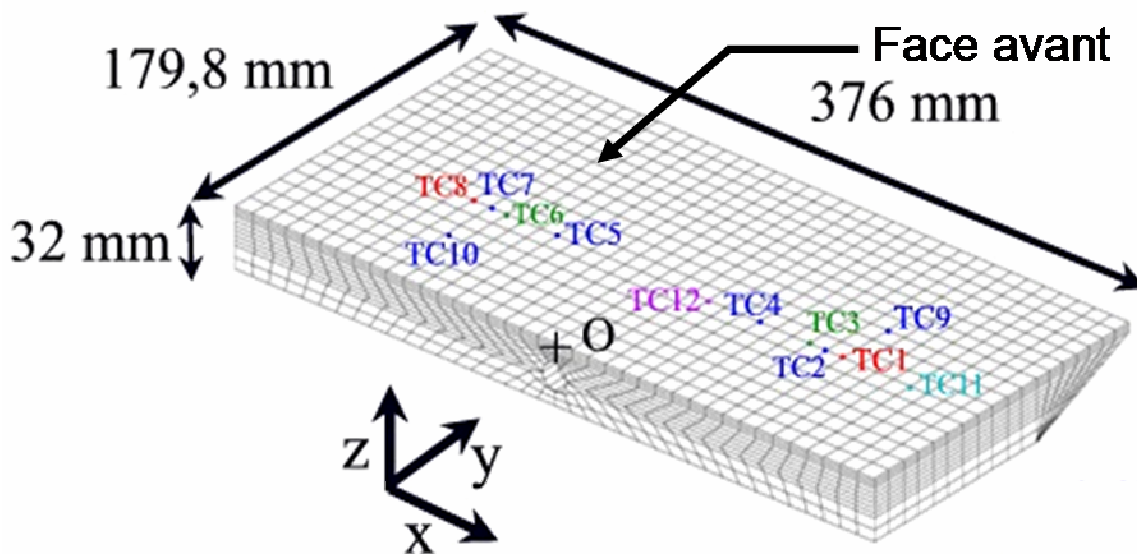


Figure 3-7 : Schéma de la tuile 7 du diverteur MKIIA du JET (cf. [DUM04]) et positions des 12 thermocouples sur la tuile. La direction toroïdale du tokamak est dirigée selon X et la direction polôïdale est dirigée selon Y.

Le flux de chaleur est appliqué sur la surface supérieure des tuiles, visible sur la figure 3-7. La température sur cette surface est mesurée à l'aide d'une caméra infrarouge. La fréquence d'acquisition de la caméra varie entre 10 et 50 Hz selon les expériences et la résolution spatiale sur les tuiles est de 2 mm environ.

La figure 3-8 donne un exemple de mesure de température par thermographie infrarouge, effectuée durant l'application du flux au cours de ces expériences.

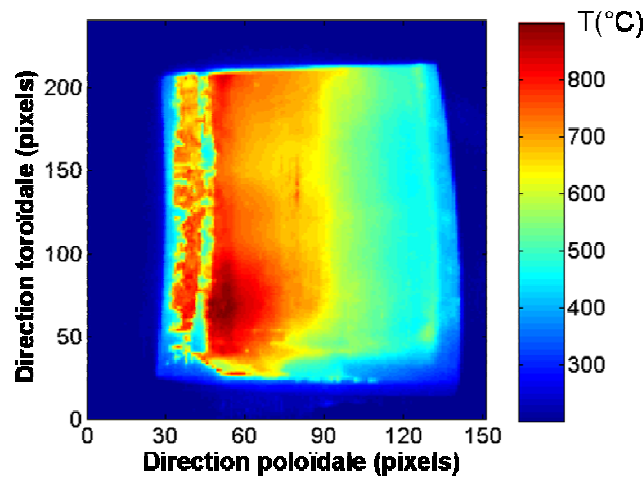


Figure 3-8 : Image de la température de surface de la tuile 4, (expérience n°151854 à $t = 2,5$ secondes).

3.2 Modélisation et simulation de la mesure

3.2.1 Modèle de tuile

Le modèle utilisé pour l'étude de cette expérience est un modèle de tuile d'épaisseur finie e linéaire à une dimension. On considère la diffusion du flux uniquement selon la profondeur z . La face inférieure de la tuile est adiabatique. La seule source de chaleur est le flux $\phi(t, z = 0)$ imposé sur la partie supérieure de la tuile où se trouve le dépôt. La tuile est considérée à l'équilibre à une température T_0 à l'instant $t = 0$ s.

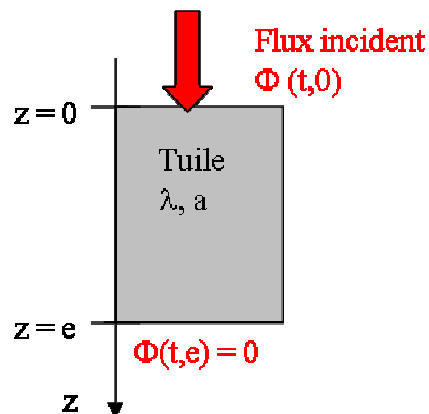


Figure 3-9 : Modèle thermique d'une tuile seule.

Le système d'équation linéaire à résoudre est :

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial z^2},$$

$$\phi(t,0) = -\lambda \frac{\partial T(t,0)}{\partial z},$$

$$\frac{\partial T(t,e)}{\partial z} = 0$$

(3-1)

où a représente la diffusivité du CFC et λ la conductivité (cf. figure 3-10). Ce matériau composite est orthotrope, la conductivité thermique, et par conséquent la diffusivité thermique, est plus faible dans la direction perpendiculaire au plan d'orientation des fibres de carbone. La conductivité élevée est dirigée selon les directions X et Z représentées sur la figure 3-7.

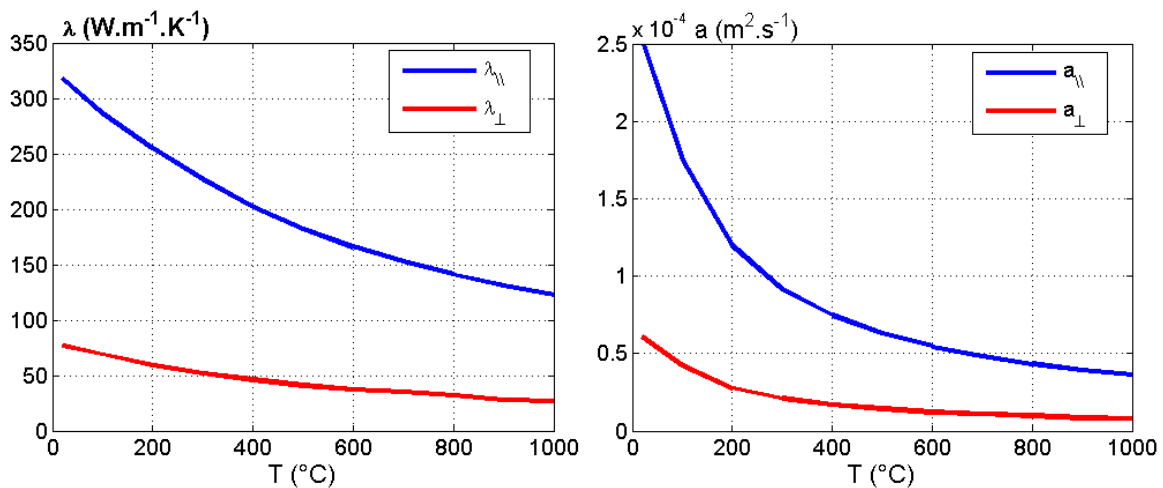


Figure 3-10 : A gauche, conductivité du CFC Dunlop. A droite, diffusivité du CFC Dunlop en fonction de la température.

La température des tuiles, lors des expériences que nous étudions ici, varie entre 200 et 1000°C environ. La diffusivité et la conductivité thermique du matériau varient d'un facteur 2 à 3 sur cette gamme de température. Une simulation de l'expérience a été réalisée pour observer l'influence de ces variations sur les températures de surface de la tuile. La figure 3-11 montre le résultat d'un calcul de la température de surface réalisé par une méthode d'éléments finis. La température est calculée pour un flux incident de 5 MW/m² appliqué pendant deux secondes. Seule la diffusion du flux en profondeur est prise en compte. Le calcul a été effectué avec une température initiale de 200°C pour laquelle les propriétés thermiques varient le plus en fonction

de la température. Le champ de température calculé par un modèle non-linéaire, prenant en compte la variation des propriétés thermiques, est comparé avec des champs de température calculés par des modèles linéaires. Dans ces derniers cas, les propriétés thermiques sont choisies à différentes températures. La différence entre les températures calculées avec des modèles linéaire et non-linéaire ne dépasse pas 16°C à 540°C. L'erreur sur l'élévation de la température qui en résulte est de 4,7 %.

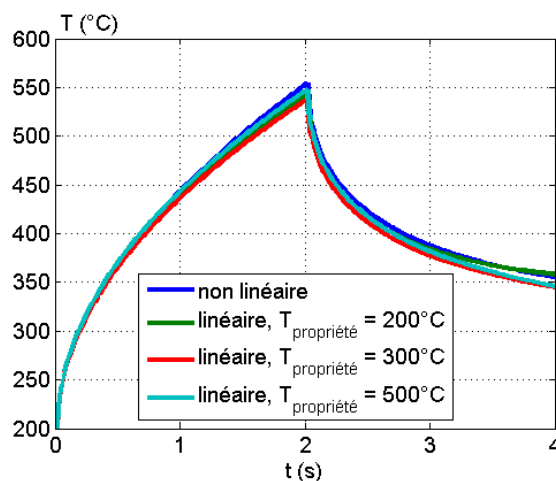


Figure 3-11 : Comparaison de températures de surface des tuiles calculées par des modèles linéaires et non-linéaire. Flux appliqué : créneau de 5 MW/m². Calcul par élément fini unidimensionnel.

Un modèle monodimensionnel est justifié pour cette expérience à cause de la répartition uniforme du flux de chaleur sur une grande partie de la tuile. La figure 3-12 montre le profil de flux appliqué sur la tuile 7 selon la longueur de la tuile (direction X sur la figure 3-7). Le flux est uniforme sur près de 30 cm de la tuile. Le temps maximal t_{\max} des mesures étudiées ici est de l'ordre de 10 secondes. On adopte la valeur de $1,25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ pour la diffusivité, ce qui correspond à la diffusivité du CFC à une température de 200°C dans la direction parallèle aux fibres de carbone. La distance caractéristique de la diffusion de la chaleur $l = \sqrt{a \cdot t_{\max}}$ est de 3,5 cm ce qui est petit devant la distance caractéristique d'uniformité du flux à la surface (cf. figure 3-12). Le modèle à une dimension est donc valable sur une grande partie de la tuile. Ce modèle n'est cependant pas adapté pour les bords de la tuile où le flux décline rapidement. Il est aussi partiellement mis en défaut au centre des tuiles à cause de la présence d'un point de fixation des tuiles à quelques centimètres de la surface.

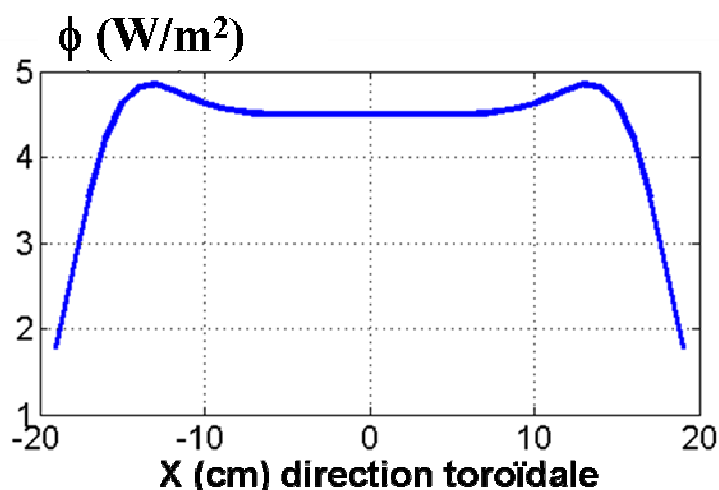


Figure 3-12 : profil du flux appliqué par l'injecteur de neutre sur la tuile.

La longueur caractéristique de diffusion du flux calculé précédemment correspond aussi à celle de la diffusion dans la profondeur. Les tuiles doivent donc être considérées comme des milieux d'épaisseur finie, puisque leur épaisseur maximale est de 3,2 cm. L'épaisseur des tuiles est constante sur une grande partie de leur surface, comme le montre la figure 3-7. Toutefois, chaque tuile a un bord biseauté pour lequel l'épaisseur varie de 3 cm à 5 mm environ. L'épaisseur de tuile utilisée dans les calculs présentés ici est calculée en fonction de la position des points de mesure de température sur la tuile. La figure 3-13 donne les épaisseurs utilisées pour les tuiles 4 et 7 en fonction des pixels de l'image infrarouge.

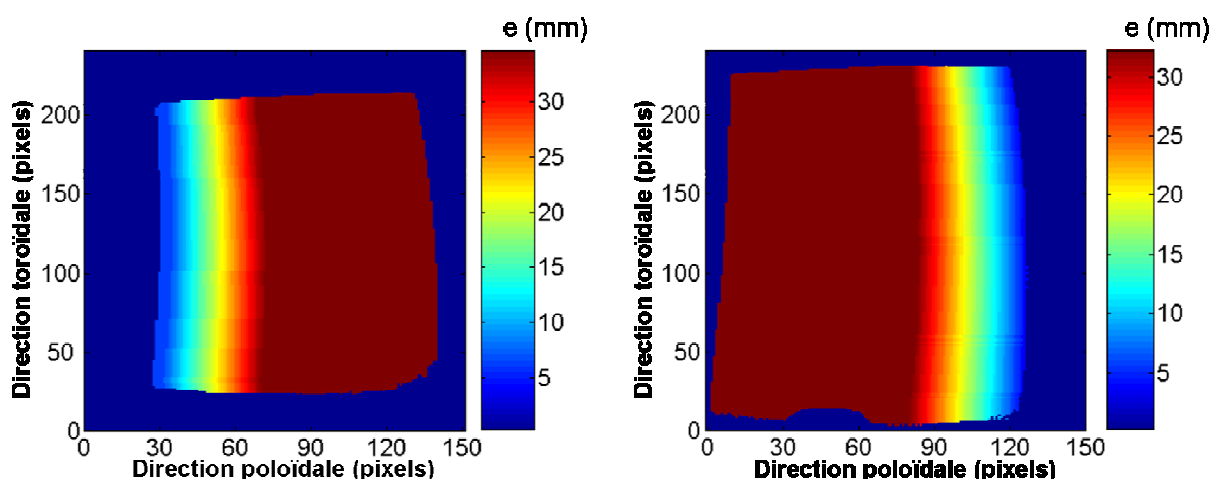


Figure 3-13 : Epaisseur de la tuile 4 (gauche) et de la tuile 7 (droite) utilisée lors des calculs.

3.2.2 Modélisation du dépôt

3.2.2.1 Influence des dépôts sur la mesure par thermographie

La réponse thermique à un flux incident est très différente entre les surfaces avec et sans dépôt. Cette différence a été observée sur les mesures de température par thermographie infrarouge dans différents tokamaks équipés de composants face au plasma en carbone (cf. [HIL03], [DEL03], [COR03]). Elle a pu aussi être observée sur les essais effectués dans l'expérience réalisée sur banc d'essai au JET. La figure 3-14 a) montre une mesure de température par thermographie réalisée lors de cette expérience. Cette mesure est effectuée peu de temps après avoir coupé le flux de chaleur appliqué par l'injecteur de neutre sur la tuile. Pendant cette phase de refroidissement, la température est caractéristique de l'empreinte du flux qui a été appliqué sur la tuile. La figure 3-14 b) montre la mesure de température par thermographie pendant l'application du flux. On observe que la réponse en température de la surface de la tuile au flux pendant l'application du flux n'est pas uniforme.

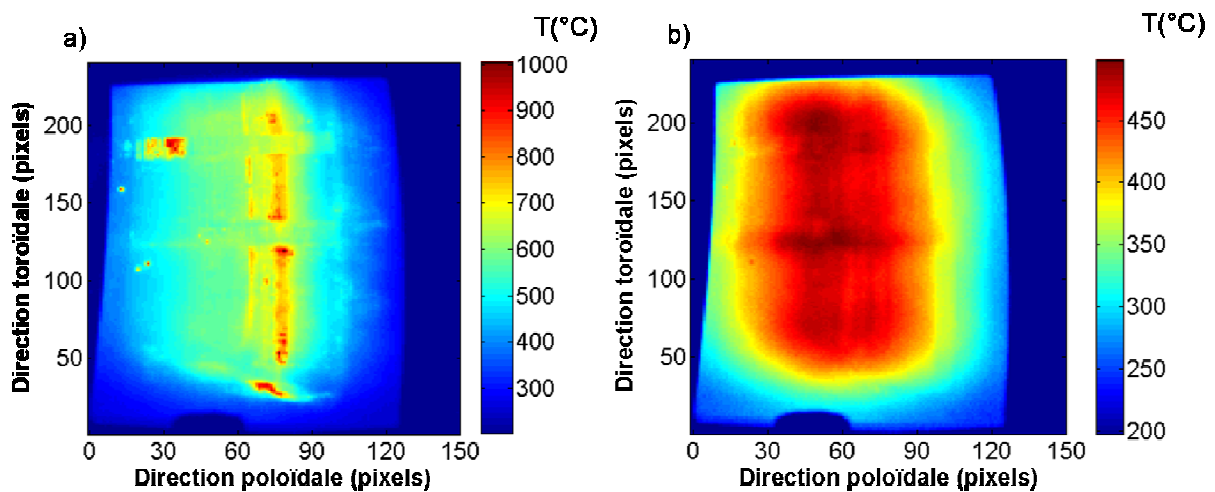


Figure 3-14 : Mesure de température sur la tuile 7, mesure 152302, a) pendant l'application du flux, $t = 2.5$ s, b) pendant le refroidissement, $t = 2.74$ s.

La température de surface de la tuile a été calculée à l'aide d'un modèle monodimensionnel linéaire de la tuile d'épaisseur finie en tenant compte du flux appliqué. La mesure de température effectuée par thermographie est comparée avec cette température simulée sur la figure 3-15. Durant cette expérience, un créneau de flux d'une durée de 2 s a été appliqué à partir du temps 0,58 s. Les différences entre la simulation et la mesure sont très importantes durant cette période alors que la différence est faible après la coupure du flux.

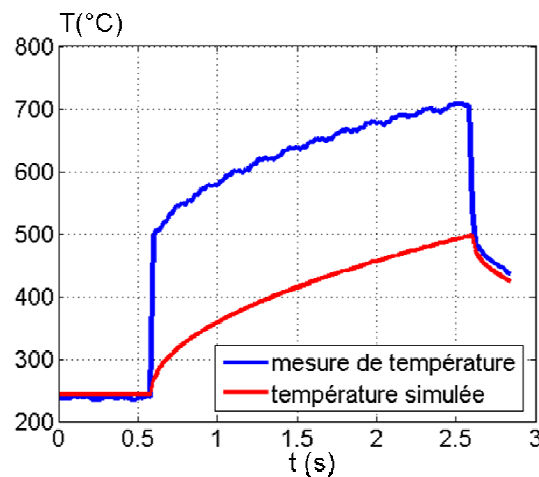


Figure 3-15 : Comparaison d'une mesure de température sur un dépôt et d'une simulation sans dépôt. Mesure 152302, pixel (76,100), simulation d'une tuile seule 1D linéaire (cf. partie 3.2.1), $\phi_{\max}=3.6 \text{ MW/m}^2$

Ces deux observations montrent qu'il est important de prendre en compte le dépôt à la surface des composants pour relier correctement la température mesurée à la surface et le flux appliqué. En particulier, on montre qualitativement par la comparaison de la figure 3-14 que le modèle du dépôt doit prendre en compte une répartition non uniforme de celui-ci à la surface du composant.

3.2.2.2 Modélisation des dépôts

Un modèle thermique de dépôt a été proposé pour ces expériences par E. Gauthier (cf. [GAU05]). Dans ce modèle, le dépôt est décrit par une diffusivité a_d , une conductivité λ_d , une épaisseur e_d . L'interface du dépôt avec la tuile est modélisée par une résistance de contact R_{tc} . Pour déterminer le comportement thermique des dépôts de carbone au cours de nos expériences, nous avons adopté quatre grandeurs équivalentes aux précédentes :

Une résistance thermique équivalente totale $R_e = R_{tc} + \frac{e_d}{\lambda_d}$ en $\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$.

Le temps caractéristique de la conduction du dépôt $\tau_d = \frac{e_d^2}{a_d}$ en s.

Une capacité calorifique surfacique du dépôt $E_d = \frac{e_d \cdot \lambda_d}{a_d}$ en $\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

L'épaisseur du dépôt e_d en m.

La résistance thermique équivalente a été utilisée pour représenter les dépôts dans différents tokamaks. Un paramètre α , équivalent à l'inverse d'une résistance équivalente, est par exemple utilisé pour le JET (cf. [AND03], [EIC07]) et pour ASDEX (cf. [HER01]). La résistance thermique équivalente caractérise le comportement thermique du dépôt en régime stationnaire. Le temps caractéristique de la couche de dépôt caractérise le comportement thermique instationnaire du dépôt dû à la conduction dans la couche. La capacité calorifique surfacique du dépôt a été choisie par analogie avec les problèmes électriques et les circuits formés d'une résistance et d'une capacité. Cette analogie amène à considérer un temps caractéristique associé à ce système $\tau_{RC} = E_d R_{tc}$. Cette capacité calorifique surfacique E_d représente l'inertie du dépôt vis-à-vis du chauffage par le flux qui le traverse. Enfin, l'épaisseur a été choisie arbitrairement comme dernier paramètre.

$$a_d = \frac{e_d^2}{\tau_d}, \lambda_d = \frac{E_d}{\tau_d} e_d, R_{tc} = R_e - \frac{\tau_d}{E_d}, e_d = e_d \quad (3-2)$$

Cette modélisation est une étape qui a conduit à une première simulation de la température lors des expériences. Cette simulation est décrite en annexe 3.2. La sensibilité de la température de surface aux différents paramètres R_e , E_d , τ_d , a été étudiée à l'aide de cette simulation. La figure 3-16 permet de comparer pour chaque paramètre X du dépôt, le facteur de sensibilité en fonction de ce paramètre, défini par $\frac{\partial T}{\partial X} \cdot X$.

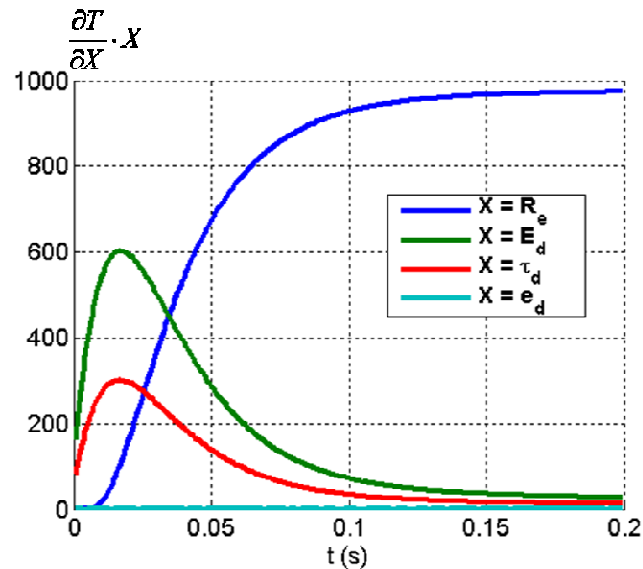


Figure 3-16 : Sensibilité de la température de surface aux paramètres décrivant le dépôt. $R_e = 2 \cdot 10^{-4} \text{ W/m}^2\text{K}$, $\tau_d = 0,04 \text{ s}$, $E_d = 200 \text{ J/m}^2\text{K}$, $e_d = 50 \text{ }\mu\text{m}$. Température initiale de la tuile à 200°C et flux incident de 5 MW/m^2 .

Seuls trois paramètres ont une influence sur la température de surface. Une fois les trois paramètres principaux, R_e , τ_d et E_d , fixés ou connus, l'épaisseur n'a plus d'influence sur la température de surface, ($\frac{\partial T}{\partial e_d} \cdot e_d \approx 10^{-7}$). La résistance équivalente R_e intervient essentiellement sur des temps longs et détermine le comportement du système en régime stationnaire. Les deux autres paramètres, E_d et τ_d , déterminent le comportement de la couche pendant les premiers instants du régime instationnaire. La résistance équivalente peut donc être déterminée indépendamment des deux autres paramètres en observant l'évolution de la température sur les temps longs ($t > 0,5 \text{ s}$). A partir des valeurs des deux premiers paramètres, il est possible de déterminer un temps à partir duquel l'évolution en température ne dépend plus que de la résistance équivalente et de la réponse de la tuile au flux.

Les résultats de la simulation à partir du modèle de dépôt à quatre paramètres sont confrontés avec les mesures de température de surface, pour différentes valeurs des paramètres du dépôt sur la figure 3-17. Le flux appliqué sur la tuile est supposé connu lors de cette simulation.

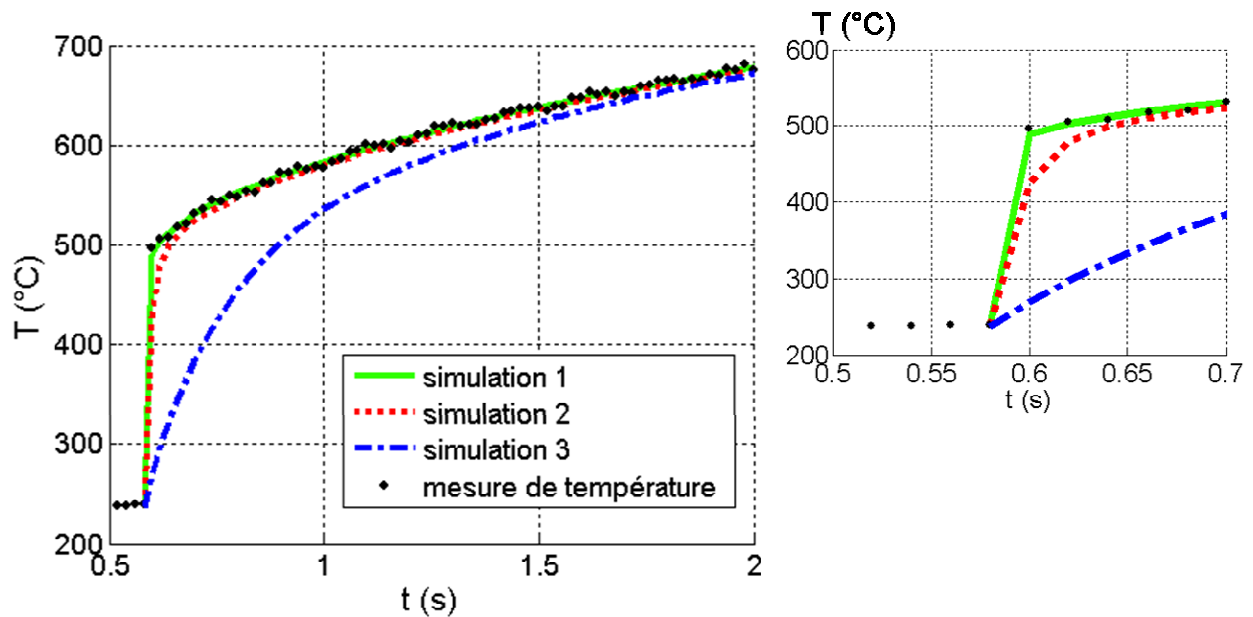


Figure 3-17 : Comparaison de la mesure avec des simulations utilisant le modèle à quatre paramètres. Expérience 152302, flux appliqué au point considéré : $3,6 \text{ MW/m}^2$. $e_d = 50 \text{ }\mu\text{m}$, simulation 1 : $R_e = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$, $\tau_d = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$, $E_d = 71 \text{ J/m}^2\text{K}$, simulation 2 : $R_e = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$, $\tau_d = 10^{-3} \text{ s}$, $E_d = 215 \text{ J/m}^2\text{K}$, simulation 3 : $R_e = 7,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$, $\tau_d = 10^{-3} \text{ s}$, $E_d = 2153 \text{ J/m}^2\text{K}$. (La figure de droite est un grossissement de la figure principale).

Un bon accord ne peut être obtenu avec la mesure que si les grandeurs τ_d et E_d sont suffisamment faibles. Ce constat est réalisé en particulier aux temps courts comme le montre le grossissement de la figure 3-17. La brusque montée en température initiale peut être correctement modélisée uniquement lorsque le paramètre E_d était inférieur à $100 \text{ J/m}^2\text{K}$ environ. On peut remarquer que cela correspond à un temps caractéristique $\tau_{RC} = E_d R_{tc} \approx 6 \text{ ms}$. Le temps entre deux mesures de température, 20 ms , est grand devant celui-ci. L'influence de ce paramètre dès le premier pas de temps après avoir imposé le flux est donc déjà négligeable. La mesure de température ne permet pas de déterminer plus précisément ce paramètre. La même remarque peut être faite sur le temps caractéristique de conduction. Il est donc possible de déduire de la comparaison entre le modèle à quatre paramètres et la mesure de température, des bornes supérieures pour les valeurs de τ_d et E_d des dépôts que nous étudions. Les comparaisons entre mesure et simulation sur ces expériences montrent que ces deux paramètres sont faibles, $E_d < 100 \text{ J/m}^2\text{K}$ et $\tau_d \ll 20 \text{ ms}$.

Le modèle de dépôt adapté ne prend en compte que la résistance équivalente pour modéliser le dépôt. Cela revient à ajouter au système d'équations de la tuile (3-1), les équations

$$T_s - T(t,0) = R_e \cdot \phi_{inc}(t) \text{ et } \phi(t,0) = -\lambda \frac{\partial T(t,0)}{\partial z} = \phi_{inc}(t) \quad (3-3)$$

où T_s est la température de surface du dépôt, mesurée par la thermographie infrarouge, et ϕ_{inc} est le flux qui traverse la couche de dépôt.

La comparaison entre le modèle de dépôt à quatre paramètres et celui ne prenant en compte que la résistance équivalente est représentée sur la figure 3-18. Ces deux modèles sont équivalents pour des valeurs de E_d et τ_d inférieures aux limites déterminées.

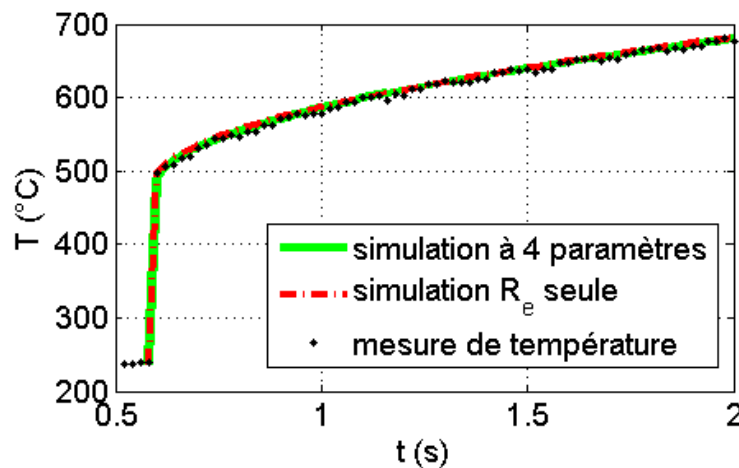


Figure 3-18 : Comparaison d'une mesure avec des simulations utilisant les modèles à quatre paramètres et à un paramètre. Expérience 152302, flux appliqué : $3,6 \text{ MW/m}^2$. $Re = 6,6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$ pour les deux simulations, $e_d = 50 \text{ }\mu\text{m}$, $\tau_d = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$, $E_d = 71 \text{ J/m}^2\text{K}$ pour la simulation à 4 paramètres.

3.2.3 Calcul de la température de surface

On va maintenant chercher à calculer la température de surface T_s associé à un flux incident Φ_{inc} quelconque et à une résistance équivalente inconnue. Pour cela nous allons résoudre le système constitué des équations (3-1) et (3-3). Ce système d'équation est linéaire puisque la conductivité de la tuile λ , la diffusivité a et la résistance équivalente R_e sont considérées indépendantes de la température. Il est alors possible d'utiliser le théorème de Duhamel pour résoudre le système linéaire de l'équation de la chaleur (cf. [C&J59], [BEC85]) pour un flux incident quelconque.

La seule source de chaleur du système est le flux incident ϕ_{inc} imposé sur la face avant. Ce flux est considéré comme l'entrée de notre système linéaire. La sortie est la température T_S à la surface du dépôt. Comme le système est à l'équilibre à la température T_0 à l'instant initial, on peut calculer T_s en fonction de ϕ_{inc} par la relation

$$T_S(t) = T_0 + \int_0^t \phi_{inc}(t') h(t-t') dt' \quad (3-4)$$

où $h(t-t')$ est la réponse impulsionnelle du système linéaire. Comme la réponse impulsionnelle $h(t)$ est la dérivée de la réponse indicielle $u(t)$ du système, on obtient l'expression

$$T_S(t) = T_0 + \int_0^t \phi_{inc}(t') \frac{\partial u(t-t')}{\partial t} dt' = T_0 + \int_0^t \phi_{inc}(t') du(t-t') \quad (3-5)$$

Le calcul de cette intégrale se fait par une discrétisation en temps et par une approximation par la méthode des rectangles. On utilise maintenant les notations

$d\tau$ pour le pas de temps de discrétisation,

δT_S pour le vecteur d'élévation de la température du dépôt, $\delta T_S(i) = T_S(i \cdot d\tau) - T_0$,

ϕ_{inc} pour le vecteur discrétisé du flux incident, $\phi_{inc}(i) = \phi_{inc}((i-1) \cdot d\tau)$ et

δu pour le vecteur discrétisé de la réponse indicielle, $\delta u(i) = u(i \cdot d\tau) - u[(i-1) \cdot d\tau]$.

Pour simplifier les calculs, le pas de temps de discrétisation est choisi égal au pas de temps de la mesure. On peut donc considérer le vecteur δT_{mesure} , dont les composantes sont

$$\delta T_{mesure}(i) = T_{mesure}(i \cdot d\tau) - T_{mesure}(0).$$

Avec ces notations, l'équation (3-5) s'écrit

$$\delta T_S = \mathbf{M} \times \phi_{inc} \quad (3-6)$$

où \mathbf{M} est une matrice triangulaire inférieure

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \delta \mathbf{u}(1) & 0 & \dots & 0 \\ \delta \mathbf{u}(2) & \delta \mathbf{u}(1) & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \delta \mathbf{u}(n) & \delta \mathbf{u}(n-1) & \dots & \delta \mathbf{u}(1) \end{pmatrix} \quad (3-7)$$

La résolution du système d'équation dans l'espace de Laplace pour le cas particulier d'un échelon de flux permet de calculer la réponse indicielle du système. La transformée du système d'équation (3-1) résultant du bilan d'énergie dans le solide s'écrit :

$$\frac{p}{a} \Theta(p, z) = \frac{\partial^2 \Theta(p, z)}{\partial z^2}$$

$$\phi(p, 0) = -\lambda \frac{\partial \Theta(p, 0)}{\partial z},$$

$$\frac{\partial \Theta(p, e)}{\partial z} = 0 \quad (3-8)$$

Avec $\Theta(p, z)$ et $\phi_{inc}(p, 0)$, les transformées de Laplace de la température et du flux incident.

La solution de la première équation de ce système est de la forme

$$\Theta(p, z) = A \operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} z\right) + B \operatorname{sh}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} z\right). \quad (3-9)$$

En injectant cette solution dans les deux conditions aux limites on trouve

$$\phi(p, 0) = -\lambda \sqrt{\frac{p}{a}} B \quad \text{et} \quad A = -B \frac{\operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} e\right)}{\operatorname{h}\left(\sqrt{\frac{p}{a}} z\right)} \quad (3-10)$$

La relation entre le flux et la température à la surface est donc

$$\Theta(p,0) = \left(\frac{\sqrt{a}}{\lambda\sqrt{p}} \frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\sinh(\sqrt{p/a} e)} \right) \cdot \phi(p,0) \quad (3-11)$$

La prise en compte de la transformée de Laplace du système d'équation (3-3) du dépôt est immédiate et permet d'écrire la relation

$$\Theta_s(p) = \left(\frac{\sqrt{a}}{\lambda\sqrt{p}} \frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\sinh(\sqrt{p/a} e)} + R_e \right) \cdot \phi_{inc}(p) \quad (3-12)$$

La réponse indicielle $u(t)$ de la tuile est calculée pour un flux incident qui correspond à un échelon (fonction de Heaviside, dont la transformée de Fourier donne $\phi_{inc}(p) = \frac{1}{p}$). Il en résulte que la réponse indicielle $u(t)$ dans l'espace temporel est donnée, pour $t > 0$ par la relation

$$u(t) = L^{-1} \left(\left(\frac{\sqrt{a}}{\lambda\sqrt{p}} \frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\sinh(\sqrt{p/a} e)} + R_e \right) \cdot \frac{1}{p} \right) = L^{-1} \left(\frac{\sqrt{a}}{\lambda\sqrt{p}} \frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\sinh(\sqrt{p/a} e)} \frac{1}{p} \right) + R_e. \quad (3-13)$$

On peut introduire le terme $u'(t) = L^{-1} \left(\frac{\sqrt{a}}{\lambda\sqrt{p}} \frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\sinh(\sqrt{p/a} e)} \frac{1}{p} \right)$

Un algorithme numérique, comme la méthode de Gaver-Stehfest (cf. [GAV66], [STE70a], [STE70b]) permet de calculer la transformée inverse de Laplace de $u'(t)$. Une fois la réponse indicielle calculée dans l'espace temporel, on peut calculer la matrice \mathbf{M} qui est décomposée en deux parties

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}' + R_e \cdot \mathbf{I}_d \quad (3-14)$$

$$\text{avec } \mathbf{M}' = \begin{pmatrix} \delta \mathbf{u}'(1) & 0 & \dots & 0 \\ \delta \mathbf{u}'(2) & \delta \mathbf{u}'(1) & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \delta \mathbf{u}'(n) & \delta \mathbf{u}'(n-1) & \dots & \delta \mathbf{u}'(1) \end{pmatrix}.$$

Enfin, la température de surface est calculée en utilisant l'expression

$$\delta \Gamma_s = (\mathbf{M}' + R_e \cdot \mathbf{I}_d) \times \phi_{\text{inc}} \quad (3-15)$$

3.3 Méthodes de caractérisation du dépôt

L'objet de ce paragraphe est de proposer une méthode de caractérisation du comportement thermique des dépôts à partir des mesures infrarouge. Cette méthode a pour objectif principal de déterminer la valeur de la résistance équivalente représentant le dépôt. Elle repose sur la comparaison entre mesures de température de surface sur les dépôts et simulation de cette température par le modèle du paragraphe 3.2.

Le calcul de la température par l'expression (3-15) nécessite de connaître le flux traversant le dépôt. Dans le cas des expériences sur le banc d'essai, il est possible de donner une estimation de la répartition du flux appliqué par le faisceau de neutres sur la tuile (cf. figure 3-3). Comme le flux incident a une très grande influence sur la température de surface calculée, fixer sa valeur va fortement contraindre les résultats de la détermination de la résistance. Pour éviter de supposer connu le profil de flux, on décompose le flux incident en fonction du temps et de la position. Le flux incident qui traverse le dépôt est exprimé sous la forme

$$\phi_{\text{inc}}(x, y, t) = \phi_{\text{neutre}}(x, y, t) - \phi_{\text{ray}}(x, y, t) = \phi_{\text{max}}(x, y)g(t) - \phi_{\text{ray}}(x, y, t) \quad (3-16)$$

où $\phi_{\text{neutre}}(t)$ est le flux imposé par le faisceau de neutre sur la tuile, qui est décomposé en une composante temporelle normalisée $g(t)$, et une amplitude ϕ_{max} . Le profil temporel normalisé

$g(t)$ du flux sur la tuile est considéré connu lors des expériences. Par contre, l'amplitude ϕ_{\max} de ce flux reste une inconnue et doit être déterminé à partir des mesures de température. Ce choix permet de réduire les contraintes que la connaissance du flux impose sur le résultat de la détermination de la résistance équivalente.

ϕ_{ray} est le flux radiatif à la surface du dépôt. Il est en général négligeable face au flux imposé par le faisceau de neutre. ϕ_{ray} est de l'ordre de 134 kW/m^2 à 1000°C alors que le faisceau de neutre impose un flux de quelques mégawatts par mètre carré sur la tuile (cf. figure 1-12). Il est pris en compte dans l'expression du flux incident dans l'éventualité de trouver une résistance thermique très forte, induisant une grande élévation de la température de surface même pour un flux faible. Ce flux est calculé à partir des mesures de température de surface

$$\phi_{\text{ray}}(x, y, t) = \varepsilon \sigma T_{\text{mesure}}^4(x, y, t). \quad (3-17)$$

La figure 3-19 montre un exemple de mesure de température. La fonction $g(t)$ associée au flux pour cette mesure est visible sur la figure 3-20.

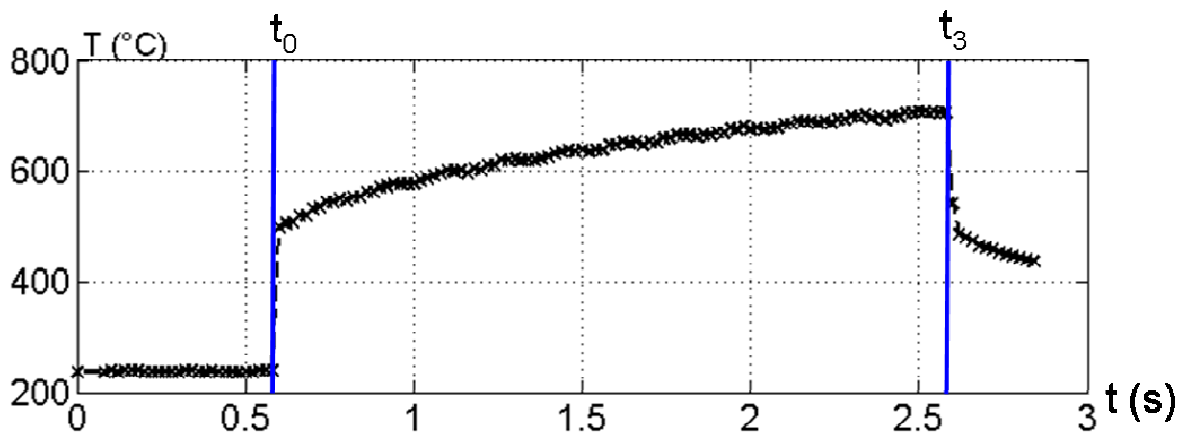


Figure 3-19 : Mesure de température 152302, (position toroïdale : 100, position poloidale 76), le flux est appliqué sur la tuile entre t_0 et t_3 .

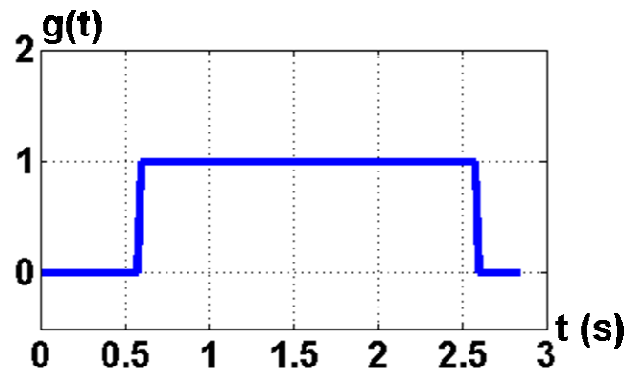


Figure 3-20 : Profil temporel normalisé du flux créé par l'injecteur de neutres pour la mesure 152302.

La méthode de caractérisation des dépôts est réduite à un problème d'optimisation sur le couple (R_e, ϕ_{\max}) . On cherche le couple de valeur de R_e et de ϕ_{\max} qui minimise l'écart, au sens des moindres carrés, entre les champs de température mesurés et simulés. On définit la fonction objectif f dont on cherche le minimum comme

$$f(R_e, \phi_{\max}) = \|\delta\mathbf{T}_S(i, R_e, \phi_{\max}) - \delta\mathbf{T}_{\text{mesure}}(i)\|^2 \quad (3-18)$$

$$\text{où } \|\delta\mathbf{T}\| = \sqrt{\sum_{i \in [t_a, t_b]} \delta\mathbf{T}(i)^2}.$$

La somme qui intervient dans la norme est limitée à un intervalle de temps $[t_a, t_b]$. Afin de déterminer correctement le couple (R_e, ϕ_{\max}) , il est nécessaire de se placer sur un intervalle pour lequel la mesure de température est sensible à ces deux paramètres sans que cette sensibilité soit liée. La sensibilité relative $\frac{\partial T}{\partial X} \cdot X$ de la simulation à chacune des inconnues, R_e et ϕ_{\max} est représentée sur la figure 3-21.

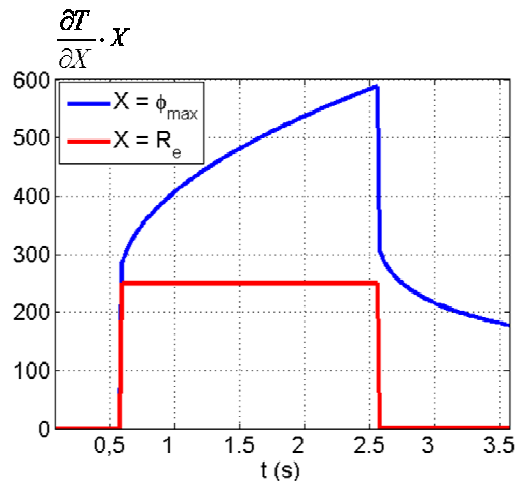


Figure 3-21 : Sensibilités de la température simulée de surface aux deux inconnues, R_e et ϕ_{\max} sur un créneau de flux de 2 secondes. Température initiale = 240 °C, $\phi_{\max} = 5 \text{ MW/m}^2$ et $R_e = 5.10^{-5} \text{ m}^2.\text{K/W}$.

Deux domaines de travail apparaissent, un premier pendant l'application du flux, entre t_0 et t_3 sur la figure 3-19, le second pendant la relaxation de la tuile, après t_3 . Pendant l'application du flux, la température simulée est sensible aux deux paramètres. Si l'on veut travailler sur cette période de temps, les deux paramètres sont corrélés et il est nécessaire de les identifier simultanément. Pendant la relaxation, après t_3 , la température simulée n'est sensible qu'au flux qui a été appliqué précédemment. La résistance équivalente ne peut pas être déterminée uniquement à partir des températures mesurées pendant cette période de temps. Toutefois cette période est intéressante car elle permet de déterminer l'amplitude du flux indépendamment de la résistance. Deux méthodes ont été développées pour déterminer la résistance équivalente. La première en utilisant les mesures de température pendant l'application du flux et la seconde en utilisant la période de relaxation pour déterminer le flux, puis en déduisant la résistance de la mesure de température pendant le chauffage en tenant compte du flux calculé.

3.3.1 Détermination de la résistance équivalente durant la période de chauffage

La figure 3-22 montre l'intervalle $[t_1, t_2]$ de temps choisi pour déterminer la résistance équivalente lors du chauffage de la tuile. L'instant t_1 a été choisi à 0,15 seconde après l'application du flux, pour être sûr que le dépôt soit en régime stationnaire, c'est-à-dire que le dépôt modélisé par une résistance équivalente est un modèle correct (cf. section 3.2.2.2). Le choix de cet instant permet aussi de limiter l'influence de l'incertitude sur l'instant t_0 à partir

duquel on sait que le flux a été appliqué. Il a été constaté que raccourcir ce temps ne change pas de manière significative les résultats que nous obtenons par la suite. L'instant t_2 a été choisi 0,75 seconde après t_0 de façon à limiter l'influence de l'incertitude sur l'épaisseur de la tuile (cf. [DAV07]) en limitant la période sur laquelle se fait le calcul. Il permet aussi de limiter l'influence sur le résultat du choix d'un modèle linéaire, ainsi que limiter le temps sur lequel on considère connu le profil temporel normalisé $g(t)$ du flux. L'intervalle de temps $[t_1, t_2]$ doit être assez grand pour contenir au moins 10 mesures afin de limiter l'influence du bruit de mesure sur le résultat pour toute une large gamme de valeurs de la résistance équivalente (cf. [DAV07], p.24). Dans les cas des mesures à 10 Hz de la tuile 4 (cf. tableau 3-26), ce critère n'est pas satisfait. Pour ces mesures, l'étude de l'erreur introduite par le bruit a montré que l'incertitude sur la valeur déterminée de la résistance équivalente était toutefois inférieure à 20 % si le flux appliqué était de l'ordre de 5 MW/m^2 . Cette incertitude reste inférieure à 10 % si la résistance équivalente est supérieure à $2.10^{-5} \text{ K.m}^2/\text{W}$.

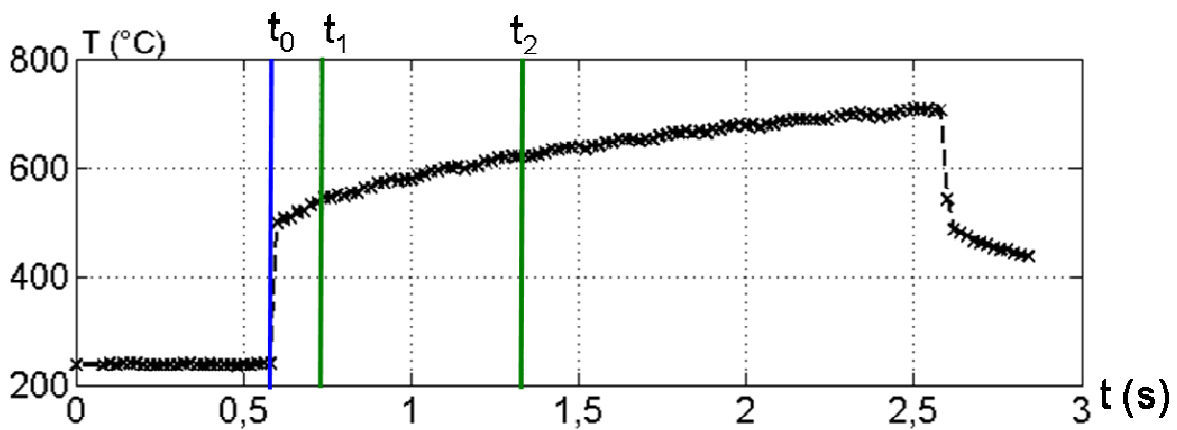


Figure 3-22 : Mesure de température 152302, Choix des temps pour déterminer la résistance équivalente en utilisant la période de chauffage : $t_0=0,58\text{s}$, $t_1 = 0,73\text{s}$, $t_2 = 1,33\text{s}$.

Sur cet intervalle de temps, la température de surface est sensible aux deux inconnues, la résistance équivalente R_e et l'amplitude du flux ϕ_{\max} . Pour déterminer la résistance équivalente, nous cherchons les valeurs de R_e et de ϕ_{\max} qui minimisent l'écart entre la mesure de température et la simulation. Cet écart est quantifié par la fonction objectif f (cf. équation (3-18)) dont on cherche le minimum. Pour cela, nous allons créer une suite de couples de valeurs de R_e et de ϕ_{\max} qui converge vers ce minimum.

La suite est définie par une relation de récurrence en alternant les directions selon lesquelles on cherche le minimum. On calcule successivement des minima de f à R_e fixée, puis à ϕ_{\max} fixé. Soit $(R_{e,n}, \phi_{\max,n})$ le n ème couple de la suite, le couple suivant sera défini par les relations :

- $\phi_{\max,n+1}$ vérifie $\frac{\partial f}{\partial \phi_{\max}}(R_{e,n}, \phi_{\max,n+1}) = 0$ avec $R_{e,n}$ fixée.
- $R_{e,n+1}$ vérifie $\frac{\partial f}{\partial h}(R_{e,n+1}, \phi_{\max,n+1}) = 0$ avec $\phi_{\max,n+1}$ fixé.

On montre (cf. Annexe 3.4) que les relations de récurrence entre $(R_{e,n}, \phi_{\max,n})$ et $(R_{e,n+1}, \phi_{\max,n+1})$ peuvent s'écrire

$$\phi_{\max,n+1} = \frac{\sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot (\delta \mathbf{T}_{\text{mesurée}}(i) \cdot \boldsymbol{\beta}_{\phi}(i, R_{e,n}) - \boldsymbol{\alpha}_{\phi}(i, R_{e,n}) \cdot \boldsymbol{\beta}_{\phi}(i, R_{e,n}))}{\sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot \boldsymbol{\beta}_{\phi}(i, R_{e,n})^2} \quad (3-19)$$

et

$$R_{e,n+1} = \frac{\sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot (\delta \mathbf{T}_{\text{mesurée}}(i) \cdot \boldsymbol{\beta}_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max,n+1}) - \boldsymbol{\alpha}_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max,n+1}) \cdot \boldsymbol{\beta}_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max,n+1}))}{\sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot \boldsymbol{\beta}_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max,n+1})^2} \quad (3-20)$$

$$\begin{aligned} \text{avec } \boldsymbol{\alpha}_{\mathbf{R}} &= \mathbf{M}' \times (\phi_{\max} \cdot \mathbf{g} - \phi_{\text{ray}}), \\ \boldsymbol{\beta}_{\mathbf{R}} &= (\phi_{\max} \cdot \mathbf{g} - \phi_{\text{ray}}) \\ \boldsymbol{\alpha}_{\phi} &= -\phi_{\text{ray}} \times (\mathbf{M}' + R_e \cdot \mathbf{I}_d) \\ \boldsymbol{\beta}_{\phi} &= (\mathbf{M}' + R_e \cdot \mathbf{I}_d) \times \mathbf{g}. \end{aligned}$$

Ces expressions permettent bien de définir une relation de récurrence puisqu'il n'existe qu'un seul couple $(R_{e,n+1}, \phi_{\max,n+1})$ qui les satisfasse. On peut remarquer aussi que le terme de rang $n+1$ est défini de manière explicite en fonction du terme de rang inférieur.

On montre aussi que les dérivées secondes de f en fonction de ϕ_{\max} et de R_e respectivement en $(R_{e_n}, \phi_{\max,n+1})$ et $(R_{e_{n+1}}, \phi_{\max,n+1})$ sont

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \phi_{\max}^2}(R_{e_n}, \phi_{\max,n+1}) = \sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot \beta_{\phi}(i, R_{e_n})^2$$

et

$$\frac{\partial^2 f}{\partial R_e^2}(R_{e_{n+1}}, \phi_{\max,n+1}) = \sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot \beta_R(i, \phi_{\max,n+1})^2$$

Comme ces deux dérivées sont forcément positives, on en déduit que les extrema calculés en $(R_{e_n}, \phi_{\max,n+1})$ et en $(R_{e_{n+1}}, \phi_{\max,n+1})$ sur les espaces restreints à $R_{e,n}$ fixé et à ϕ_{0n+1} fixé sont biens des minima. On peut en déduire que pour toutes les valeurs de n , $f(R_{e_{n+1}}, \phi_{\max,n+1}) < f(R_{e_n}, \phi_{\max,n})$ et donc que la suite $f(R_{e_n}, \phi_{\max,n})$ est monotone décroissante bornée, puisque positive. Il en résulte que la suite ainsi créée converge vers un minimum de f .

Nous n'avons pas ici clairement démontré que la convergence vers un minimum de f entraîne la convergence de la suite $(R_{e_n}, \phi_{\max,n})$, toutefois l'utilisation de cette méthode a montré que pour les calculs effectués dans le cadre de cette étude, la suite $(R_{e_n}, \phi_{\max,n})$ était monotone selon $R_{e,n}$ et selon $\phi_{\max,n}$ et convergeait. Cette constatation empirique a été à l'origine de la définition de la condition d'arrêt du calcul. En effet, s'il est possible de créer deux suites indépendantes $(R_{e,n}, \phi_{\max,n})_1$ et $(R_{e,n}, \phi_{\max,n})_2$ de telle façon que l'une soit croissante et l'autre décroissante et qu'elles convergent toutes les deux vers un même couple de valeur (R_e, ϕ_{\max}) , alors ces deux suites encadrent le couple recherché : $R_{e_{n1}} < R_e < R_{e_{n2}}$ et $\phi_{\max,n1} < \phi_{\max} < \phi_{\max,n2}$. On peut définir la condition d'arrêt selon la largeur de l'encadrement que l'on veut sur R_e et ϕ_{\max} , $|R_{e_{n1}} - R_{e_{n2}}| < \epsilon_1$ et $|\phi_{\max,n1} - \phi_{\max,n2}| < \epsilon_2$. De telles suites peuvent être créées en s'assurant que les valeurs initiales $R_{e,0}$ de chacune de ces suites encadrent les valeurs des résistances équivalentes vers lesquelles les suites vont pouvoir converger. Dans la pratique, nous avons choisi de prendre pour $R_{e,0}$ les valeurs de $10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ et $10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$.

La figure 3-23 montre un exemple de comparaison entre la simulation et la mesure pour les valeurs optimales de R_e et ϕ_{\max} calculées par cette méthode.

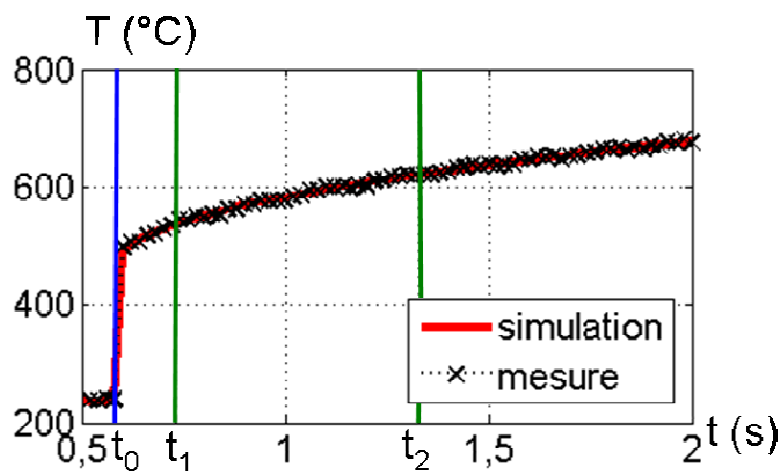


Figure 3-23 : Comparaison de la mesure de température et de la simulation après détermination de la résistance équivalente durant la période de chauffage, mesure 152302, $R_e = 6,2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, $\phi_{\max} = 3,7 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$.

3.3.2 Détermination de la résistance équivalente durant la période de relaxation

La figure 3-24 montre l'intervalle $[t_4, t_5]$ de temps choisi pour déterminer la résistance équivalente lors de la relaxation de la tuile consécutive à l'arrêt du flux incident. Le nombre de points de mesure après la coupure du flux est souvent petit, nous avons donc essayé d'utiliser le maximum de points de mesure pour limiter l'influence du bruit sur l'incertitude. Le temps t_4 est séparé de 0,07 s de l'arrêt du flux pour maximiser le nombre de points de mesure utilisés. t_5 est pris au dernier temps de la mesure. Le nombre de points sur lequel est fait ce calcul varie entre 10 et 20 selon la mesure considérée.

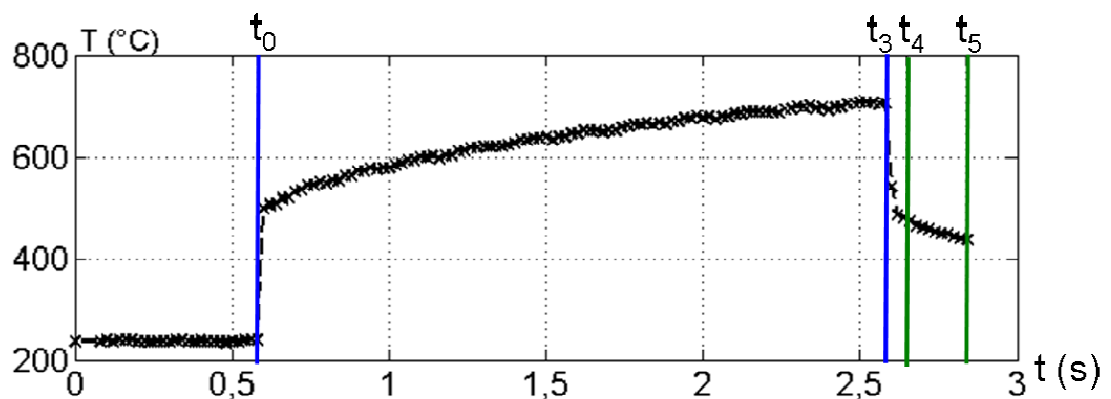


Figure 3-24 : Mesure de température 152302. Choix des temps pour déterminer la résistance équivalente en utilisant la relaxation : $t_4 = 2.65\text{s}$, $t_5 = 2.85\text{s}$.

On a observé sur la figure 3-21 que la température de surface est indépendante de la valeur de la résistance équivalente pendant le refroidissement de la tuile. Il est alors possible de déterminer ce flux indépendamment de la résistance équivalente. On calcule ϕ_{\max} à partir de

l'égalité $\frac{\partial f}{\partial \phi_{\max}}(\phi_{\max}) = 0$ dont on déduit la relation

$$\phi_{\max} = \frac{\sum_{i \in [t4, t5]} 2 \cdot (\Delta T_{\text{mesure}}(i) \cdot \beta_{\phi}(i) - \alpha_{\phi}(i) \cdot \beta_{\phi}(i))}{\sum_{i \in [t4, t5]} 2 \cdot \beta_{\phi}(i)^2} \quad (3-21)$$

Avec $\alpha_{\phi} = -\phi_{\text{ray}} \times \mathbf{M}'$ et $\beta_{\phi} = \mathbf{M}' \times \mathbf{g}$. (cf. annexe A.3.4)

Une fois le flux ϕ_{\max} déterminé, il est possible d'introduire cette valeur dans le calcul de la température de surface. En particulier sur la période de temps comprise entre t_0 et t_3 , la température simulée n'est plus fonction que de la résistance équivalente. La résistance équivalente est déterminée à partir de la relation (3-20) pour un flux connu.

$$R_e = \frac{\sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot (\Delta T_{\text{mesure}}(i) \cdot \beta_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max}) - \alpha_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max}) \cdot \beta_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max}))}{\sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot \beta_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max})^2} \quad (3-22)$$

où $\alpha_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max}) = \mathbf{M}' \times (\phi_{\max} \cdot \mathbf{g} - \phi_{\text{ray}})$ et $\beta_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max}) = (\phi_{\max} \cdot \mathbf{g} - \phi_{\text{ray}})$.

La figure 3-25 montre la comparaison entre la simulation et la mesure pour les valeurs optimales de résistance équivalente et du flux maximum calculées à partir de la relaxation de la tuile.

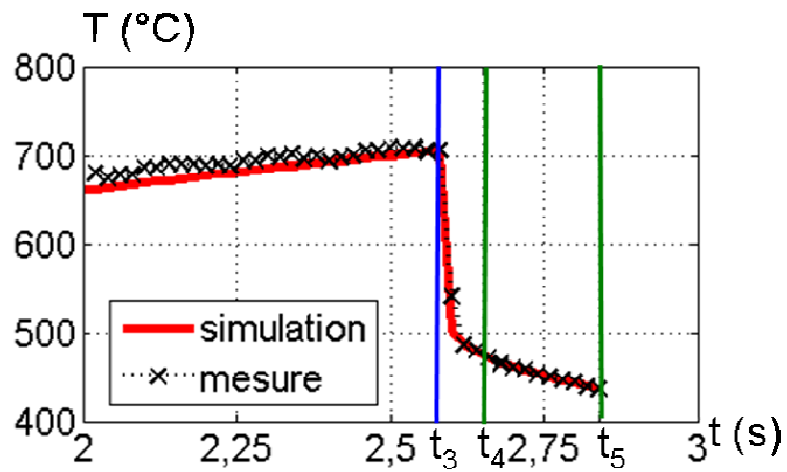


Figure 3-25 : Comparaison de la mesure de température et de la simulation après détermination de la résistance équivalente sur la relaxation, mesure 152302, $R_e = 5,2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, $\phi_{\max} = 4,23 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$.

3.4 Résultats

Les méthodes de détermination de la résistance équivalente ont été appliquées à plusieurs mesures de l'expérience sur le banc d'essai. Le tableau 3-26 suivant récapitule les mesures utilisées pour tester ces deux méthodes. Il y a 11 mesures sur la tuile 4 et 12 mesures sur la tuile 7.

N°expérience	tuile	flux maximum (MW/m ²)	durée	T ₀ (°C)	résolution temporelle
151851	4	4,97	2s	195	0,06s
151852	4	5,58	3 x 2s	190	0,1s
151853	4	5,46	3 x 2s	242	0,1s
151854	4	5,46	3 x 2s	195	0,1s
151970	4	4,94	3 x 2s	390	0,1s
151971	4	4,64	3 x 2s	395	0,1s
151999	4	6,32	3 x 2s	205	0,1s
152000	4	6,41 (max)	3 x 2s	250	0,08s
152001	4	6,28	3 x 2s	315	0,08s
152002	4	5,78	3 x 2s	400	0,08s
152003	4	5,99	3 x 2s	366	0,08s
152300	7	4,92	2s	190	0,02s
152301	7	5,01	2s	160	0,02s
152302	7	4,76	2s	230	0,02s
152304	7	4,76	3 x 2s	290	0,02s
152305	7	4,46	3 x 2s	290	0,02s
152306	7	4,87	3 x 2s	390	0,02s
152307	7	4,87	3 x 2s	425	0,02s
152308	7	4,66	3 x 2s	455	0,02s
152309	7	4,41 (min)	3 x 2s	475	0,02s
152444	7	5,77	0,5s	267	0,02s
152445	7	4,92	0,5s	265	0,02s
152448	7	5,31	3 x 2s	392	0,04s

Tableau 3-26 : Récapitulatif des mesures utilisées pour tester la méthode de détermination de la résistance équivalente.

Toutes ces mesures ont été effectuées avec des flux appliqués de l'ordre de 5 MW/m² pendant des créneaux de 2 secondes, répétés de une à trois fois. Pour chacune de ces mesures, nous avons une image de la température de surface telle que celle représentée sur la figure 3-27.

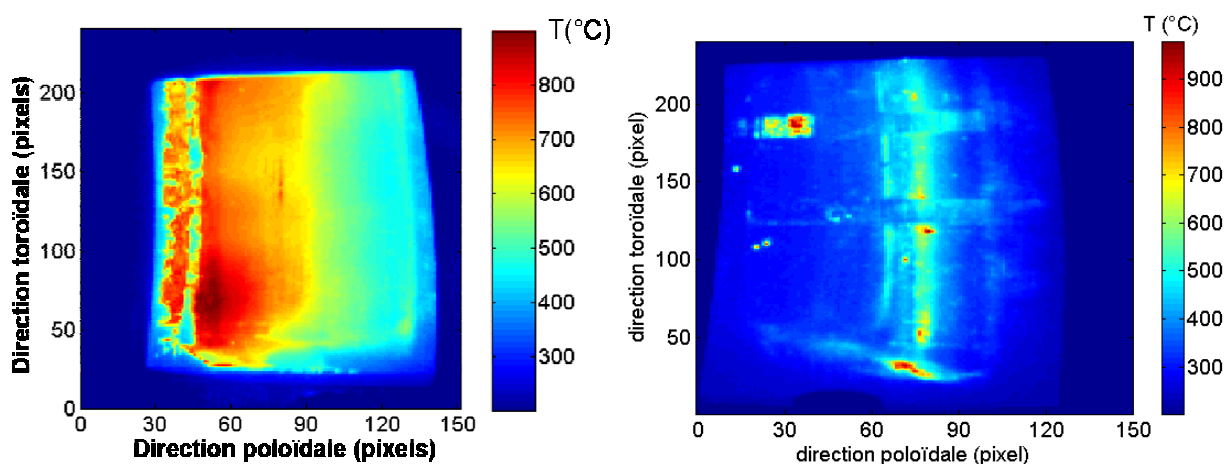


Figure 3-27 : mesure de température sur la tuile 4 (à gauche, mesure 151854 à t=2.5 secondes), et sur la tuile 7 (à droite, mesure 152302 à t=2.5 secondes).

A chaque pixel de ces images infrarouges correspond une mesure de température en fonction du temps qui peut être utilisée pour déterminer la résistance équivalente au point de la tuile observée. Le calcul de la résistance équivalente a été appliqué sur chacune de ces mesures par les deux méthodes proposées au paragraphe précédent. Les paramètres d'entrée du calcul sont l'épaisseur e de la tuile au point considéré, le profil temporel du flux $g(t)$ et les intervalles, définis par les instants t_0 , t_1 , t_2 , t_3 , t_4 et t_5 , sur lesquels le calcul est appliqué. Les sorties de ces calculs sont deux matrices donnant pour chaque pixel de l'image infrarouge une valeur de résistance équivalente R_e et une valeur du flux ϕ_{\max} (cf. figure 3-28 et figure 3-29).

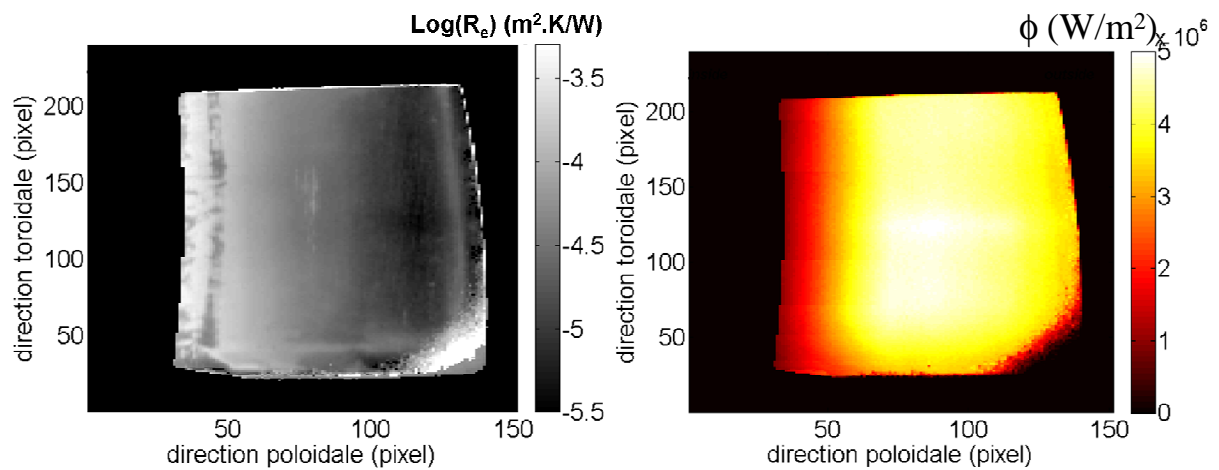


Figure 3-28 : Répartitions de la résistance équivalente et du flux calculées pendant la période de chauffage sur la tuile 4 (mesure 151854).

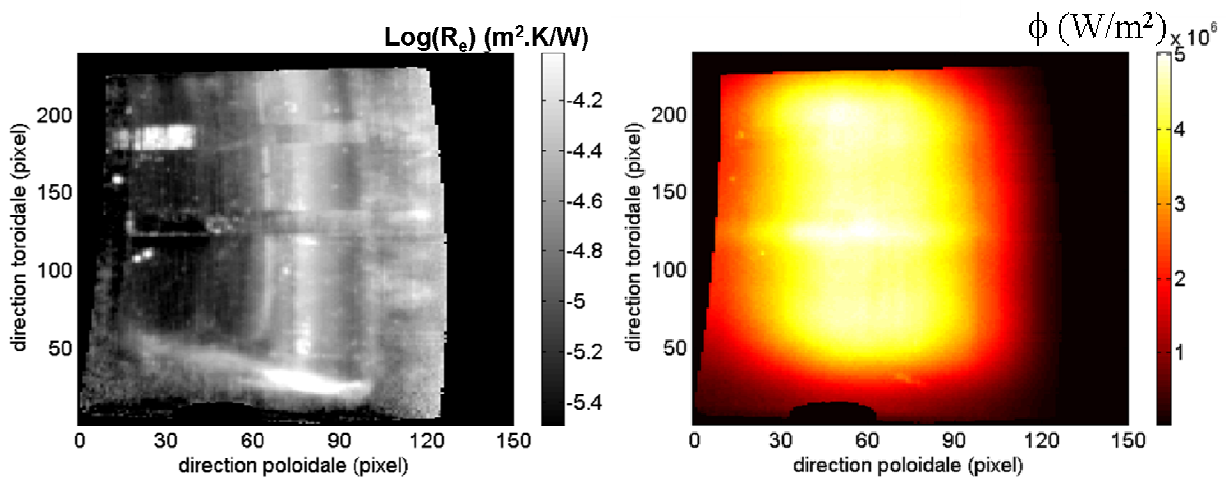


Figure 3-29 : Répartitions surfaciques du dépôt et du flux sur la tuile 7 calculées en utilisant la méthode sur la période de chauffage (mesure 152302).

3.4.1 Comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes de détermination de la résistance équivalente

La détermination de la résistance équivalente est réalisée à partir des mesures de température sur deux périodes de temps disjointes. La figure 3-30 montre la comparaison des résistances équivalentes calculées par chacune des méthodes sur les tuiles 4 et 7. Les barres d'erreur montrées sur la figure 3-30 sont calculées pour la résistance équivalente déterminée sur la période de chauffage. Le calcul des barres d'erreur associées à la détermination de la résistance équivalente a été présenté en détail dans une note de travail (cf. [DAV07]). Pour calculer ces barres d'erreur, la température de surface des composants lors des expériences a été simulée en utilisant un modèle tridimensionnel non-linéaire du composant avec une couche de dépôt à sa surface. Un flux a été appliqué pour ces simulations avec un profil spatial semblable à celui représenté sur la figure 3-3 et pour des valeurs du maximum de flux compris entre 0,5 et 15 MW/m². Le calcul a été effectué pour plusieurs valeurs de la résistance équivalente comprises entre $5 \cdot 10^{-6}$ et 10^{-4} m².K/W. Un bruit a été ajouté à ces mesures de température. La détermination de la résistance équivalente a ensuite été appliquée à ces températures en ajoutant une incertitude sur certains paramètres du calcul comme la température initiale T_0 , l'épaisseur de la tuile e , le temps initial d'application du flux t_0 . L'incertitude sur la résistance équivalente a été déduite de ces résultats en considérant que cette incertitude était égale au maximum de la différence entre la résistance appliquée aux simulations et la résistance déterminée. On a observé que cette incertitude est fonction de la position sur la tuile, de l'amplitude du flux appliqué et de l'ordre de grandeur de la résistance équivalente appliquée.

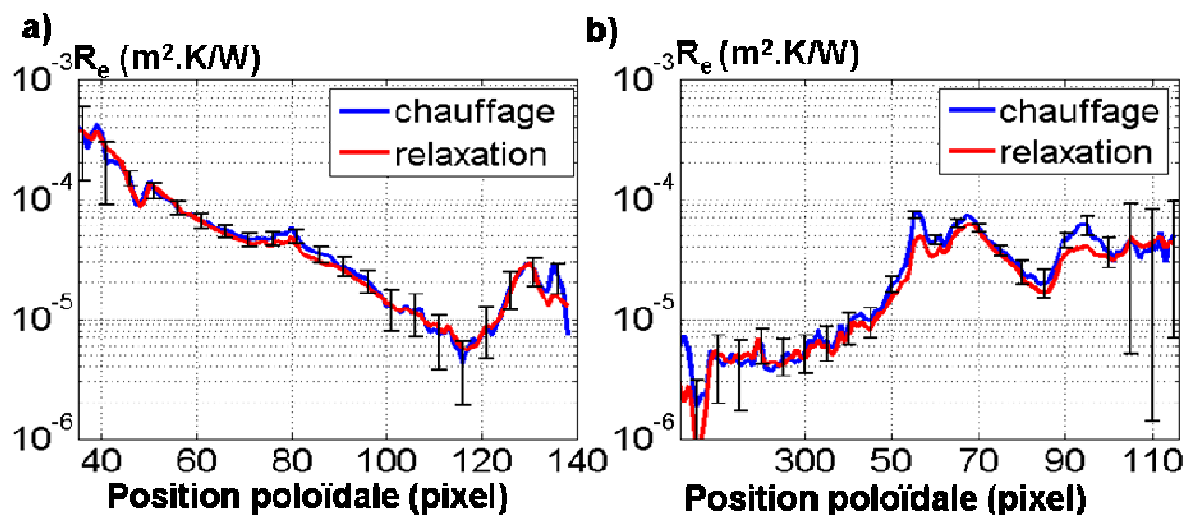


Figure 3-30 : Comparaison de la résistance équivalente déterminée pendant l'application du chauffage et pendant la relaxation sur a) la tuile 4 (mesure 151854) et b) la tuile 7 (mesure 152302). Position toroïdale en pixel : 100.

Les résistances équivalentes calculées par les deux méthodes sont sensiblement identiques sur la tuile 4 (cf. figure 3-30 a). En particulier, la différence entre les deux est inférieure à l'erreur sur cette détermination sur la quasi-totalité de la tuile. Cela montre que les résultats pour cette tuile sont équivalents quelle que soit la méthode utilisée. Le profil de flux calculé permet de retrouver la forme du profil du flux qui a été appliqué, c'est-à-dire une forme parabolique (cf. figure 3-31 a).

Malheureusement, les calculs réalisés pour la tuile 7 ne confirment pas ce résultat (cf. figure 3-30 b). Sur cette tuile, les résultats obtenus sur chacune des périodes de temps peuvent être sensiblement différents, en particulier au vu des erreurs sur cette détermination. Cette différence est en particulier importante au niveau des dépôts et des flux les plus élevés (entre les pixels 50 et 70). Sur ces zones, la résistance équivalente calculée sur la période de chauffage est plus élevée que celle calculée sur la période de relaxation. On remarque sur les flux calculés associés (cf. figure 3-31 b) que celui calculé pendant la relaxation présente un profil assez semblable au profil du flux appliqué sur la tuile par l'injecteur de neutre de forme parabolique. Le flux calculé en utilisant la mesure pendant l'application du chauffage diffère de ce profil parabolique sur les zones où le dépôt est le plus important.

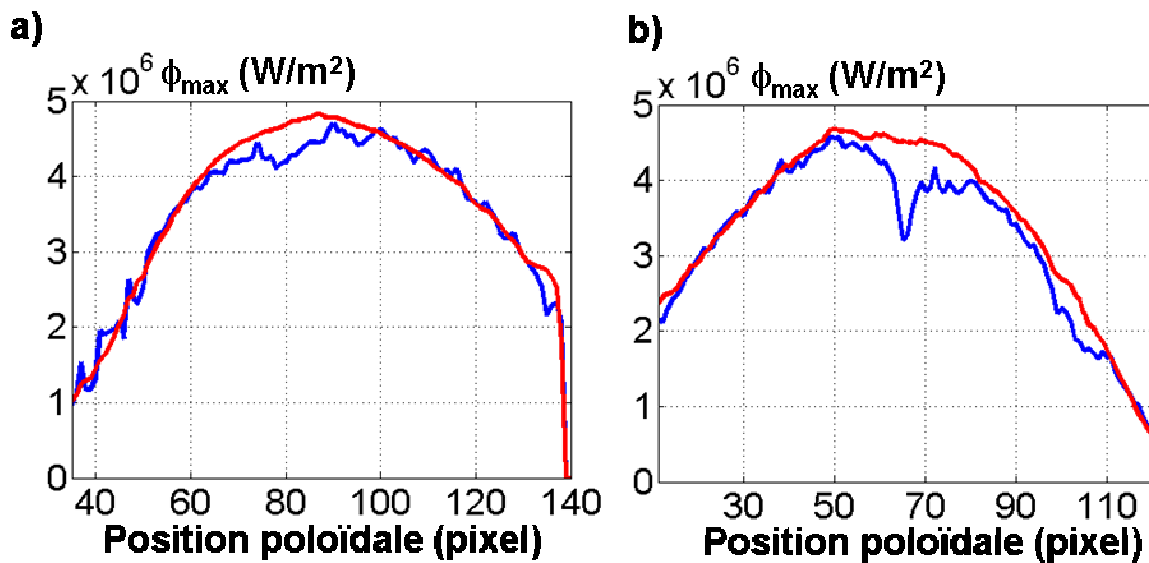


Figure 3-31 : Comparaison des flux déterminés pendant l'application du chauffage et pendant la relaxation sur a) la tuile 4 (mesure 151854) et b) la tuile 7 (mesure 152302), Position toroïdale en pixel : 100.

Malgré les différences observées sur la tuile 7, les résultats sont plutôt satisfaisants. Les deux méthodes permettent de trouver des distributions de la résistance équivalente sur chacune des tuiles assez semblable, au moins en ordre de grandeur. Les bons résultats du profil de flux calculé par la détermination de la résistance équivalente à partir des mesures de température pendant la relaxation nous ont conduits à préférer cette méthode pour la suite de cette étude. Une hypothèse peut être avancée pour expliquer l'erreur observée sur le calcul pendant la montée en température : durant le chauffage, la température du dépôt peut augmenter fortement, de 200 à 600°C, et il est fort possible que la valeur de la résistance équivalente évolue avec cette température.

3.4.2 Distribution surfacique du dépôt à la surface des tuiles

La distribution de la résistance équivalente calculée pour différentes mesures de température sur la tuile 4 est représentée sur la figure 3-33. Chacune de ces mesures a été faite pour des conditions de flux appliqué semblables (créneaux de flux de 2 secondes avec un maximum du flux de l'ordre de 5 MW/m², cf. tableau 3-26). La détermination de la résistance équivalente donne des résultats reproductibles dans la limite des barres d'erreur (cf. [DAV07]). La même remarque peut être faite pour les résultats sur la tuile 7 (cf. figure 3-34).

La répartition du dépôt sur la tuile peut être étudiée selon deux directions privilégiées du tokamak, les directions poloïdales et toroïdales. L'orientation de ces deux directions par rapport aux tuiles est visible sur les images présentées précédemment (cf. les figures 3-31 et 3-32). On considère souvent que le tokamak est axisymétrique. Cette invariance entraîne une symétrie selon la direction toroïdale. La figure 3-32 montre le résultat de la caractérisation sur des profils toroïdaux des tuiles 4 et 7. Cette résistance équivalente varie de 20% sur la tuile 4 et de 30 % sur la tuile 7. Cette variation est faible par rapport aux variations de plusieurs ordres de grandeurs dans la direction poloïdale (cf. les figures 3-34 et 3-38).

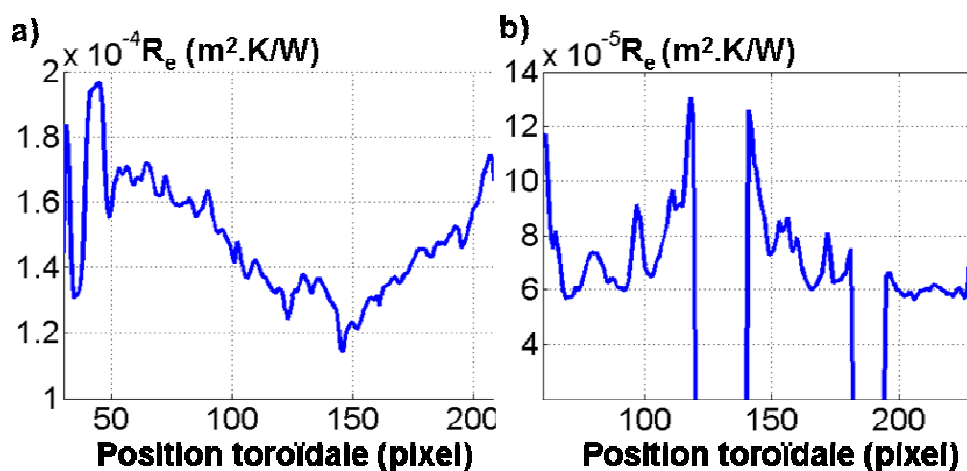


Figure 3-32 : Profils toroïdaux de répartition du dépôt sur la tuile 4 (a, mesure 151854, position poloïdale : 55) et 7 (b, mesure 152302, position poloïdale : 76).

Pour la direction poloïdale, les résultats obtenus sur la tuile 4 montrent une grande hétérogénéité de la résistance équivalente sur cette tuile (cf. figure 3-33). En particulier, la valeur de R_e varie de plusieurs ordres de grandeurs d'un bout à l'autre de la tuile dans la direction poloïdale. Cela correspond à des dépôts très différents. Les dépôts les plus importants se trouvent sur la partie de la tuile orientée vers le centre du tokamak, à gauche sur la figure. Pour ces dépôts, la résistance calculée est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, ce qui implique une élévation de la température de surface de près de $400 \text{ }^\circ\text{C}$ pour un flux de 1 MW/m^2 . A l'opposé, la partie orientée vers l'extérieur du tokamak présente un dépôt dont la résistance équivalente est d'un à deux ordres de grandeur plus faible. Sur cette partie l'élévation de température du dépôt ne sera que de 40°C maximum pour ce même flux.

Pour les valeurs faibles de la résistance équivalente, il est difficile de conclure sur la présence même d'un dépôt. En effet, l'incertitude minimale sur la résistance équivalente est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$. La méthode de détermination de la résistance équivalente ne permet pas de différencier le cas d'une tuile avec ou sans dépôt lorsque la valeur de la résistance équivalente calculée est inférieure à $10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$. Toutefois, on considère qu'une résistance équivalente supérieure à $10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ correspond à un dépôt.

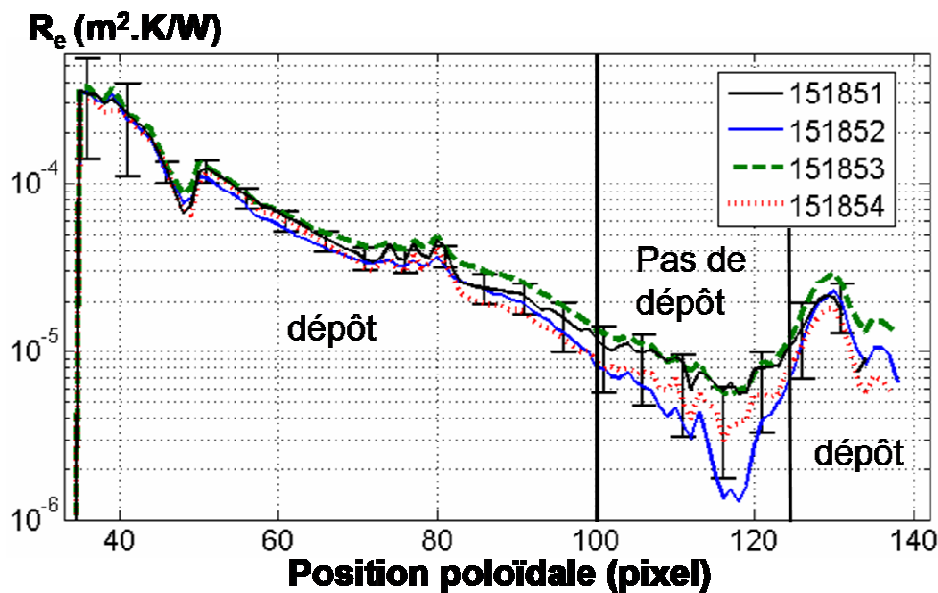


Figure 3-33 : Profils poloïdaux de résistance équivalente sur la tuile 4, position toroïdale : 150.

Les résultats obtenus sur la tuile 7 montrent une répartition différente du dépôt par rapport à la tuile 4. Tout d'abord, la résistance équivalente caractérisant le dépôt de cette tuile est plus faible que celle correspondant à la tuile 4. La résistance équivalente ne dépasse pas $4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ sur cette tuile. Le dépôt est bien moins important que pour la tuile 4. Ce dépôt est limité à la partie de la tuile qui est dirigée vers l'extérieur du tokamak (partie droite de la figure 3-34). On peut même remarquer que la résistance équivalente dans la partie dirigée vers l'intérieur est très faible, inférieure à $7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ et peut correspondre à une zone sans dépôt. La zone libre de dépôt fait approximativement 6,7 cm de largeur sur cette tuile.

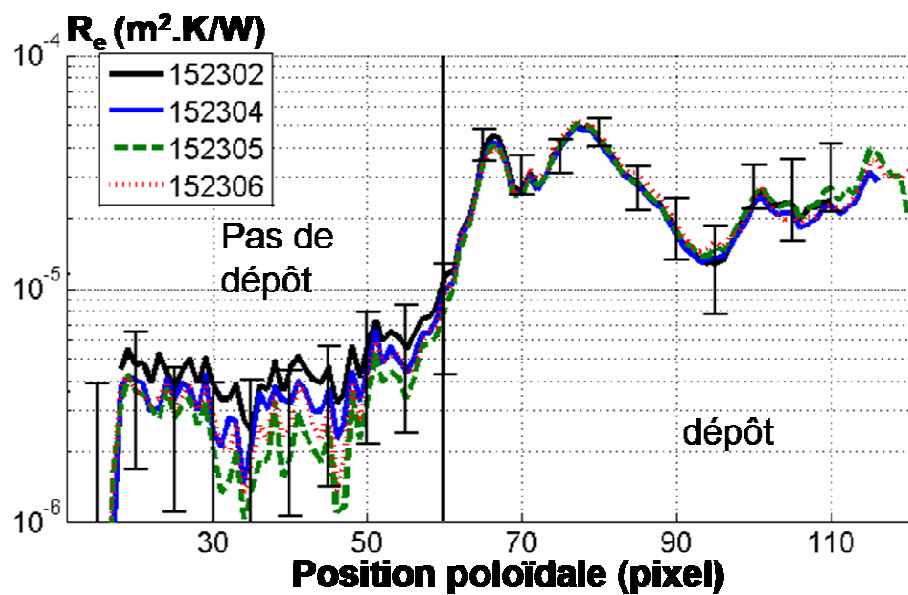


Figure 3-34 : Profils poloïdaux de résistance équivalente sur la tuile 7, position toroïdale : 150.

3.4.3 Evolution des dépôts au cours des expériences

La résistance équivalente n'a été déterminée qu'avec les mesures pour lesquelles le flux de chaleur a été appliqué pendant un temps supérieur à 0,75 seconde. Ces mesures sont présentées dans le tableau 3-26. Toutefois d'autres mesures ont été réalisées pour lesquelles des flux de l'ordre de 50 à 100 MW/m^2 ont été appliqués pendant des temps très brefs, de l'ordre de 17 ms (cf. partie 3.1 sur le dispositif expérimental). Dans ce paragraphe, nous allons comparer les valeurs de résistances équivalentes déterminées avant et après l'application de flux supérieurs à 50 MW/m^2 .

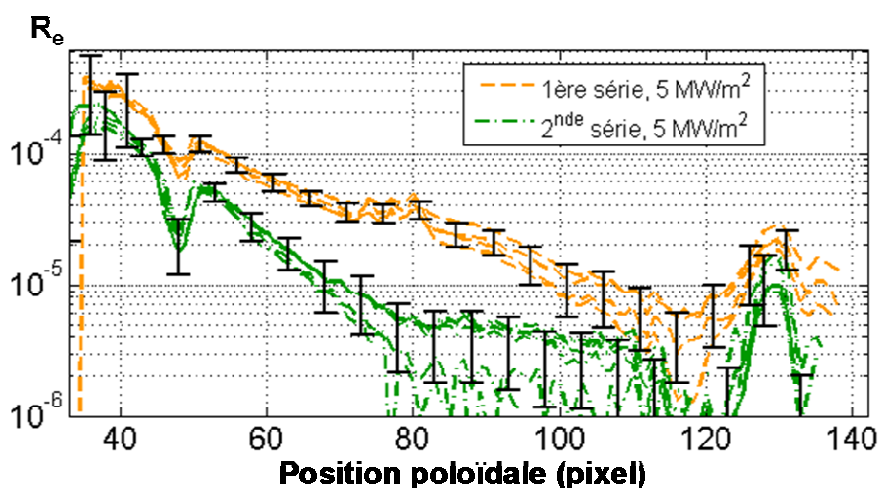


Figure 3-35 : Comparaison des profils poloidaux de dépôts calculés sur deux séries de mesure sur la tuile 4, 1^{ère} série : 151851 à 151854, 2^{ème} série : 151999 à 152003, position toroïdale : 100.

La résistance déterminée pour deux séries de mesures sur la tuile 4 est représentée sur la figure 3-35. Près de 980 MJ/m^2 ont été déposés sur la tuile 4 sous la forme de courtes impulsions à fort flux entre ces deux séries de mesure. Les deux séries de caractérisation de la résistance équivalente sont constituées de mesures successives. La première série correspond aux mesures présentées au paragraphe précédent. On observe encore que les résultats sont reproductibles d'une mesure à l'autre pour une même série. Toutefois, le dépôt a évolué de manière significative entre ces deux séries d'essais. On peut en particulier noter que l'évolution la plus importante correspond à la partie de la tuile qui est soumise au flux de neutre le plus important (autour de la mesure au pixel 80 (cf. figure 3-31 a)). Sur cette zone, la résistance équivalente passe de $3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ à seulement $7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$. Cela correspond au passage d'un dépôt moyen mais suffisamment important pour avoir une influence sur la température de surface, à un dépôt dont l'effet est négligeable.

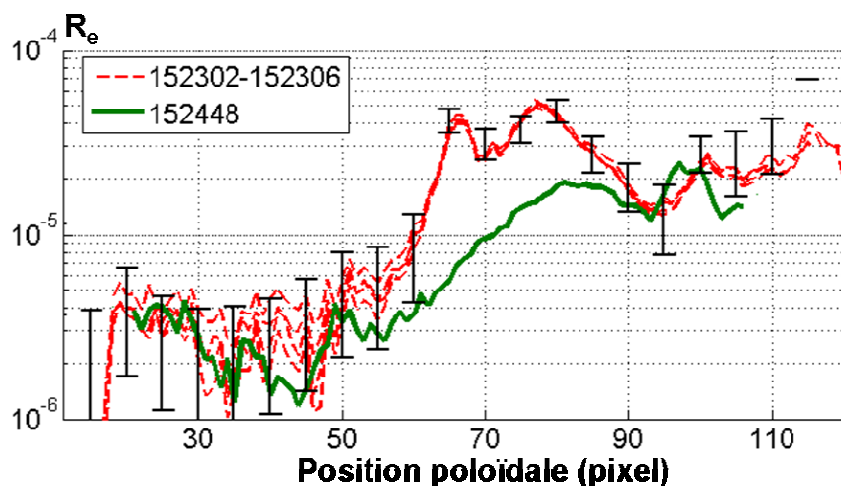


Figure 3-36 : Comparaison des profils poloïdaux de dépôts calculés sur plusieurs mesures sur la tuile 7, position toroïdale : 100.

La résistance déterminée pour différentes mesures sur la tuile 7 est représentée sur la figure 3-36. La série des quatre mesures 152302, 152304, 152305 et 152306, déjà présentée dans la partie précédente, est représentée en rouge sur cette figure. La remarque a déjà été faite que pour ces quatre mesures successives, la répartition de la résistance équivalente est sensiblement la même. La mesure 152448 a été réalisée après l'application sur la tuile de flux supérieurs à 50 MW/m². L'énergie déposée sur la tuile entre les mesures 152306 et 152448 est de 732 MJ/m² environ. Les résultats sur la tuile 7 montrent un comportement similaire à celui sur la tuile 4. La résistance équivalente, et donc le dépôt qu'elle représente, a fortement évolué sur la zone qui est exposée au flux maximal.

La détermination de la résistance équivalente a permis d'observer son évolution à la suite d'une transformation du dépôt par l'application de flux importants. Elle permet en particulier de caractériser quantitativement cette évolution et son influence sur la mesure de température de surface. Quelques pistes d'explications peuvent être données sur les raisons de cette évolution de la couche de dépôt sous l'effet des flux importants. Il est peu vraisemblable que cette transformation de la couche soit due à l'érosion du carbone. En effet, l'énergie des particules du faisceau de neutre est comprise entre 100 et 130 keV, or le taux d'érosion du carbone à ce niveau d'énergie est très faible, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ (cf. [STA00] p119). Cela correspond à une érosion de quelques angströms érodés entre le choc 151854 et 151999. Lors des expériences à fort flux, le dépôt atteint des températures de l'ordre de 2000°C. La sublimation du carbone à cette température est assez faible et ne permet pas d'expliquer une évolution aussi importante du dépôt

que celle observée ici. Cette remarque est particulièrement vraie au regard du temps que le dépôt passe à cette température, 10 secondes environ cumulées sur la totalité des expériences à plus de 50 MW/m² pour la tuile 4. Les causes les plus vraisemblables de la transformation du dépôt sont les phénomènes de graphitisation du carbone et le dégazage de l'hydrogène qui a été piégé dans le dépôt pendant sa formation. Ces deux phénomènes se produisent à des températures de l'ordre de 2000°C et conduisent à une amélioration de la conductivité du dépôt, ce qui correspond à la diminution de la résistance équivalente que l'on observe.

3.4.4 Application des résultats au calcul de flux durant les mesures à forte puissance

La résistance équivalente déterminée précédemment peut être utilisée dans le calcul de flux comme une grandeur d'entrée. En particulier, son application a été testée pour analyser les expériences où des flux supérieurs à 25 MW/m² ont été appliqués pendant des temps courts. Les flux sont calculés à partir des mesures de température infrarouge. Le calcul est basé sur le même modèle thermique linéaire et monodimensionnel de la tuile et du dépôt qui a été présenté dans ce chapitre. Ce modèle thermique a permis d'exprimer la température de surface en fonction du flux appliqué par l'injecteur de neutres à l'aide des relations (3-15) et (3-16). Cette relation peut être inversée pour exprimer le flux en fonction de la température de surface et de la résistance équivalente :

$$\phi_{\text{neutre}} = \phi_{\text{ray}} + (\mathbf{M} + R_e \cdot \mathbf{I}_d)^{-1} \Delta \mathbf{T}_s \quad (3-23)$$

Ce calcul matriciel est la forme discrétisée d'une déconvolution de la température de surface par la réponse indicielle de la tuile (cf. [KOR61], [EYK74]).

Ce calcul de flux a été appliqué aux mesures de température obtenues par thermographie durant l'expérience 151845. Durant cette expérience, l'injecteur de neutres a appliqué neuf impulsions de 17ms à la tuile 4. Le flux maximal qui a été appliqué est de 48.5 MW/m². La figure 3-37 montre un exemple de mesure de température au cours du temps. Comme le calcul est monodimensionnel, il est possible de l'appliquer en chaque pixel de l'image infrarouge, correspondant chacun à un point de mesure. La valeur de la résistance équivalente utilisée a été

déduite des résultats de l'expérience 151851. La résistance équivalente change en fonction du pixel utilisé et donc de la position sur la tuile en accord avec les résultats précédents.

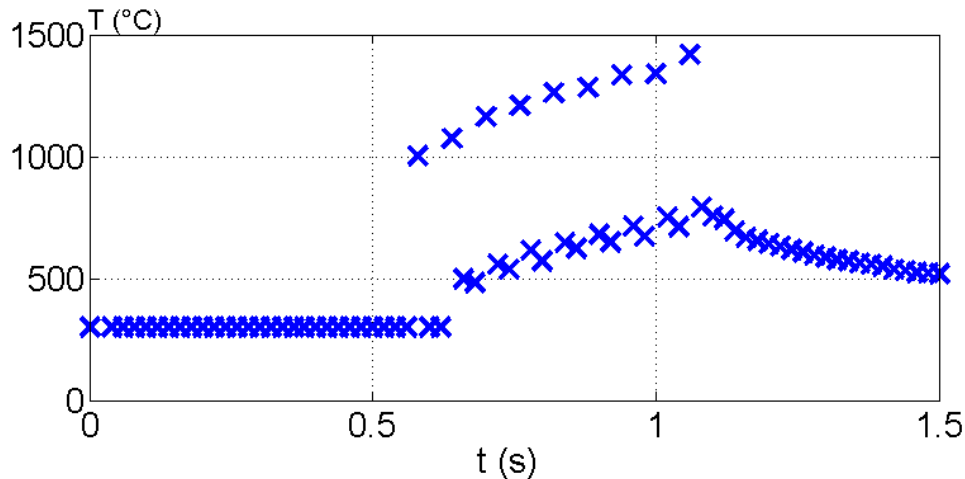


Figure 3-37 : Mesure de température sur une expérience à flux élevé, mesure 151845, tuile 4, position toroïdale : 150, position poloïdale 75.

La figure 3-38 a) montre le résultat de ce calcul sur la température représentée sur la figure 3-37. La durée des impulsions est légèrement plus courte que le temps entre deux mesures, 17 ms pour les impulsions contre 20 ms entre deux mesures, il n'est pas possible de les résoudre temporellement. Toutefois, on remarque que les flux calculés en ce point sont très proches de ceux attendus, 45 MW/m² au lieu de 48 MW/m². Un flux négatif important apparaît après la première impulsion. Ce flux négatif n'a aucune réalité physique et est dû à une erreur de mesure de la température sur cette période qui tend à sous-estimer la température lorsque la température est trop basse. La figure 3-38 b) montre la comparaison du profil de flux calculé avec le flux appliqué. La différence maximale qui est observée sur la tuile est de l'ordre de 20%. Toutefois, il est nécessaire de comparer cette erreur avec celle que l'on commet lorsque l'on ne prend pas en compte la résistance équivalente ou bien une valeur moyenne sur la tuile. Par exemple, la figure 3-38 b) montre le profil de flux calculé si on néglige la résistance équivalente. L'erreur peut alors atteindre plusieurs fois l'ordre de grandeur du flux calculé.

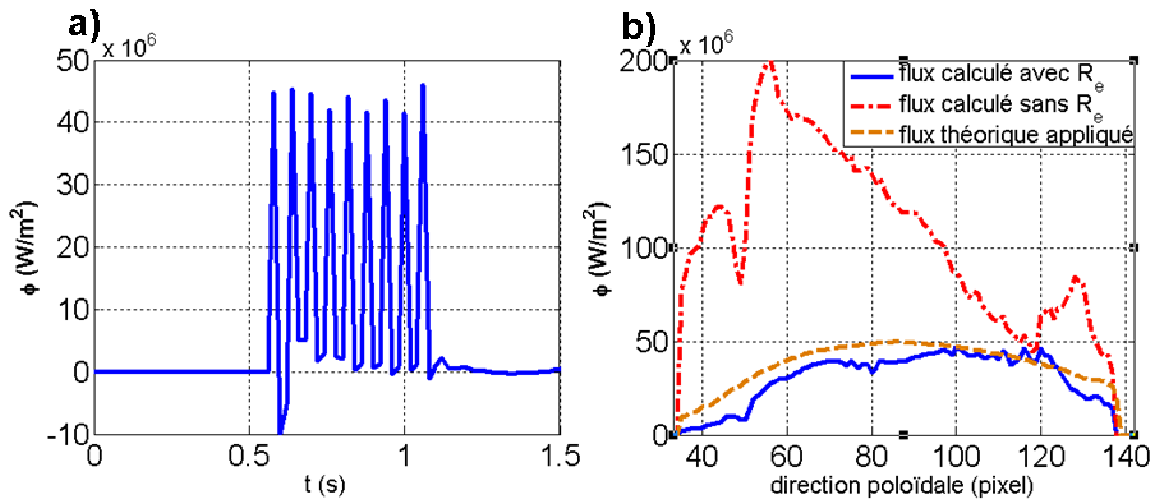


Figure 3-38 : Flux calculé sur la mesure 151845 à partir de la mesure de température de surface a) en fonction du temps (position poloidale : 75) et b) selon un profil poloidal (position toroidale : 150, à l'instant 0,59 s).

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le développement d'une méthode de caractérisation du comportement thermique des dépôts de carbone à partir de mesures de température par thermographie infrarouge, semblables à celles effectuées dans un tokamak. Une grandeur caractéristique du dépôt, la résistance équivalente, a été identifiée par comparaison entre la mesure de température et une simulation réalisée avec un modèle monodimensionnel et linéaire de la tuile. Cette caractérisation de la résistance équivalente a été appliquée à des expériences effectuées en laboratoire, hors du tokamak, sur des composants face au plasma présentant des dépôts. Elle a permis de déterminer la répartition spatiale des dépôts sur les tuiles et de comparer quantitativement leur influence entre les parties intérieure et extérieure du divertor. En particulier, nous avons montré que la prise en compte de la résistance équivalente dans un modèle de composant permet une meilleure détermination des flux incidents. L'évolution des dépôts à la suite de l'application de flux importants à la surface de la tuile a aussi été observée quantitativement à travers les résistances équivalentes calculées.

Annexe 3.1 : propriétés thermiques des du CFC Dunlop

Température (°C)	$\lambda_T //$ aux fibres (W/m.K)	$\lambda_T \perp$ aux fibres (W/m.K)	C_{pT} (J/kg.K)
20	318	77	695
100	286	69	900
200	255	59	1173
300	227	52	1364
400	202	46	1486
500	182	41	1587
600	166	37	1677
700	153	35	1740
800	141	32	1788
900	131	28	1841
1000	123	27	1871
1100	114	24	1904
1200	108	23	1936
1300	101	22	1958
1400	95	22	1969
1500	91	22	1991
1600	86	19	1996
1700	82	18	2013
1800	78	18	2018
1900	76	17	2021
2000	73	17	2029

Tableau A.3.1 : Conductivité thermique et chaleur spécifique du CFC Dunlop (cf. [DUM04], [GAU04])

Annexe 3.2 : schéma de la tuile 4 du diverteur MKIIa

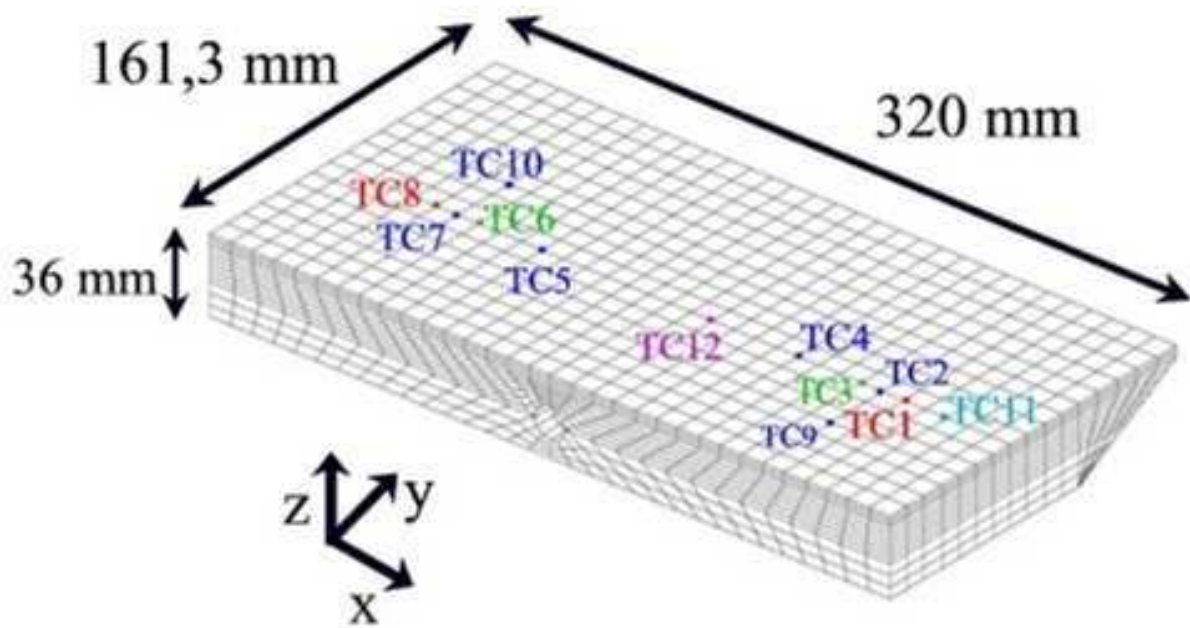


Figure A.3.2.1 : Schéma de la tuile 4 du diverteur MKIIA du JET (cf. [DUM04]) et position des 12 thermocouples.

La conductivité est plus élevée selon les directions X et Z que selon la direction Y.

Annexe 3.3 : calcul de la température sur un dépôt décrit par quatre paramètres.

Le calcul de la température utilisé lors de la partie 3.2.2.2 pour étudier l'influence des différents paramètres du dépôt est basé sur un modèle monodimensionnel et linéaire. Le système d'équations (A.3.3.1) décrit l'évolution de la température dans la tuile. Pour cette simulation, le dépôt est modélisé par une couche uniforme de carbone décrite par ses propriétés thermiques, conductivité λ_d , diffusivité a_d , et son épaisseur e_d . Cette couche est reliée à la tuile par une interface représentée par une résistance thermique de contact R_{tc} . Le système d'équation lié à la couche de dépôt est

$$\frac{1}{a_d} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial z^2},$$

$$\phi(t, e_d) = -\lambda_d \frac{\partial T(t, e_d)}{\partial z} = \phi_{inc}(t).$$

(A.3.3.1)

Pour l'interface le système revient à écrire

$$T(t, 0^+) - T(t, 0^-) = R_{tc} \cdot \phi(t, 0),$$

$$\phi(t, 0^+) = -\lambda_d \frac{\partial T(t, 0^+)}{\partial z} = -\lambda \frac{\partial T(t, 0^-)}{\partial z} = \phi(t, 0^-)$$

(A.3.3.2)

Comme dans le cas de la résolution du modèle de dépôt à un seul paramètre de la partie 3.2.3, la résolution du système d'équation linéaire de la chaleur se fait par l'utilisation de l'intégrale de Duhamel. Le formalisme des quadripôles thermiques a été utilisé pour déterminer la relation entre le flux appliqué sur le dépôt et la température ([MAI00]). Ce formalisme

permet, dans l'espace de Laplace, de relier facilement entre eux les flux et températures sur les bords d'un milieu uniforme. On représente ce milieu sous la forme d'un quadripôle :

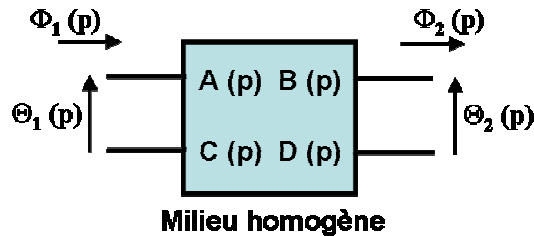


Figure A.3.3.1 : Représentation d'un quadripôle thermique.

$$\begin{bmatrix} \Theta_1(p) \\ \Phi_1(p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A(p) & B(p) \\ C(p) & D(p) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \Theta_2(p) \\ \Phi_2(p) \end{bmatrix} \quad (\text{A.3.3.3})$$

Θ_1 et Θ_2 sont les transformées de Laplace des températures d'entrée et de sortie du milieu homogène.

Φ_1 et Φ_2 sont les transformées de Laplace des flux surfaciques d'entrée et de sortie de ce même milieu.

Le milieu lui-même est modélisé à travers les quatre fonctions de transfert A, B, C et D.

La représentation du système d'équation (3.1), (A.3.3.1) et (A.3.3.2) sous forme de quadripôles est montrée sur la figure A.3.3.2.

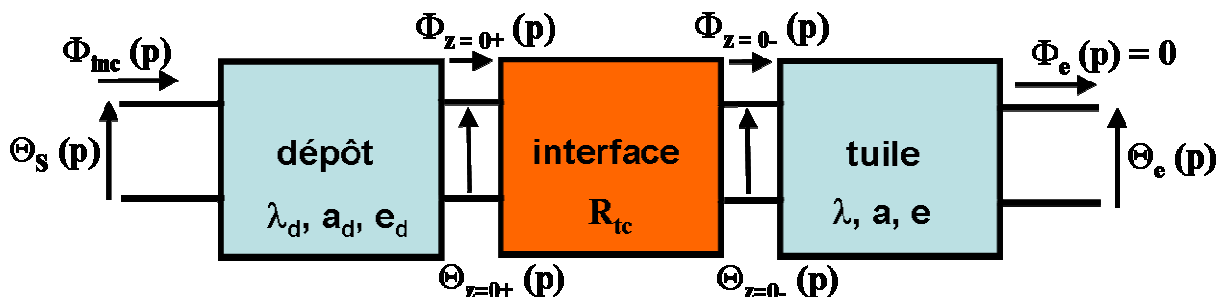


Figure A.3.3.2 : Représentation du système sous forme de quadripôles.

La transformée du système d'équation A.3.2.2 dans l'espace de Laplace donne immédiatement $A_{\text{interface}}=D_{\text{interface}}=1$, $C_{\text{interface}}=0$ et $B_{\text{interface}}=R_{tc}$ pour le dépôt.

La résolution du système d'équation dans l'espace de Laplace ([MAI00], [GAR08]) d'un milieu d'épaisseur finie e homogène, de conductivité λ et de diffusivité a donne pour la tuile les expressions

$$A_t = D_t = \cosh(\sqrt{p/a} e), \quad C_t = \lambda \sqrt{p/a} \sinh(\sqrt{p/a} e), \quad B_t = \sqrt{a} / \lambda \sqrt{p} \sinh(\sqrt{p/a} e). \quad (\text{A.3.3.4})$$

Le même résultat est utilisable pour la couche de dépôt en remplaçant e , λ et a par e_d , λ_d et a_d . La multiplication des matrices de transfert pour le dépôt et pour la tuile permet de calculer la relation entre la température de surface et le flux incident

$$\Theta_s(p) = \frac{\left(A_d(p) \left(\frac{A_t(p)}{C_t(p)} + R_{tc} \right) + B_d(p) \right)}{\left(C_d(p) \left(\frac{A_t(p)}{C_t(p)} + R_{tc} \right) + D_d(p) \right)} \cdot \Phi_{inc}(p) \quad (\text{A.3.3.5})$$

soit

$$\Theta_s(p) = \frac{\left(\cosh(\sqrt{p/a_d} e_d) \left(\frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\lambda \sqrt{p/a} \sinh(\sqrt{p/a} e)} + R_{tc} \right) + \sqrt{a_d} / \lambda_d \sqrt{p} \sinh(\sqrt{p/a_d} e_d) \right)}{\left(\lambda_d \sqrt{p/a_d} \sinh(\sqrt{p/a_d} e_d) \left(\frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\lambda \sqrt{p/a} \sinh(\sqrt{p/a} e)} + R_{tc} \right) + \cosh(\sqrt{p/a_d} e_d) \right)} \cdot \Phi_{inc}(p) \quad (\text{A.3.3.6})$$

On peut faire apparaître les quatre grandeurs représentatives du comportement du dépôt, la résistance équivalente R_e , le temps caractéristique τ_d , le terme capacitif E_d et l'épaisseur e_d .

$$\Theta_s(p) = \frac{\left(\cosh(\sqrt{\tau_d p}) \left(\frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\lambda \sqrt{p/a} \sinh(\sqrt{p/a} e)} + R_e - \frac{\tau_d}{E_d} \right) + \frac{\sqrt{\tau_d}}{E_d \sqrt{p}} \sinh(\sqrt{\tau_d p}) \right)}{\left(E_d \sqrt{\frac{p}{\tau_d}} \sinh(\sqrt{\tau_d p}) \left(\frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\lambda \sqrt{p/a} \sinh(\sqrt{p/a} e)} + R_e - \frac{\tau_d}{E_d} \right) + \cosh(\sqrt{\tau_d p}) \right)} \cdot \Phi_{inc}(p) \quad (\text{A.3.3.7})$$

L'épaisseur du dépôt n'apparaît plus dans cette expression, seul trois paramètres sont nécessaires à déterminer le comportement du dépôt à un flux donné.

Pour calculer la réponse indicielle $u(t)$ de la tuile, le flux incident doit être la fonction de Heaviside, dont la transformée de Fourier donne $\Phi_{inc}(p) = \frac{1}{p}$. Il en résulte que la réponse indicielle $u(t)$ dans l'espace temporelle est donnée, pour $t > 0$ par la relation

$$u(t) = L^{-1} \left(\frac{\left(\cosh(\sqrt{\tau_d p}) \left(\frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\lambda \sqrt{p/a} \sinh(\sqrt{p/a} e)} + R_e - \frac{\tau_d}{E_d} \right) + \frac{\sqrt{\tau_d}}{E_d \sqrt{p}} \sinh(\sqrt{\tau_d p}) \right)}{\left(E_d \sqrt{\frac{p}{\tau_d}} \sinh(\sqrt{\tau_d p}) \left(\frac{\cosh(\sqrt{p/a} e)}{\lambda \sqrt{p/a} \sinh(\sqrt{p/a} e)} + R_e - \frac{\tau_d}{E_d} \right) + \cosh(\sqrt{\tau_d p}) \right)} \cdot \frac{1}{p} \right) \quad (\text{A.3.3.8})$$

La transformée de Laplace inverse est effectuée à l'aide de la méthode numérique de Gaver-Stehfest. On utilise ensuite cette réponse indicielle pour calculer la température en fonction du temps en utilisant l'expression

$$T_S(t) = T_0 + \int_0^t \Phi_{inc}(t') \frac{\partial u(t-t')}{\partial t} dt' = T_0 + \int_0^t \Phi_{inc}(t') du(t-t') \quad (\text{A.3.3.9})$$

qui est déduite du théorème de Duhamel (cf. [C&J59], [BEC85]).

Annexe 3.4 : calcul de la relation de récurrence pour la détermination de la résistance équivalente

1. Sur la période de chauffage :

Nous allons montrer ici comment ont été calculées les relations de récurrence (3-19) et (3-20) qui permettent de déterminer le couple (R_e, ϕ_{\max}) qui minimise la fonction objectif f (cf. équation (3-18)) sur la période de chauffage.

La suite est définie par une relation de récurrence en alternant les directions selon lesquelles on cherche le minimum. On calcule successivement des minima de f à R_e fixée, puis à ϕ_{\max} fixé. Soit $(R_{e,n}, \phi_{\max,n})$ le n ème couple de la suite, le couple suivant sera défini par les relations :

- $\phi_{\max,n+1}$ vérifie $\frac{\partial f}{\partial \phi_{\max}}(R_{e,n}, \phi_{\max,n+1}) = 0$ avec $R_{e,n}$ fixée.
- $R_{e,n+1}$ vérifie $\frac{\partial f}{\partial h}(R_{e,n+1}, \phi_{\max,n+1}) = 0$ avec $\phi_{\max,n+1}$ fixé.

De manière générale, pour $X = R_e$ ou ϕ_{\max} ,

$$\frac{\partial f}{\partial X}(X) = \sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot (\Delta T_s(i, X) - \Delta T_{\text{mesure}}(i)) \cdot \frac{\partial \Delta T_s(i, X)}{\partial X} = 0$$

(A.3.4-1)

Cette expression montre que pour utiliser cette méthode, il est nécessaire de connaître $\frac{\partial \Delta T_s(i, R_e)}{\partial R_{ic}}$ et $\frac{\partial \Delta T_s(i, \phi_{\max})}{\partial \Phi_{\max}}$ pour tout R_e et ϕ_{\max} de $(\mathfrak{R}^{+*} \times \mathfrak{R}^{+*})$. Le choix a été fait d'utiliser une

méthode de directions alternées plutôt que la méthode de descente du gradient parce que ces deux termes sont facilement calculables avec le modèle utilisé. En effet, on déduit des expressions (3-15) et (3-16), que

$$\Delta \mathbf{T}_S = (\mathbf{M}' + R_e \cdot \mathbf{I}_d) \times (\phi_{\max} \cdot \mathbf{g} - \phi_{\text{ray}}). \quad (\text{A.3.4-2})$$

On en déduit que l'élévation de température simulée est une fonction affine selon chacune des deux inconnues, elle peut s'écrire

$$\Delta \mathbf{T}_S(i, R_e, \phi_{\max}) = \alpha_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max}) + \beta_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max}) \cdot R_e = \alpha_{\phi}(i, R_e) + \beta_{\phi}(i, R_e) \cdot \phi_{\max} \quad (\text{A.3.4-3})$$

$$\begin{aligned} \text{avec } \alpha_{\mathbf{R}} &= \mathbf{M}' \times (\phi_{\max} \cdot \mathbf{g} - \phi_{\text{ray}}), \\ \beta_{\mathbf{R}} &= (\phi_{\max} \cdot \mathbf{g} - \phi_{\text{ray}}) \\ \alpha_{\phi} &= -\phi_{\text{ray}} \times (\mathbf{M}' + R_e \cdot \mathbf{I}_d) \\ \beta_{\phi} &= (\mathbf{M}' + R_e \cdot \mathbf{I}_d) \times \mathbf{g}. \end{aligned}$$

Cela permet d'écrire l'équation pour R_e et ϕ_{\max} sous la forme

$$\frac{\partial f}{\partial \phi_{\max}}(R_{e_n}, \phi_{\max_{n+1}}) = \sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot (\alpha_{\phi}(i, R_{e_n}) + \beta_{\phi}(i, R_{e_n}) \cdot \phi_{\max_{n+1}} - \Delta T_{\text{mesure}}(i)) \cdot \beta_{\phi}(i, R_{e_n}) = 0 \quad (\text{A.3.4-4})$$

et

$$\frac{\partial f}{\partial R_e}(R_{e_{n+1}}, \phi_{\max_{n+1}}) = \sum_{i \in [t1, t2]} 2 \cdot (\alpha_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max_{n+1}}) + \beta_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max_{n+1}}) \cdot R_e - \Delta T_{\text{mesure}}(i)) \cdot \beta_{\mathbf{R}}(i, \phi_{\max_{n+1}}) = 0 \quad (\text{A.3.4-5})$$

Comme R_{e_n} est strictement supérieur à 0, on peut écrire :

$$\phi_{\max,n+1} = \frac{\sum_{i \in [t1,t2]} 2 \cdot (\Delta T_{\text{mesurée}}(i) \cdot \beta_{\phi}(i, R_{e_n}) - \alpha_{\phi}(i, R_{e_n}) \cdot \beta_{\phi}(i, R_{e_n}))}{\sum_{i \in [t1,t2]} 2 \cdot \beta_{\phi}(i, R_{e_n})^2} \quad (\text{A.3.4-6})$$

et

$$R_{e_{n+1}} = \frac{\sum_{i \in [t1,t2]} 2 \cdot (\Delta T_{\text{mesurée}}(i) \cdot \beta_R(i, \phi_{\max,n+1}) - \alpha_R(i, \phi_{\max,n+1}) \cdot \beta_R(i, \phi_{\max,n+1}))}{\sum_{i \in [t1,t2]} 2 \cdot \beta_R(i, \phi_{\max,n+1})^2} \quad (\text{A.3.4-7})$$

2. Sur la période de refroidissement de la tuile :

Sur cette période, la température de surface est indépendante de la résistance équivalente. L'expression (A.3.4-2) se simplifie et devient

$$\delta \mathbf{T}_s \approx \mathbf{M}' \times (\phi_{\max} \cdot \mathbf{g} - \phi_{\text{ray}}). \quad (\text{A.3.4-8})$$

Le minimum de la fonction objectif, sur cette période de temps, est calculé par la relation

$$\frac{\partial f}{\partial \phi_{\max}}(\phi_{\max}) = 0. \quad (\text{A.3.4-9})$$

On peut toujours utiliser l'expression (A.3.4-4) pour calculer cette dérivée. En remplaçant dans l'expression (A.3.4-6) la température simulée $\delta \mathbf{T}_s$ par l'expression (A.3.4-8), on obtient

$$\phi_{\max, n+1} = \frac{\sum_{i \in [t4, t5]} 2 \cdot (\Delta T_{\text{mesure}}(i) \cdot \beta_{\phi}(i, R_{en}) - \alpha_{\phi}(i, R_{en}) \cdot \beta_{\phi}(i, R_{en}))}{\sum_{i \in [t4, t5]} 2 \cdot \beta_{\phi}(i, R_{en})^2}$$

(A.3.4-10)

avec $\alpha_{\phi} = -\phi_{\text{ray}} \times \mathbf{M}'$ et $\beta_{\phi} = \mathbf{M}' \times \mathbf{g}$.

Chapitre 4 : Modélisation thermique non-linéaire des composants face au plasma

Notations :

T_S : Température de surface ($^{\circ}\text{C}$).

T_S : Table des températures de surface ($^{\circ}\text{C}$).

X, Y, Z : Directions d'orientation sur un modèle de composant.

Φ_e : Flux traversant un élément de surface e (W).

N : fonction de forme.

\mathbf{T} : Vecteur contenant la température aux nœuds du maillage ($^{\circ}\text{C}$).

\mathbf{Q} : Vecteur de chargement extérieur de chaleur (W).

$[\mathbf{C}]$: Matrice de capacité thermique (J.K^{-1}).

$[\mathbf{K}]$: Matrice de raideur du système (W.K^{-1}).

τ_{TC} : Temps de réponse des thermocouples (s).

T_{TC} : Température au niveau de la soudure des thermocouples ($^{\circ}\text{C}$).

Le modèle utilisé pour calculer le flux de chaleur sur des composants face au plasma dans un tokamak à partir de mesures de température de surface est expliqué dans ce chapitre. Dans un premier temps, nous présentons la géométrie et les propriétés thermiques adoptées, les conditions aux limites imposées au modèle, les problèmes posés lors de la discrétisation en éléments finis et la méthode numérique de résolution utilisée (cf. partie 4.1). Ce travail a été réalisé en utilisant le logiciel de calcul par élément fini ANSYS. Nous discutons ensuite les incertitudes sur le flux calculé à partir de ce modèle (cf. partie 4.2). Dans un troisième temps, nous étendons ce modèle au calcul de la température aux points de mesure par thermocouples (cf. partie 4.3).

4.1 Modélisation des composants

Les composants étudiés dans ce chapitre sont des composants du JET dont la température de surface est mesurée par des caméras infrarouges KL7 et KL9 présentées au chapitre 1. Une image de CAO des composants visibles par KL7 est représentée sur la figure 4-1. Nous pouvons distinguer les tuiles 3, 5 et 7 du diverteur, les limiteurs latéraux internes et externes ainsi que la protection supérieure dont la modélisation est discutée dans ce chapitre. D'autres composants sont visibles à partir de cette caméra, comme les protections d'antenne, mais n'ont pu être modélisés par manque de temps.

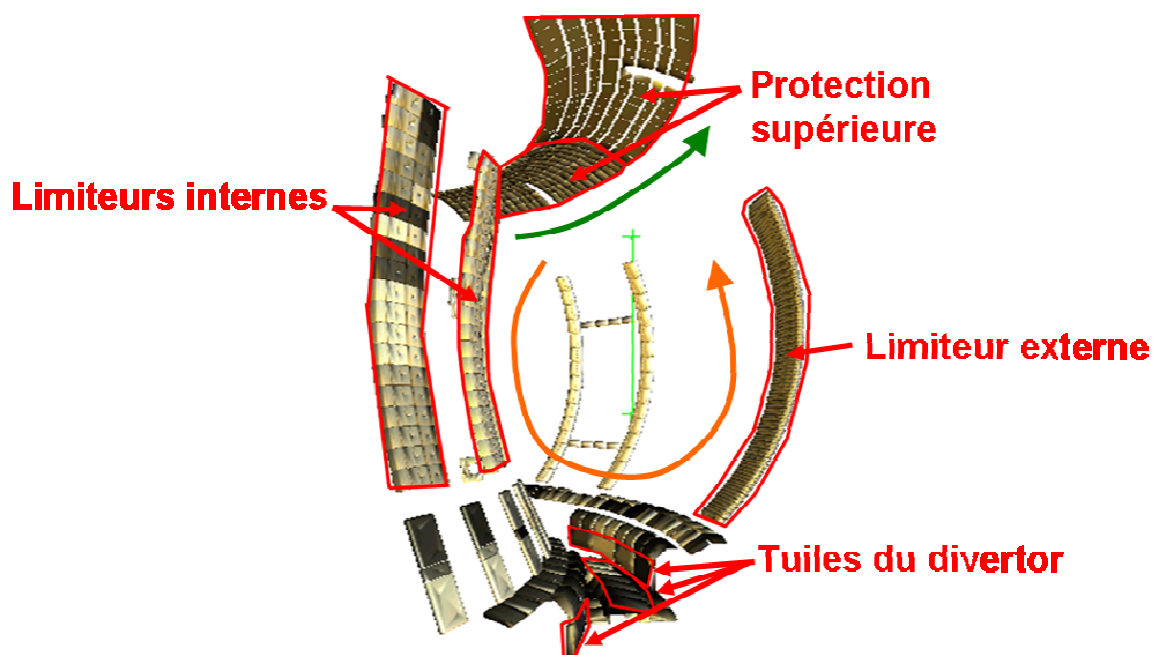


Figure 4-1 : Image de CAO des composants face au plasma de JET vue par la caméra KL7. La direction toroïdale est représentée en vert, la direction poloïdale est représentée en orange.

4.1.1 Modèle physique

4.1.1.1 Simplification de la géométrie

Les géométries des composants utilisés pour calculer les flux de chaleur sont basées sur les plans issus des bureaux d'étude. Ces géométries, conçues sur ordinateur, sont des représentations fidèles et tridimensionnelles des composants. Toutefois, une géométrie trop détaillée présente l'inconvénient de nécessiter une discrétisation plus fine du modèle et

souvent plus complexe à réaliser. Ce raffinement de la discrétisation a un coût en termes de vitesse et de besoin en mémoire du calcul. Il est possible de limiter ces besoins en simplifiant légèrement la géométrie de la tuile à l'aide des outils de conception assistée par ordinateur (CATIA). En effet, la géométrie issue des bureaux d'étude comprend de nombreux détails qui ont peu d'influence sur la conduction de la chaleur dans le solide pour des dépôts de flux localisés en face avant. On peut noter sur la figure 4-2 la présence de points de fixation en face arrière de la tuile 7. Ces points de fixation sont de dimensions trop petites et sont situés trop loin de la face soumise au flux pour influencer le calcul de ce flux. En revanche, la tuile 7 est aussi traversée dans le sens de sa largeur par un orifice ayant un diamètre de 16 mm non négligeable en comparaison de l'épaisseur de la tuile d'environ 3 cm sur les bords.

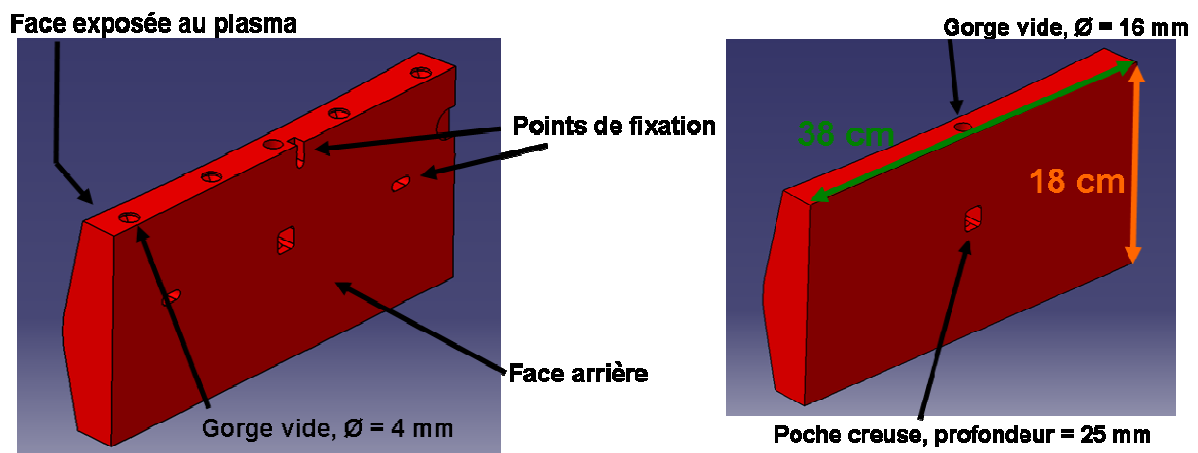


Figure 4-2 : A gauche, modèle de la tuile 7 issu de la conception assistée par ordinateur. A droite, modèle après simplification.

Des simplifications semblables ont été réalisées sur la plupart des composants. Les tuiles qui composent le limiteur interne ont subi la modification la plus importante en terme d'influence sur le flux calculé. Le limiteur interne est composé de 38 tuiles dont la forme générale est représentée sur la figure 4-3. Ces tuiles sont traversées sur toute la profondeur de l'élément par une gorge de 9 mm de diamètre (cf. figure 4-3), qui s'élargit jusqu'à 27 mm à partir de 4,5 mm sous la surface. Ce modèle a été simplifié car le maillage de la géométrie avec la gorge aurait été trop long. Cette simplification peut avoir une influence importante sur les flux calculés près de l'endroit où se situe cette gorge. La durée d'un choc étant de l'ordre de 10 secondes, la distance caractéristique de conduction dans le solide à 200°C est de 3,5 cm dans la direction toroïdale (cf. figure 4-3). On peut considérer que le flux calculé ne sera plus perturbé par l'absence de la gorge au delà de trois fois cette distance.

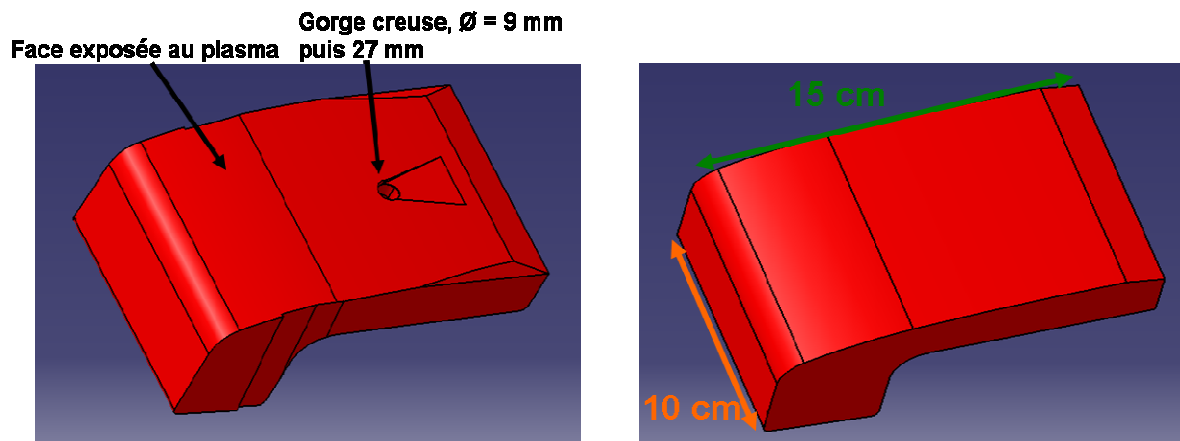


Figure 4-3 : A gauche, modèle d'une tuile composant le limiteur interne issu de la conception assistée par ordinateur. A droite, vue du modèle après simplification. La dimension dans la direction toroïdale est en vert, elle est en orange pour la direction poloïdale.

4.1.1.2 Propriétés thermiques

Les composants face au plasma des tokamaks actuels sont en composite à fibres de carbone. Les propriétés utilisées pour cette modélisation sont les mêmes que celles des tuiles présentées au chapitre 3 (cf. annexe 3.1). Ces matériaux sont orthotropes et leurs propriétés varient en fonction de la température. Ces deux propriétés sont prises en compte dans cette modélisation.

Comme les matériaux sont orthotropes, il est nécessaire d'indiquer correctement leur orientation par rapport à la géométrie du modèle solide à l'aide de référentiels. Les figures 4-4, 4-5 et 4-6 montrent l'orientation de ce référentiel pour différents composants du diverteur. Les directions indiquées en rouge sont celles pour lesquelles la conductivité et la diffusivité du matériau sont élevées. Elles correspondent aux directions d'orientation des fibres de carbone dans le composite. La direction verte correspond toujours à celle qui est perpendiculaire à l'orientation des fibres et est caractérisée par une conductivité et une diffusivité plus faibles.

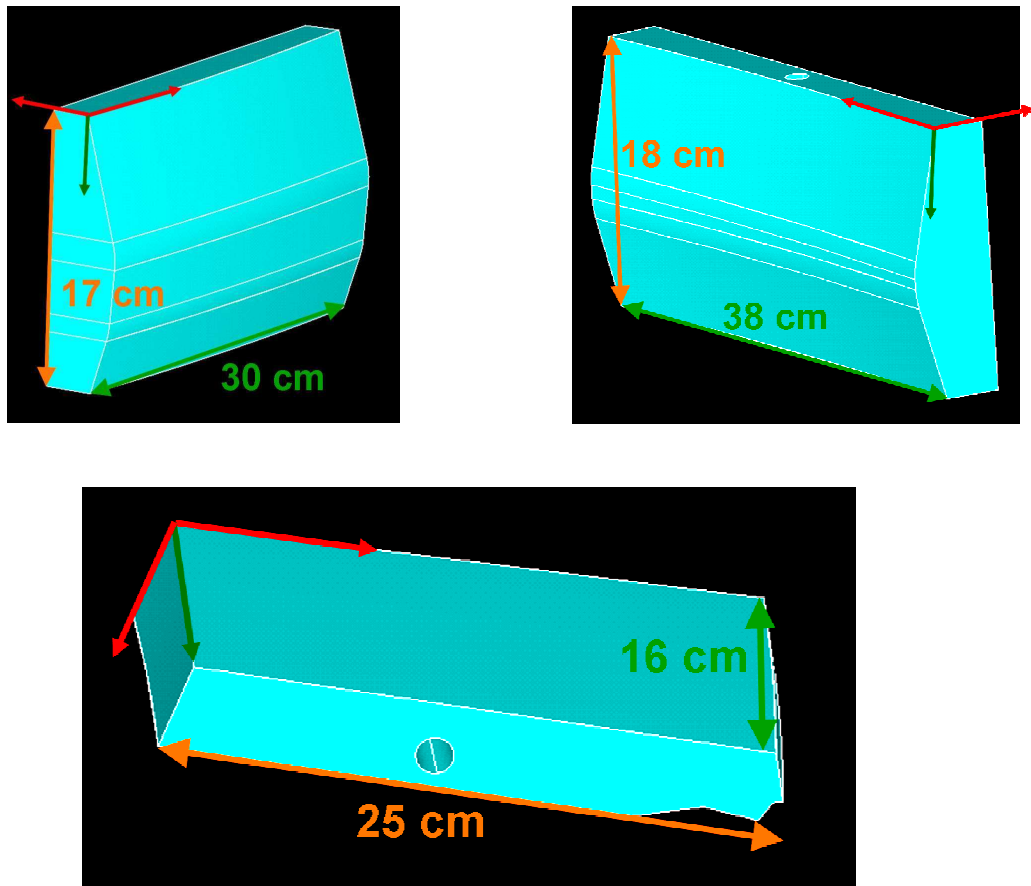


Figure 4-4 : Représentation des tuiles du diverteur MKII HD modélisées et orientations des fibres de carbone associées (la conductivité est faible suivant la direction indiquée par la flèche verte). Tuile 3 en haut à gauche, tuile 7 en haut à droite et tuile 5 en bas. Les directions des tuiles sont indiquées en orange pour la direction polôidale et en vert pour la direction torôidale.

Les modèles des composants du diverteur ne représentent qu'une tuile à la fois. L'orientation des fibres est réalisée avec un seul référentiel (cf. figure 4-4). Les limiteurs polôidaux internes et externes, ainsi que les limiteurs supérieurs, sont des composants de grandes dimensions constitués de plusieurs tuiles indépendantes. Pour ces composants, il est nécessaire de changer l'orientation du matériau en fonction de la position de la tuile sur le modèle. Un référentiel est utilisé pour chaque tuile dans le cas des limiteurs internes et externes. Le limiteur interne est constitué de 38 tuiles indépendantes tandis que le limiteur externe en compte près de 86 tuiles. L'orientation du composite sur ces composants est représentée sur la figure 4-5. L'orientation des fibres de carbone qui est prise en compte dans le modèle, est exacte sur la totalité de ces deux composants.

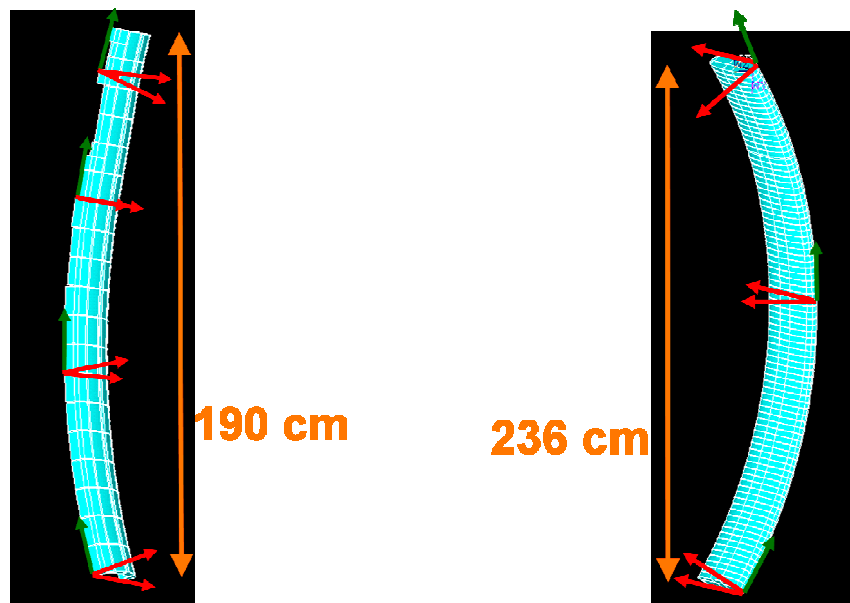


Figure 4-5 : Représentation des limiteurs internes (à gauche) et externes (à droite). Des exemples de référentiels indiquant l'orientation des fibres de carbone dans le matériau sont aussi représentés (faible conductivité dans la direction poloïdale, indiquée en vert).

Le limiteur supérieur fait le tour complet de la machine dans la direction toroïdale. Le modèle de ce limiteur ne représente qu'un morceau de 45° dans la direction toroïdale. Ce morceau est composé de 168 tuiles qui ne sont pas en contact thermique. Pour ne pas avoir à réaliser un référentiel pour chaque tuile, ces dernières sont rassemblées en groupe de 4 à 12 tuiles adjacentes. Un seul référentiel est défini pour décrire l'orientation des fibres de chaque groupe de tuile. Quinze référentiels ont été définis sur ce composant (cf. figure 4-6).

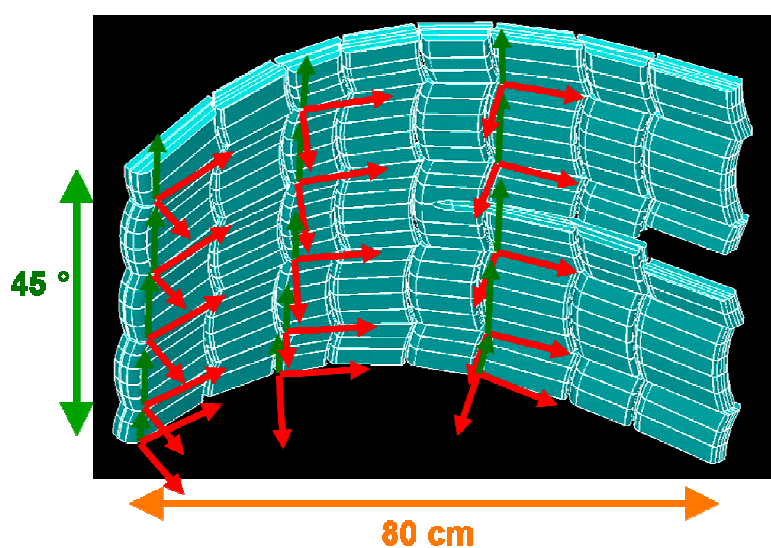


Figure 4-6 : Représentation de la protection supérieure avec les quinze référentiels décrivant l'orientation du composite dans le matériau. (section de la protection supérieure de 45° dans la direction toroïdale)

4.1.2 Conditions aux limites sur les tuiles

Les surfaces extérieures des composants que nous cherchons à modéliser peuvent être réparties en trois catégories distinctes : les surfaces exposées au plasma, les surfaces arrière, attachées à la machine et les surfaces latérales des composants (cf. figure 4-7 pour les tuiles 5 et 7).

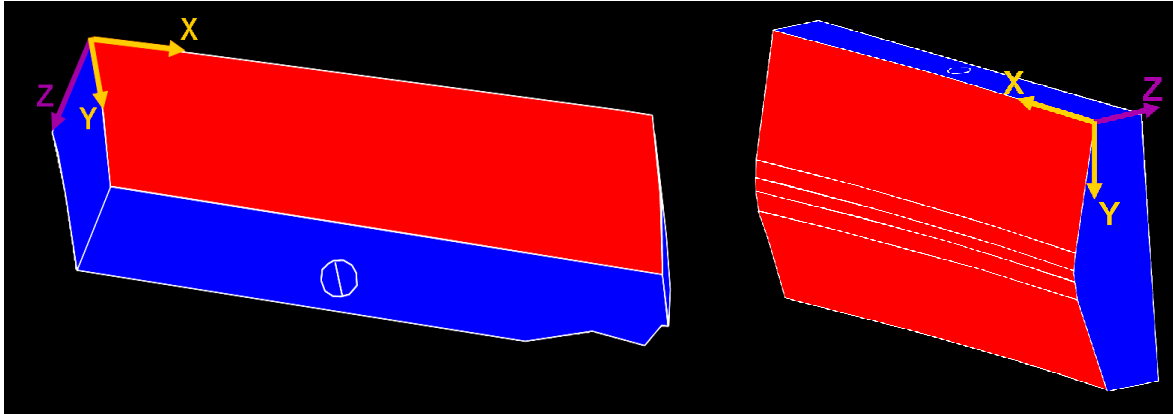


Figure 4-7 : Modèles des tuiles 5 (à gauche) et 7 (à droite). Les surfaces rouges sont celles exposées au plasma, les surfaces latérales sont indiquées en bleus.

Comme pour les composants étudiés dans le chapitre 3, les surfaces exposées au plasma sont soumises à un phénomène d'érosion et de redépôt du carbone et sont caractérisées par la présence d'un dépôt fin, plus ou moins bien attaché. La condition aux limites sur cette surface correspond à une condition de température imposée à la surface du dépôt. La température de surface est imposée sous la forme d'un champ $T_s(x,y,t)$ fonction du temps t et de la position dans un plan (XY) de l'espace. Ce plan est défini par un référentiel associé à chacun des modèles de composants (cf. figure 4-7 pour le cas des tuiles 5 et 7). Le champ $T_s(x,y,t)$ est calculé à partir de tables à trois dimensions \mathbf{T}_s contenant les températures en un certain nombre de positions (X_i, Y_i) et à plusieurs instants t_i . Le calcul de ce champ se fait par interpolation linéaire entre les points de la table \mathbf{T}_s . Ces tables sont elles-mêmes calculées par interpolation linéaire de la température entre les pixels issus des mesures obtenues par thermographie infrarouge (cf. chapitre 1). Chaque instant t_i utilisé dans la table correspond à un temps associé à une image de la mesure par thermographie. Les positions (X_i, Y_i) sont calculées en fonction de la répartition des pixels dans le plan (XY) . Un exemple de la répartition de la température T_s imposée à la surface de la tuile 7 est représenté sur la figure 4-8. La grille superposée à ce champ de température sur cette figure représente les

positions (X_i, Y_i) associées à la table \mathbf{T}_s . Les points bleus représentent la position des points de mesures qui ont servi à calculer cette table.

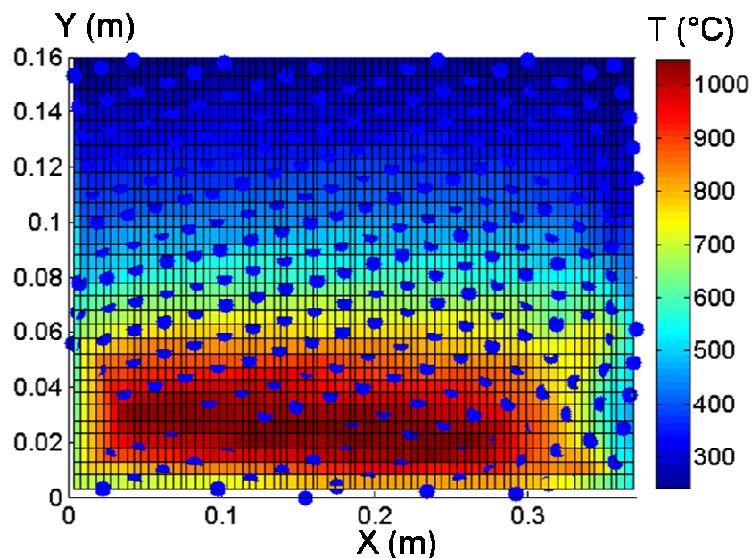


Figure 4-8 : Champ de température de surface $T_s(x,y,t)$ calculé à partir des mesure par thermographie infrarouge de KL7 (tuile 7, choc 70 225, $t = 59$ secondes). La grille indique la position des points de la table \mathbf{T}_s , et les points bleus indiquent la position des mesures de température.

Comme la table \mathbf{T}_s est calculée par interpolation entre les points de mesure par thermographie, le champ de température qui en résulte n'est pas identique au champ directement déduit des mesures. On a cherché à limiter l'écart δx entre chaque point de mesure et le point (X_i, Y_i) le plus proche pour limiter l'effet de cette interpolation sur le champ calculé. Les limites sur cet écart sont données dans le tableau 4-1 en fonction du composant et du système de thermographie. Ce tableau résume aussi le nombre des mesures de température associées à chaque modèle de composant ainsi que la taille de la table \mathbf{T}_s selon X et Y. Plusieurs exemplaires de la tuile 5 et de la tuile 7 sont visibles à partir du système de thermographie KL7 (cf. section 5.1.1). On a indiqué pour ces composants, les bornes supérieures et inférieures du nombre de pixels et de la taille de \mathbf{T}_s pour ces différents exemplaires. Le fait d'avoir limité la distance entre une mesure de température et les points de la grille se traduit par un sur-échantillonnage de la mesure. Par exemple, on peut observer que sur la tuile 5, le nombre de mesures de température est compris entre 105 et 151 tandis que la matrice \mathbf{T}_s contient entre 1200 et 1488 valeurs de température. A des fins de comparaison, on peut préciser que la distance entre deux points de mesures est comprise entre 0,7 cm et 4 cm

pour le système KL7 selon le composant ou la direction considérée. Pour le système KL9, cette distance est de 1,5 mm.

	KL9	KL7					
	tuile 5	tuile 3	tuile 5	tuile 7	limiteur externe	limiteur interne	protection supérieure
δx	0,75 mm	2,5 mm	2,5 mm	2,5 mm	5 mm	5 mm	5 mm
nombre de pixels	13500	72	105 à 151	277 à 338	5573	13393	6417
taille Xi	169	32	40 à 48	73 à 74	69	69	88
taille Yi	104	17	30 à 31	34 à 35	465	376	179

Tableau 4-1 : Synthèse du nombre de points de mesure, de la taille de la table T_s selon les directions X et Y, ainsi que de l'écart δx maximal autorisé entre un point de mesure et le point de T_s le plus proche, en fonction du composant et du système de thermographie.

Le dépôt à la surface du composant est représenté par un champ imposé de résistance équivalente. Dans notre modèle, cette résistance équivalente est indépendante de la température. Elle est définie en fonction de la position sur la tuile. Tout comme pour la température, la distribution de la résistance équivalente à la surface du composant est décrite par l'intermédiaire d'une matrice R_e qui contient les valeurs de résistance équivalente utilisées pour toutes les positions (X_i, Y_i) de la surface exposée au flux. Bien que le calcul puisse accepter une distribution hétérogène du dépôt à la surface du composant, les résultats présentés par la suite utilisent une valeur uniforme de la résistance. Le choix a été fait d'utiliser par défaut la valeur de $2 \cdot 10^{-5} \text{ K} \cdot \text{m}^2/\text{W}$, en accord avec les observations faites sur la partie extérieure de la tuile 7 lors des expériences sur banc d'essai (cf. figure 3.36).

Les surfaces arrière et latérales des composants sont toutes considérées comme étant adiabatiques au cours du choc. On peut justifier ce choix en comparant l'ordre de grandeur du flux reçu en face avant avec celui perdu sur ces faces. Pour cela, nous allons prendre l'exemple de la tuile 7. La figure 4-9 montre une image de cette tuile vue avec les supports du diverteur, ainsi que sa position relative aux autres tuiles du diverteur.

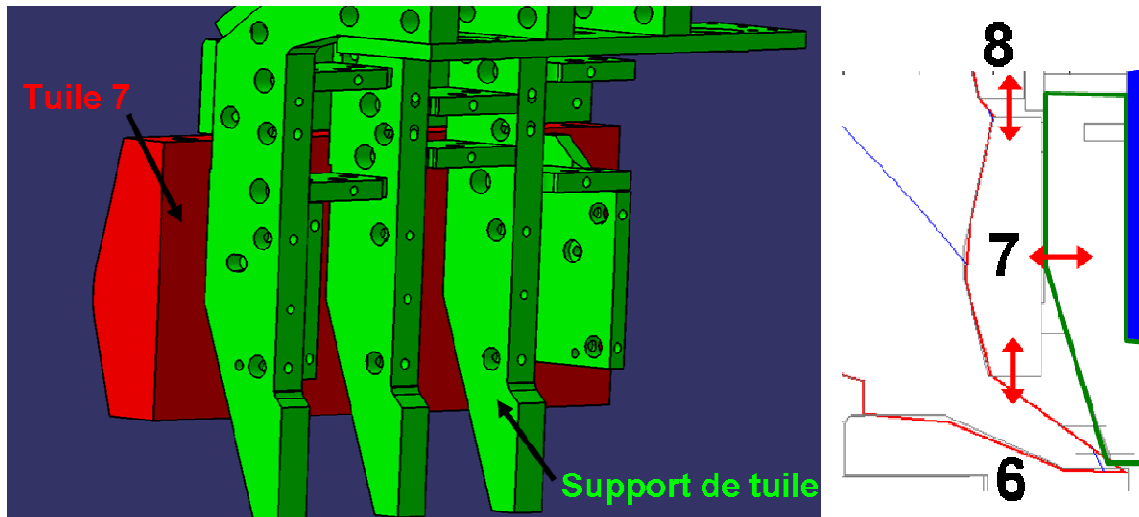


Figure 4-9 : A gauche, représentation par l'arrière de la tuile 7 avec ses supports. A droite, coupe poloïdale du diverteur montrant la position de la tuile 7 par rapport aux autres tuiles du diverteur (le support est indiqué en vert et la partie en bleu représente le système de refroidissement).

Nous allons d'abord traiter le cas de la face arrière. Sur cette face, les tuiles du diverteur sont attachées à une boucle de refroidissement par l'intermédiaire de supports en carbone. La boucle de refroidissement est maintenue à une température de 90°C . (cf. [CEL95]) Le refroidissement en face arrière peut se faire soit par conduction à travers les supports, soit par rayonnement entre ces supports. Lorsqu'un flux de 5 MW/m^2 est appliqué pendant 10 secondes sur la face avant, la température maximale de la face arrière est de l'ordre de 500°C , cela correspond à un flux maximum rayonné en face arrière de l'ordre de 10 kW/m^2 . La quantité de chaleur conduite dans les supports pourrait être déterminée par une modélisation thermique complète du système constitué des composants, du support et du système de refroidissement, toutefois le recours à une modélisation si complète n'est pas justifié dans le cas du calcul de flux. On peut trouver dans la littérature une valeur usuellement utilisée au JET d'un coefficient d'échange h entre le composant et le système de refroidissement de $90 \text{ W/m}^2\text{K}$ (cf. [EIC07]). Cette valeur n'est qu'une valeur moyenne déduite de l'analyse du refroidissement des tuiles entre deux chocs. Dans ces conditions, le flux perdu par conduction dans les supports est de l'ordre de 37 kW/m^2 à 500°C . Dans les deux cas, le flux dissipé est très faible face au flux de quelques mégawatts par mètre carré en face avant.

Les faces latérales des tuiles ne sont jamais en contact avec d'autre éléments, il existe toujours un espace d'au moins quelques millimètres entre ces éléments. L'enceinte dans

laquelle se trouvent les composants que nous étudions est maintenue sous vide. Seul un transfert de chaleur par rayonnement est possible à travers ces surfaces. On peut voir sur la figure 4-9 qu'il existe deux types de situations :

1. La surface latérale fait face à un autre composant proche, c'est le cas pour la surface en haut de la tuile 7 faisant face à la tuile 8.
2. La surface latérale fait face à une large zone ouverte comme c'est le cas en bas de la tuile 7.

Le second cas est le plus critique car il correspond au flux le plus important. En effet, dans le premier cas, on peut considérer que deux composants suffisamment proches reçoivent des flux du même ordre de grandeur sur leur face avant. Par conséquent, les températures des surfaces qui sont face à face sont semblables. On considère que le problème est symétrique entre les deux composants. Dans le second cas, la surface du composant échange de la chaleur par rayonnement avec des composants éloignés susceptibles de ne recevoir aucun flux de la part du plasma. Le cas le plus critique correspond à l'échange de chaleur par rayonnement avec la surface la plus froide de l'enceinte. La température la plus froide de l'enceinte à vide étant celle du système de refroidissement à 90 °C, on se retrouve dans un cas semblable à celui que l'on a considéré en face arrière.

On considère que le solide est initialement à l'équilibre thermique selon la profondeur pour déterminer la condition initiale. Cette hypothèse est parfaitement justifiée puisque les tuiles que nous étudions ont une épaisseur de l'ordre de quelques centimètres, à laquelle est associé un temps caractéristique de diffusion de l'ordre de quelques dizaines de secondes. En comparaison, la durée entre des expériences consécutives au JET est de l'ordre de 15 minutes à une heure. Pour imposer cette condition initiale, la température de chaque nœud du maillage est déterminée en fonction de sa position sur le composant et de la température de surface mesurée par la caméra infrarouge.

Indépendamment du modèle thermique des composants réalisé pour le calcul du flux, il a été nécessaire, afin d'utiliser les mesures de température issues de KL7, d'introduire une correction des mesures de température qui suppose que chaque composant est à l'équilibre

thermique avant le choc. Cette hypothèse a pu être vérifiée pour les tuiles du diverteur à l'aide des mesures de température par thermocouple. Par exemple, la température interne de la tuile 7 est mesurée par deux thermocouples situés à 10 cm de distance dans la direction poloïdale (cf. figure 4-36). La taille de la tuile dans cette direction est de 18 cm. La figure 4-10 montre la différence de température mesurée par ces deux thermocouples avant chaque expérience de la journée du 8 mars 2007. L'écart de température mesurée au début d'un choc entre les deux thermocouples est toujours inférieur à 3°C. Toutes les tuiles du diverteur sont du même ordre de grandeur, on peut donc considérer que cette hypothèse est bien vérifiée pour les tuiles du diverteur.

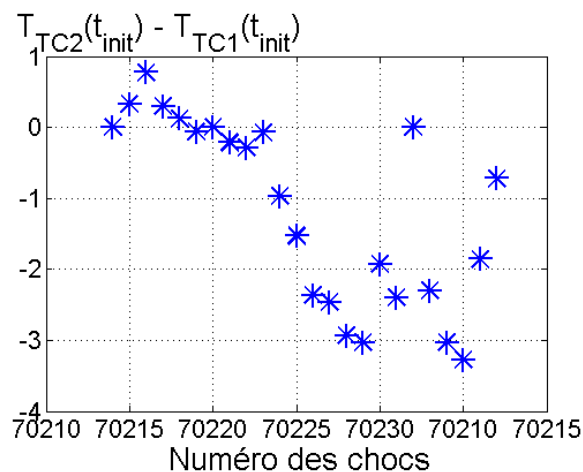


Figure 4-10 : Mesure par thermocouple de l'écart de la température initiale de la tuile 7 pour les chocs de la journée du 8 mars 2007, (position et numéro des thermocouples cf. figure 4-36).

L'hypothèse des composants à l'équilibre thermique au début d'un choc n'est pas forcément vérifiée pour les grands composants comme les limiteurs internes et externes, ainsi que pour la protection supérieure. En effet, ces composants sont constitués d'un grand nombre de tuiles. Les dimensions de ces tuiles sont toutes du même ordre de grandeur que les tuiles du diverteur, une épaisseur de l'ordre de 3 cm et des côtés compris entre 10 cm et 30 cm. On peut donc considérer que chaque tuile est à l'équilibre thermique au début d'un choc comme pour le diverteur. Toutefois les tuiles étant en contact thermique les unes avec les autres uniquement par leur support, rien ne permet d'affirmer que ces tuiles sont à la même température au début d'une expérience. La correction de la température initiale sur ces éléments peu introduire une erreur due à l'incertitude sur cette température initiale pour chaque tuile (cf. section 4.2.2.2).

4.1.3 Discrétisation du modèle

La discrétisation de la géométrie est un élément important de la modélisation du problème physique posé. Elle est réalisée pour ce calcul par la méthode des éléments finis qui permet de discrétiser des composants de forme et de taille quelconques (cf. section 1.2.2). La répartition de la chaleur dans le solide est représentée par la température calculée en certains points du modèle, appelés nœuds de maillage. L'ensemble de ces températures au pas de temps t_i décrit un vecteur de température $\mathbf{T}(t_i)$. Les nœuds qui sont adjacents sur le modèle solide, sont regroupés sous forme de mailles. Les flux de chaleurs sont échangés entre les nœuds appartenant à une même maille. Le choix de la taille et de la forme de ces mailles est un élément important qui va déterminer les performances du calcul en termes de temps de calcul et de précision du modèle.

Une discrétisation par des éléments ayant 8 nœuds tels que représentés sur la figure 4-11 a été privilégiée sur l'ensemble du solide. Il est possible d'utiliser des éléments ayant 20 nœuds, pour lesquels des nœuds intermédiaires sont placés sur les arêtes. Toutefois cela double le temps de calcul sans amélioration des résultats.

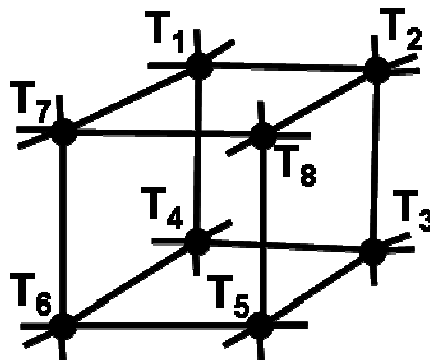


Figure 4-11 : Maille hexaédrique utilisée pour discrétiser les composants

Dans la méthode des éléments finis, le flux conduit dans le solide est discrétisé par des échanges de chaleur entre les nœuds d'une même maille. Lorsque le flux se diffuse dans des directions privilégiées, il est préférable d'orienter les mailles selon ces directions. Dans le cas des composants face au plasma, la diffusion du flux dans le composant se fait principalement dans l'épaisseur de la tuile depuis la surface exposée au plasma. On peut aussi noter que la diffusion du flux est privilégiée dans les directions correspondantes à l'orientation des fibres du composite. L'utilisation de mailles hexaédriques permet d'orienter plus facilement les

mailles selon ces directions, en particulier en direction de la profondeur. Ce type de maille a été préféré sur des mailles tétraédriques. Ces dernières peuvent difficilement être orientées dans une direction particulière (cf. figure 4-12) ; elles peuvent introduire des erreurs numériques sur le flux calculé. Ce choix permet d'utiliser des mailles plus grosses pour calculer le flux conductif dans le solide sans dégrader la précision, et donc d'avoir un calcul plus rapide et moins lourd.

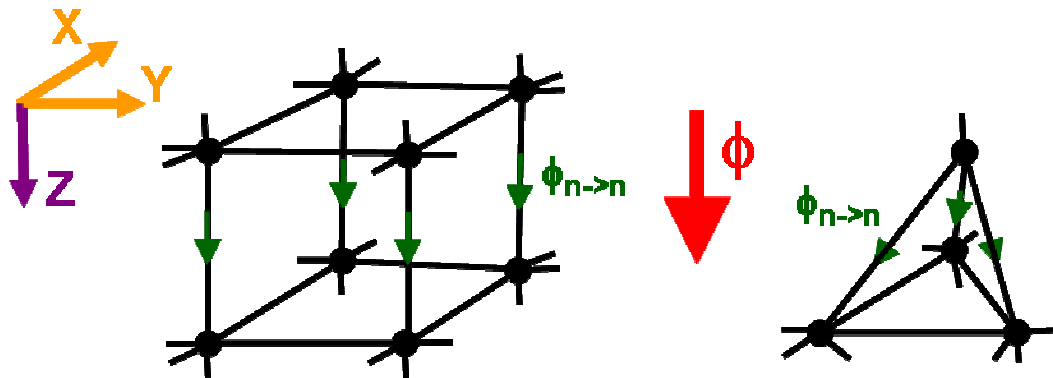


Figure 4-12 : Comparaison des mailles tétraédriques et hexaédriques et leur orientation par rapport au modèle.

Il a toutefois été nécessaire d'utiliser des mailles tétraédriques sur certaines parties du modèle solide. En effet, l'utilisation d'un modèle issu de la conception assistée par ordinateur implique que certaines parties du modèle ne sont pas suffisamment régulières pour permettre un maillage facile par des éléments hexaédriques. Cela peut être dû à la présence de surfaces courbes ou de parties creuses dans le modèle (cf. figure 4-13).

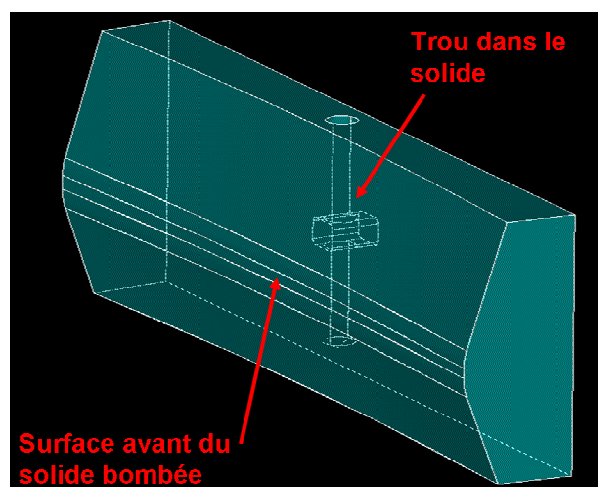


Figure 4-13 : Exemple sur la tuile 7 d'éléments rendant difficile le maillage régulier de cette tuile sous la forme d'un seul solide.

Il est nécessaire dans ce type de cas de redécouper le modèle solide en plusieurs volumes plus facile à discrétiser (cf. figure 4-14).

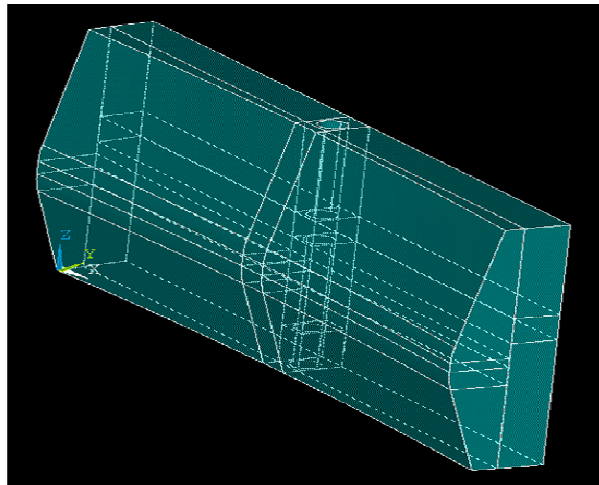


Figure 4-14 : Schéma de la tuile 7 après redécoupage du solide.

Chaque volume est ensuite maillé, soit à l'aide de mailles hexaédriques lorsque c'est possible, soit à l'aide de mailles tétraédriques en dernier recours (cf. figure 4-15). L'utilisation de mailles tétraédriques a en particulier été nécessaire autour des trous des tuiles 5 et 7.

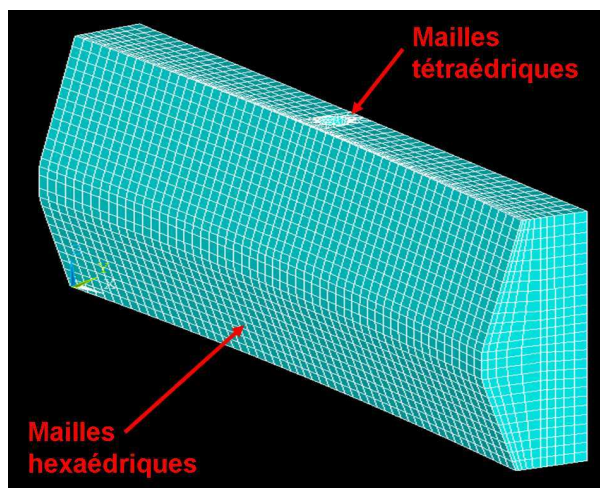


Figure 4-15 : Maillage final de la tuile 7

Un maillage bidimensionnel est superposé au maillage précédent sur la surface en contact avec le plasma. Il est constitué d'éléments de surface à quatre nœuds tels que représentés sur la figure 4-16. Ce maillage ne rajoute pas de degré de liberté au modèle. Il permet d'appliquer plus facilement la condition à la limite sur la surface exposée au flux et d'extraire les résultats du calcul de flux. Le flux échangé entre le dépôt et le composant à

travers la surface S_e de cet élément au temps t_i s'exprime en fonction des températures aux nœuds de l'élément par l'expression

$$\Phi(t_i) = \int_{S_e} \frac{(T_s(x, y, t_i) \mathbf{N}(x, y) - \mathbf{N}(x, y) \cdot \mathbf{N}(x, y)^T \mathbf{T}(t_i))}{R_e} dS \quad (4-1)$$

où $\mathbf{N}(x,y)$ est le vecteur contenant les fonctions de forme associées à chaque nœud de cet élément (cf. annexe 4.1).

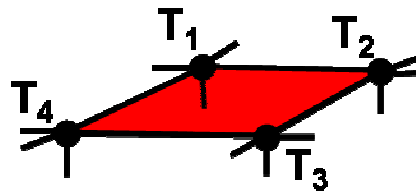


Figure 4-16 : Représentation des éléments de surface utilisés pour mailler la surface exposée au plasma.

Un paramètre important à déterminer lors de la discrétisation d'un solide est la taille des éléments de maillage. Si les éléments utilisés pour discrétiser le solide sont trop grands, la modélisation ne représentera que grossièrement la distribution de la température dans le solide et la solution sera entachée d'une erreur importante issue de la modélisation. A l'inverse, une discrétisation très fine permettra de mieux représenter la distribution de la chaleur dans la tuile mais au détriment du temps de calcul et du besoin en mémoire pour réaliser le calcul. Le choix de la taille des mailles est donc un compromis entre la précision souhaitée du modèle et ses performances. Dans le cas présent, la condition qui fixe la taille des éléments va dépendre de la direction que l'on considère. Il a déjà été précisé que les éléments utilisés pour discrétiser les composants face au plasma sont orientés selon des directions adaptées au problème d'un flux reçu sur la surface exposée au plasma du composant (cf. figure 4-12).

La taille des éléments dans les directions parallèles à la surface recevant le flux sur le composant (directions X et Y sur la figure 4-7) est surtout contrainte par la condition de température qui est imposée sur cette surface (en rouge sur la figure 4-7). La température du dépôt est considérée connue sur cette surface en un nombre fini de position X_i selon X, et Y_i selon Y à partir des mesures de température par thermographie infrarouge. Pour être sûr que l'ensemble des points de mesure à la surface du composant soit pris en compte par le calcul,

la taille des mailles sur cette surface doit être inférieure ou égale à la distance séparant les points de mesures. Pour les mesures effectuées à partir de la caméra KL7, le pas moyen entre les points de mesure à la surface d'un composant varie selon le composant et la direction à la surface du composant, il est compris entre 8 mm et 40 mm (cf. partie 5.1.1.1). La taille des mailles sur les éléments du diverteur, tuile 3, 5 et 7, a été fixée à 7 mm. Les autres composants vus par KL7, limiteurs poloïdaux et supérieurs, sont de grande dimension par rapport aux tuiles du diverteur, avec une taille à l'échelle du mètre. La taille des mailles sur ces composants a été fixée à 1 cm environ pour limiter le nombre de maille à leur surface. Les mesures de température de la tuile 5 réalisées avec la caméra KL9 sont espacées de 1,5 mm environ. Le modèle développé pour la tuile 5 utilise la taille de la matrice \mathbf{T}_s des températures imposées à la surface pour calculer approximativement le pas de mesure de la caméra et adapter la taille des mailles en conséquence. Il en résulte que la taille des mailles pour KL9 sur la tuile 5 est de 1,6 mm.

La taille des mailles selon la profondeur (direction Z sur la figure 4-7) est imposée par le gradient de température créé par le flux incident. Le nombre optimal de mailles selon la profondeur a été déterminé à partir d'une simulation. On a réalisé un calcul de la température de surface pour un flux donné à l'aide d'un modèle bidimensionnel de la tuile 5. Cinquante mailles ont été utilisées pour ce modèle dans le sens de la profondeur. Le calcul de flux a ensuite été appliqué à ces températures de surface pour un nombre variable de mailles selon la profondeur. La figure 4-17 montre l'erreur relative sur le flux calculé $\phi_{\text{calculé}}$ par rapport au flux appliqué $\phi_{\text{appliqué}}$ en fonction du temps pour différents nombres de mailles.

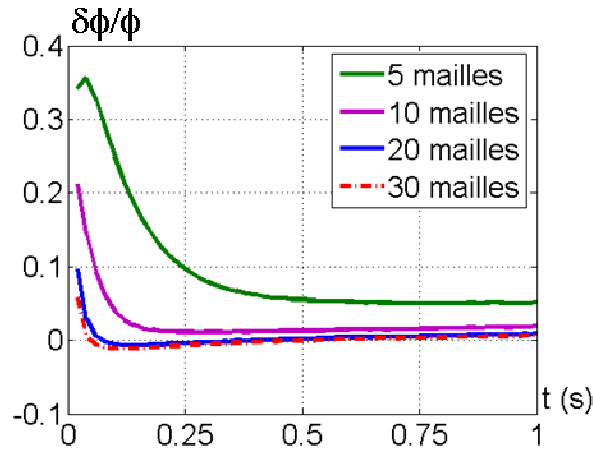


Figure 4-17 : Comparaison des erreurs relatives sur le flux calculé et appliqué selon le maillage utilisé en direction de la profondeur (flux appliqué : échelon de flux de 5 MW/m^2 appliqué à $t = 0\text{s}$).

A partir de 20 mailles selon la profondeur, la précision sur le flux calculé évolue peu. Il est donc nécessaire d'utiliser un maillage d'au moins 20 mailles selon la profondeur pour résoudre correctement le flux. Toutefois, pour les maillages testés ici, la taille des mailles est constante selon la profondeur. Il est possible de réaliser des maillages avec une taille de maille qui évolue en fonction de la profondeur. Un maillage de ce type est représenté sur la Figure 4-18.

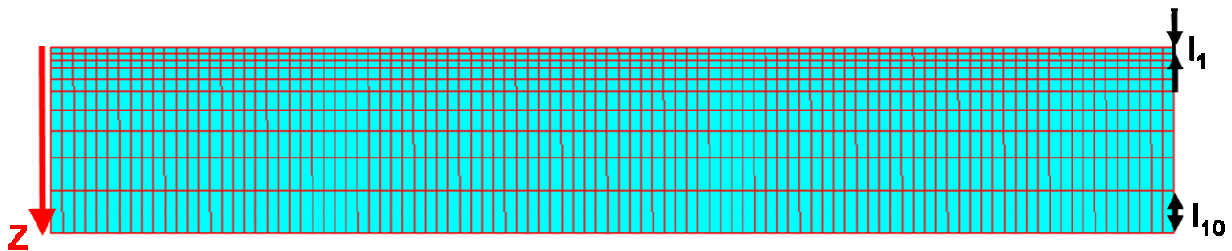


Figure 4-18 : Représentation d'un maillage progressif selon la profondeur

Pour ce maillage, la taille des mailles selon la profondeur Z est définie par une suite géométrique. La raison de cette suite, et donc la taille des mailles, est déterminée dans ce maillage par trois paramètres : l'épaisseur du composant e , le nombre total de mailles et le rapport entre la longueur de la première, l_1 , et de la dernière maille, l_{10} . Le nombre de mailles selon la profondeur est de 10 et le rapport a été fixé à $l_{10}/l_1 = 8$. Pour la tuile 5, ayant une profondeur de 3,2 cm, cela implique que la taille de la première maille est égale à 0,8 mm et que la raison de la suite géométrique est 1,29. La précision sur le flux obtenu avec ce maillage est comparée sur la figure 4-19 avec la précision des maillages à 20 et 30 mailles.

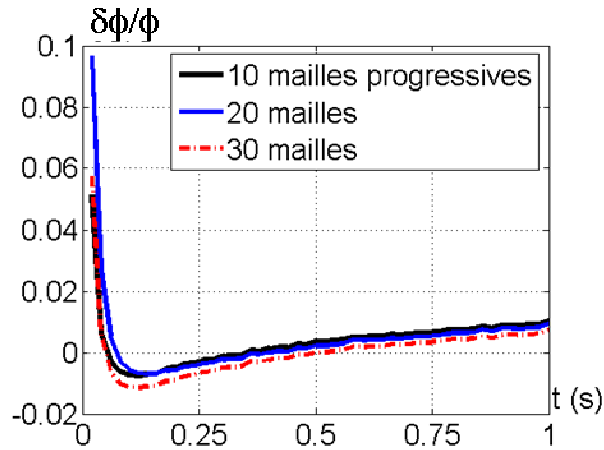


Figure 4-19 : Comparaison des erreurs relatives sur le flux calculé et appliqué entre le maillage progressif et les maillages réguliers (flux appliqué : échelon de flux de 5 MW/m^2 appliqué à $t = 0\text{s}$).

La précision obtenue avec ce type de maillage est aussi bonne que celle avec un maillage de 30 mailles selon la profondeur, pour un nombre total d'éléments de maillage trois fois plus faible. Un maillage de ce type a été utilisé pour les tuiles 3, 5 et 7 du diverteur ainsi que pour les limiteurs internes et externes. Ce type de maillage n'a pas pu être appliqué au modèle de la protection supérieure. La taille des mailles selon la profondeur change d'une tuile à l'autre pour ce composant. Trois exemples de maillage de tuiles de la protection supérieure sont représentés sur la figure 4-17. Le solide est discrétisé selon la profondeur en 7 ou 8 mailles. Les mailles sont plus fines près de la surface exposée au flux. La première maille fait entre 1 mm et 1,5 mm d'épaisseur selon la tuile. La précision associée à ce maillage n'a pas été testée.

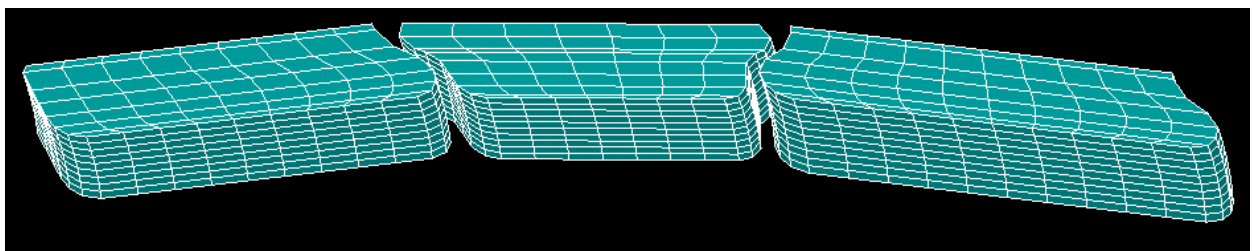


Figure 4-20 : Exemple de tuiles maillées du limiteur supérieur. La surface exposée au plasma est dirigée vers le bas.

Les tailles des maillages des différents composants sont résumées dans le tableau 4-2. Le temps de calcul moyen par pas de calcul sur les tuiles 5 et 7 est de l'ordre de 3,34 secondes CPU à partir des mesures de KL7 alors qu'il est de 33,9 secondes CPU pour la tuile 5 à partir

des mesures de KL9. Sur un ordinateur à un seul processeur, le temps de calcul d'un choc de 10 secondes sur la tuile 5 ou 7 à partir des mesures de KL7 pour une fréquence d'acquisition de 100 Hz est de 1 heure 50 minutes environ. Le même calcul pour KL9 dure près de 18 heures. En comparaison, le temps moyen entre les chocs est de l'ordre de 30 à 45 minutes au JET.

	KL9	KL7					
	tuile 5	tuile 3	tuile 5	tuile 7	limiteur externe	limiteur interne	protection supérieure
nombre de maille	197840	10230	29883	25263	154160	79200	115652
nombre de noeuds	150718	10912	17637	18652	195260	131533	143100
nombre de tuile	1	1	1	1	87	38	168

Tableau 4-2 : Comparaison de la taille des maillages en fonction des composants et de la caméra.

4.1.4 Résolution non-linéaire du bilan d'énergie dans le solide

Le flux de chaleur issu du plasma est calculé en résolvant le problème de la conduction de la chaleur dans le composant. Dans notre cas, la méthode de résolution choisie est une méthode par éléments finis (cf. section 1.2.2). Le système d'équation que l'on cherche à résoudre est constitué du bilan d'énergie dans le solide

$$\rho C_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda(T) \nabla T), \quad (4-2)$$

de la condition à la limite sur la face exposée au plasma

$$-\lambda \nabla T \cdot \mathbf{n} = \frac{T - T_s(x, y, t)}{R_e} \quad (4-3)$$

et de celle sur les autres faces du composant

$$-\lambda \nabla T = \vec{0}, \quad (4-4)$$

Après discrétisation par une méthode d'éléments finis, elle prend la forme matricielle au pas de temps t_i

$$[\mathbf{C}(\mathbf{T}(t_i))] \frac{\partial \mathbf{T}}{\partial t}(t_i) + [\mathbf{K}(\mathbf{T}(t_i))] \mathbf{T}(t_i) = \mathbf{Q}(t_i) \quad (4-5)$$

où $\mathbf{T}(t_i)$ est le vecteur contenant la température aux nœuds du maillage au pas de temps t_i , \mathbf{Q} est le vecteur de chargement extérieur de chaleur sur les nœuds, $[\mathbf{C}]$ est la matrice de capacité thermique associée à chacun des nœuds du système et $[\mathbf{K}]$ est la matrice de raideur du système qui représente la conduction de la chaleur entre les nœuds (cf. annexe 4.3).

La résolution temporelle de cette équation se fait en utilisant un schéma d'Euler implicite, le vecteur de la température au pas de temps suivant est calculé par l'équation

$$\mathbf{T}(t_i + 1) = \mathbf{T}(t_i) + \delta t \frac{\partial \mathbf{T}}{\partial t}(t_i + 1). \quad (4-6)$$

Le pas de temps du calcul utilisé est égal à la moitié de la période d'acquisition des mesures de température infrarouge utilisées. Ce choix a été fait parce que le logiciel ANSYS utilisé pour implémenter le modèle ne permettait pas de conserver le même pas de temps que les mesures de température. En introduisant cette équation dans l'expression (4-5), on obtient la relation qui permet de calculer la température au pas de temps $t_i + 1$ en fonction de la température au pas de temps t_i

$$[\overline{\mathbf{K}(\mathbf{T})}] \mathbf{T}(t_i + 1) = \overline{\mathbf{Q}(\mathbf{T}, t_i + 1)} \quad (4-7)$$

$$\text{avec } [\overline{\mathbf{K}(\mathbf{T})}] = \frac{[\mathbf{C}(\mathbf{T})]}{\delta t} + [\mathbf{K}(\mathbf{T})] \text{ et } \overline{\mathbf{Q}(\mathbf{T}, t_i + 1)} = \mathbf{Q}(t_i + 1) + \frac{[\mathbf{C}(\mathbf{T})]}{\delta t} \mathbf{T}(t_i).$$

Dans le cas non-linéaire, cette équation ne peut pas être résolue immédiatement car la matrice $[\overline{\mathbf{K}}]$ et le vecteur $\overline{\mathbf{Q}}$ doivent être évalués à la température au pas de temps $t_i + 1$, qui est pour l'instant inconnue. Le problème non-linéaire est résolu par la méthode itérative de

Newton-Raphson. $\overline{[\mathbf{K}]}$ et $\overline{\mathbf{Q}}$ sont d'abord évalués à partir de la température au pas de temps t_i , une première température $\mathbf{T}_1(t_{i+1})$ est ensuite calculée en inversant l'expression :

$$\mathbf{T}_1(t_i + 1) = \overline{[\mathbf{K}(\mathbf{T}(t_i))]}^{-1} \cdot \overline{\mathbf{Q}(\mathbf{T}(t_i), t_i + 1)} \quad (4-8)$$

Cette température est ensuite utilisée pour calculer le flux résiduel

$$\Phi_{res} = \overline{\mathbf{Q}(\mathbf{T}_1(t_i + 1), t_i + 1)} - \overline{[\mathbf{K}(\mathbf{T}_1(t_i + 1))]} \mathbf{T}_1(t_i + 1). \quad (4-9)$$

Le vecteur température $\mathbf{T}_1(t_{i+1})$ représente une approximation satisfaisante de la température au pas de temps $t_i + 1$ si le critère de convergence

$$\|\Phi_{res}\| \leq \varepsilon \|\mathbf{Q}(t_i + 1)\| \quad (4-10)$$

avec ε est égal à 0,001 est satisfait.

Si ce n'est pas le cas, un nouveau vecteur de température pour le même pas de temps est calculé en utilisant l'expression évaluée à la température \mathbf{T}_1 :

$$\mathbf{T}_2(t_i + 1) = \mathbf{T}_1(t_i + 1) + \Delta\mathbf{T}(t_i + 1) \text{ avec } \Delta\mathbf{T}(t_i + 1) = \overline{[\mathbf{K}(\mathbf{T}_1(t_i + 1))]}^{-1} \cdot \Phi_{res}(\mathbf{T}_1(t_i + 1)) \quad (4-11)$$

Les opérations de (4-9) à (4-11) sont répétées jusqu'à obtenir une température qui satisfasse le critère de convergence. Le logiciel ANSYS permet de réduire le pas de temps du calcul si la convergence n'est pas obtenue au bout de 25 itérations.

4.2 Calcul du flux de chaleur

La résolution de l'équation de la chaleur permet d'obtenir la répartition de la température dans le composant en fonction du temps. Le flux de chaleur est calculé à partir des températures de surface du composant sur et sous le dépôt. En effet, comme le dépôt est modélisé par la seule résistance de contact équivalente R_e , on considère que le dépôt en lui-

même n'emmagasine pas de chaleur. Le flux de chaleur qui traverse le dépôt est directement le flux qui est transmis au composant. Pour calculer le flux de chaleur qui traverse le dépôt, nous avons utilisé les éléments bidimensionnels qui maillent la surface exposée au plasma (cf. figure 4-16). Le vecteur $\Phi(t_i)$ contenant les flux qui traverse chaque élément de surface à l'instant t_i est calculée à partir des températures $T(t_i)$ aux nœuds des éléments et de la température imposée sur le dépôt $T_S(x,y,t_i)$ avec la relation (4-1). Le calcul de la puissance totale déposée par le plasma sur un composant durant un choc est réalisé directement par la somme des composantes du vecteur $\Phi(t_i)$. Le flux surfacique $\phi_e(t_i)$ est calculé pour chaque élément en divisant la composante du vecteur Φ par la surface S_e de l'élément correspondant. On associe à ce flux la position du centre de l'élément pour lequel il est calculé. Le flux en un point quelconque de la surface $\phi(x,y,t_i)$ est calculé par interpolation linéaire entre les éléments en utilisant une triangulation de Delaunay (cf. [BAR96]).

Le flux ainsi calculé correspond au flux qui traverse le dépôt et non au flux incident provenant du plasma. En modélisant le dépôt par une résistance équivalente, on a considéré que le dépôt ne peut pas stocker d'énergie. Le bilan d'énergie sur le dépôt permet d'écrire la relation

$$\phi_{transmis} = \phi_{incident} - \phi_{partant} \quad (4-12)$$

On considère que le flux partant du dépôt vers l'enceinte à vide est constitué du flux thermique émis par le dépôt :

$$\phi_{partant} = \epsilon \sigma T^4 \quad (4-13)$$

La valeur de l'émissivité du carbone est considérée égale à 0,9. Dans la grande majorité des cas, ce flux rayonné, 134 kW/m^2 environ à 1000°C , est négligeable devant le flux reçu du plasma, ~ 1 à 5 MW/m^2 . Toutefois, dans le cas d'un dépôt épais ou mal attaché, il serait possible d'avoir un échauffement de surface important pour un flux incident faible. Par précaution, le flux rayonné est toujours calculé à partir de la température de surface T_S en considérant le dépôt comme un corps gris d'émissivité 0,9 et il est ensuite ajouté au flux calculé.

La précision du flux calculé est conditionnée par les incertitudes dues à la précision du modèle et à l'incertitude des mesures de température appliquées à la surface.

4.2.1 Incertitude sur le modèle

Nous avons limité les hypothèses sur la modélisation en choisissant d'utiliser un modèle tridimensionnel et non-linéaire des composants. Les hypothèses sur la température initiale et sur les parois adiabatiques ont déjà été justifiées dans ce chapitre (cf. partie 4.1.2). La principale source d'incertitude du modèle réside dans le choix de la résistance équivalente appliquée à la surface du composant (cf. chapitre 3). Afin de tester l'influence de ce paramètre, des champs de température de surface ont été simulés sur la tuile 5 pour un créneau de flux de 8 secondes et différentes valeurs de la résistance équivalente. Deux exemples de température de surface sont représentés sur la figure 4-21. La répartition spatiale du flux appliqué sur la tuile est représentée sur la figure 4-22. Le maximum du flux est de 5 MW/m^2 en X égal à 0.16 m . Le flux décroît de manière exponentielle autour de ce maximum avec une longueur de décroissance de $1,5 \text{ cm}$.

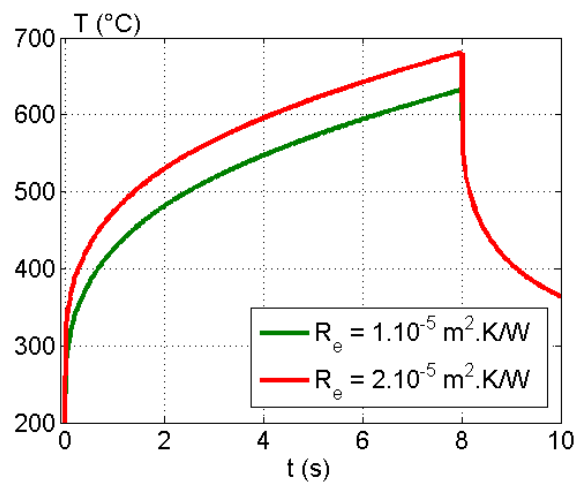


Figure 4-21 : Température de surface calculée pour un créneau de flux de 5 MW/m^2 pendant 8 secondes sur la tuile 5 ; ($X=0.161 \text{ m}$).

Le calcul de flux a ensuite été appliqué à ces températures simulées en tenant compte de la valeur de la résistance équivalente. Le flux calculé à partir des températures simulées est comparé au flux appliqué sur la figure 4-22. Le flux n'est calculé qu'en des positions discrètes du modèle, l'évolution du flux en fonction du temps sur la figure 4-22 de droite est représenté à la position X égale à 0.161 m . Le flux appliqué en cette position n'est pas 5 MW/m^2 mais

4,67 MW/m² à cause de la décroissance exponentielle, le flux étant calculé à 1mm sur le coté du maximum.

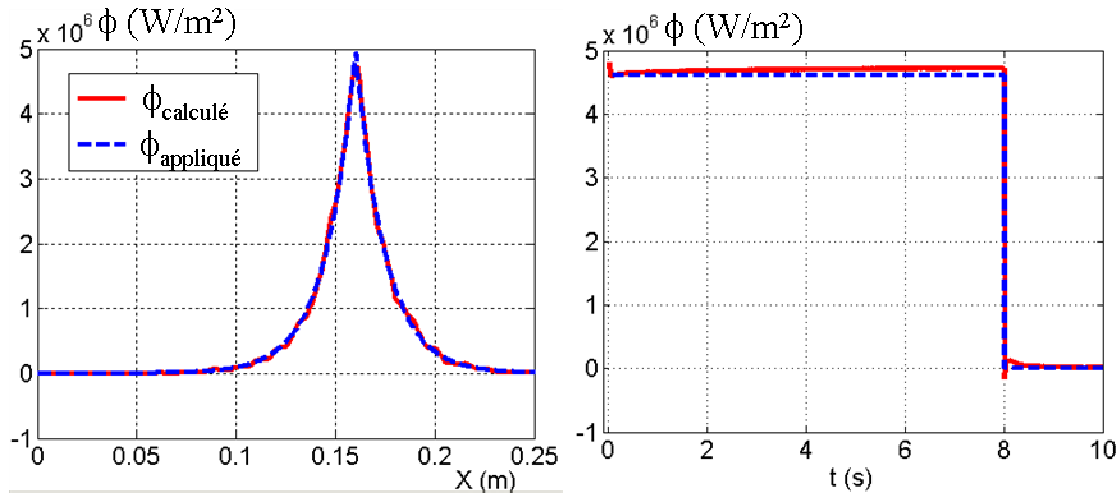


Figure 4-22 : Comparaison du flux appliqué et calculé. Profil spatial à gauche et temporel à droite ($X=0.161 \text{ m}$). $R_e = 2.10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$.

Pour tester la sensibilité du flux calculé à la résistance équivalente, on a ensuite calculé le flux $\phi_{10\%}$ à partir des températures de surface avec une erreur de 10 % sur la résistance équivalente. Les flux calculés pour deux valeurs de la résistance équivalente sont montrés sur la figure 4-23.

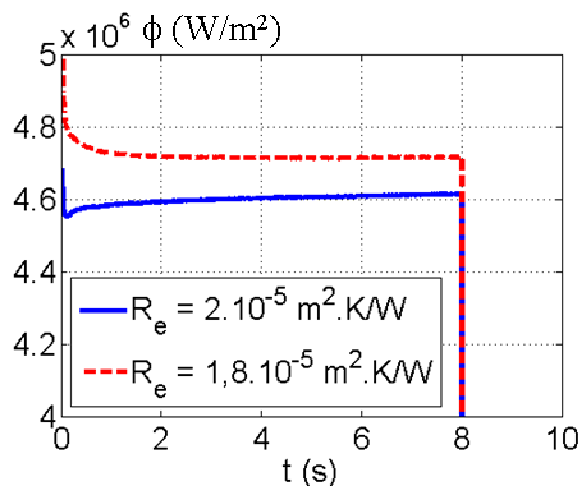


Figure 4-23 : Comparaison du flux calculé pour deux valeurs de la résistance équivalente ($X=0.161\text{m}$).

On calcule ensuite l'erreur relative introduite sur le flux par l'incertitude sur la

résistance équivalente : $\frac{\delta\phi}{\phi} = \frac{\phi_{10\%} - \phi_{calculé}}{\phi_{calculé}}$. Cette incertitude a été calculée pour des

valeurs de résistance équivalente comprise entre $5 \cdot 10^{-6}$ et $2 \cdot 10^{-4}$ $m^2 \cdot K/W$. Le résultat de ce calcul est représenté sur la figure 4-24.

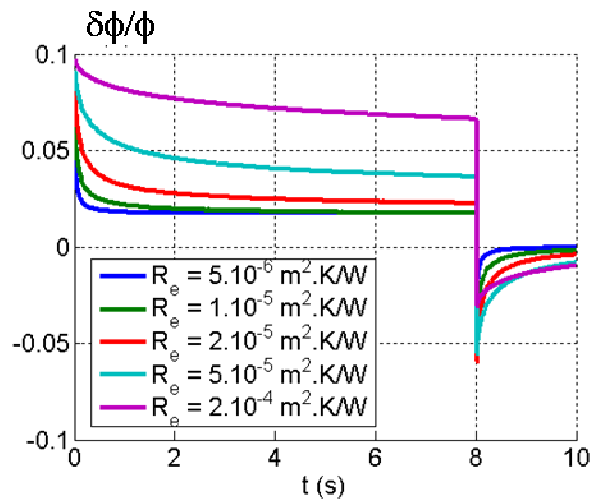


Figure 4-24 : Erreur relative sur le flux en fonction du temps pour différentes valeurs de la résistance équivalente, incertitude de 10 % sur la résistance. Flux appliqué : 5 MW/m² pendant 10 secondes.

Un calcul identique a été réalisé pour un flux appliqué de 1 MW/m². L'incertitude relative due à la résistance équivalente est identique au cas à 5 MW/m², cette incertitude est donc indépendante du flux appliqué. Une température a ensuite été simulée en utilisant le même modèle non plus pour un échelon de flux mais pour une rampe de flux de 1 seconde jusqu'à 5 MW/m² suivie d'un plateau (cf. figure 4-25).

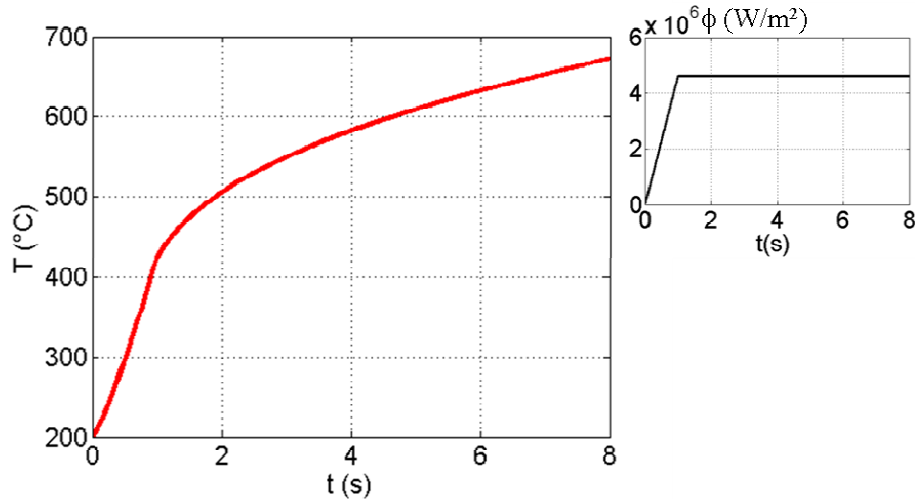


Figure 4-25 : Température de surface pour une rampe de flux de 0 à 5 MW/m² (cf. figure en haut à droite)

L'incertitude relative a ensuite été calculée de la même manière que précédemment en introduisant une erreur sur la résistance équivalente de 10 % lors du calcul de flux. Le résultat de ce calcul est représenté sur la figure 4-26.

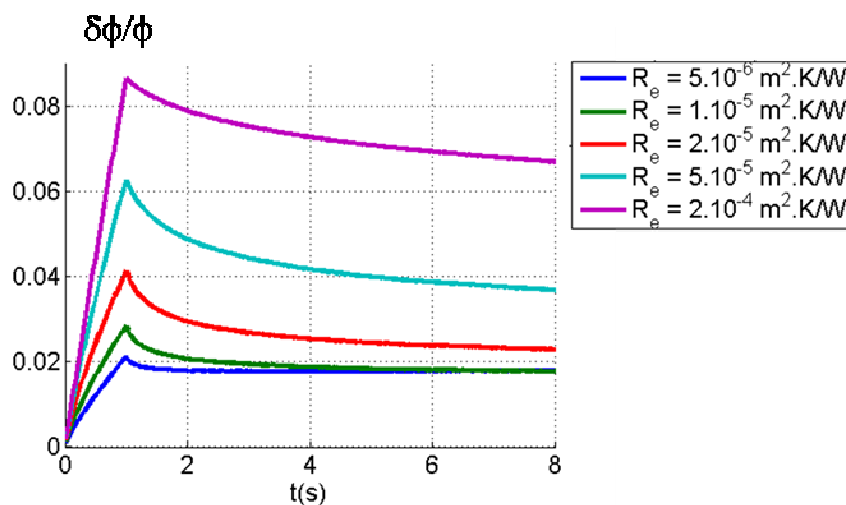


Figure 4-26 : Incertitude relative sur le flux calculé à partir de température simulée pour une rampe de flux de 0 à 5 MW/m² pendant 1 seconde, suivie d'un plateau.

L'erreur la plus grande observée est celle dans le cas d'un échelon de flux. On observe qu'une erreur de 10 % sur la résistance équivalente introduit une incertitude de 3 % sur le flux en régime permanent, après 1 seconde environ, pour les dépôts dont la résistance équivalente est inférieure à $2.10^{-5} \text{ m}^2.\text{K/W}$. Ce type de dépôt correspond à ceux observés sur les tuiles extérieures du diverteur, comme la tuile 5 et 7. Pour les dépôts plus importants,

essentiellement localisés dans la partie intérieure du diverteur, la dépendance du flux calculé en régime permanent augmente fortement avec la résistance équivalente, +/- 5 % pour une valeur de $5.10^{-5} \text{ m}^2.\text{K/W}$ et +/- 8 % pour $2.10^{-4} \text{ m}^2.\text{K/W}$. Dans tous les cas, il est notable que cette incertitude reste inférieure à 10 %. Pour les variations rapides sur les flux calculés, il peut être considéré qu'une erreur de 10 % existe sur cette variation due à une incertitude de 10 % sur la résistance équivalente.

4.2.2 Incertitude sur les mesures de température

L'incertitude sur les mesures de température est une autre source d'erreur pour le flux calculé. On peut la répartir en deux types, une erreur aléatoire qui est causée par le bruit de mesure et une erreur systématique due, par exemple, à un problème de calibration où à la faible sensibilité des mesures infrarouges aux basses températures.

4.2.2.1 Influence du bruit de mesure

Les simulations de champs de température présentées dans la partie 4.2.1 ont été réutilisées pour étudier l'influence du bruit. Pour cela, un bruit gaussien d'écart-type +/-1°C a été ajouté à ces températures. Un exemple est représenté figure 4-27. Le calcul de flux a été appliqué à ces simulations bruitées. La comparaison du flux calculé sans et avec le bruit de mesure est présenté sur la figure 4-28. On observe immédiatement que le flux calculé est très sensible au bruit de mesure.

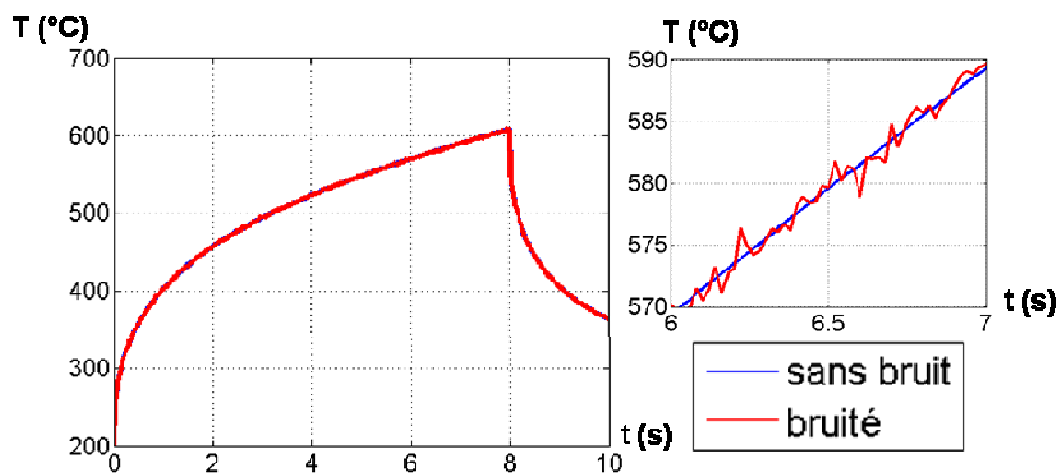


Figure 4-27 : Température de surface simulée et bruitée pour un flux de 5 MW/m^2 pendant 8 s, $R_e = 2.10^{-6} \text{ m}^2.\text{K/W}$ (à droite, grossissement de la figure principale).

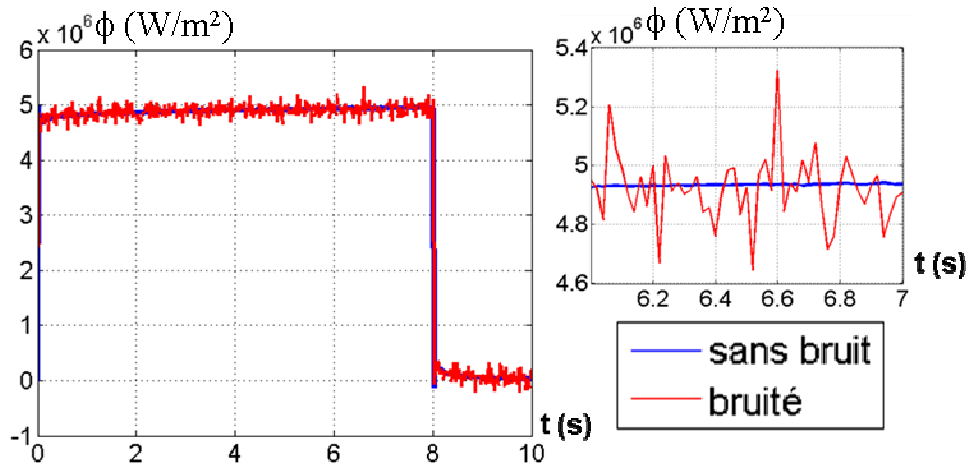


Figure 4-28 : Flux calculé à partir des simulations de température de la figure 4-27 (à droite, grossissement de la figure principale).

L'incertitude type $\delta\phi$ sur le flux causé par le bruit de mesure est définie comme l'écart-type de la différence $\phi_{\text{bruité}} - \phi_{\text{non bruité}}$. Cette incertitude type a été calculée pour différentes résistances équivalentes du modèle et pour deux pas de temps différents (cf. figure 4-29). Le pas de temps de 20 ms correspond à la résolution temporelle de la caméra KL7 pour une vue complète de l'enceinte à vide. Le temps de 2,5 ms correspond à la résolution temporelle de la caméra KL9.

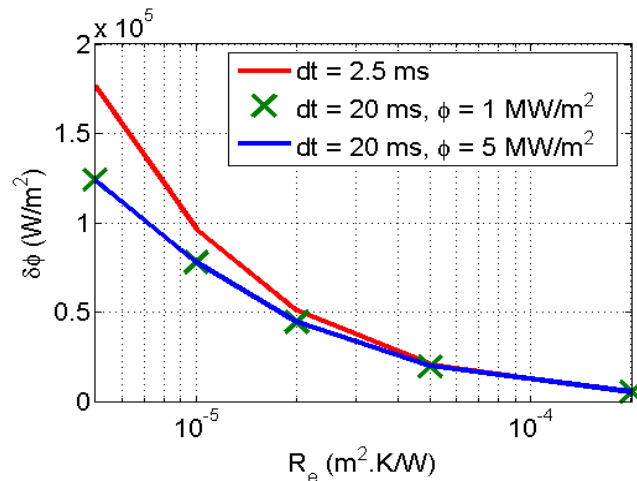


Figure 4-29 : Incertitude sur le flux calculé due à un bruit de mesure de +/-1 °C sur la température, en fonction de la résistance équivalente.

La présence de la résistance équivalente amortit l'effet du bruit de mesure sur le flux calculé. Pour un bruit identique, l'incertitude sur le flux varie d'un rapport 20 entre une résistance faible, $R_e \sim 5.10^{-6} \text{ m}^2.\text{K/W}$, et un dépôt très important, $R_e \sim 2.10^{-4} \text{ m}^2.\text{K/W}$. Le

calcul de flux est plus sensible au bruit lorsque l'on augmente la résolution temporelle, ce qui est prévisible puisque la dérivée de la température de surface par rapport au temps est proportionnelle au flux reçu. Toutefois, on constate que l'effet reste relativement faible entre les deux résolutions temporelles utilisées ici. Bien que la fréquence d'acquisition soit multipliée par 10, l'incertitude n'est amplifiée que d'un facteur 1,5.

En pratique, le bruit sur la température observée sur les mesures de température réalisées par thermographie au JET a une amplitude de ± 3 °C. Pour la résistance équivalente de $2 \cdot 10^{-5}$ K.m²/W utilisée sur les composants extérieurs du diverteur, tuile 5 et 7, cela implique une incertitude sur le flux de l'ordre de ± 150 kW/m². Toutefois, si la résistance est plus faible, le bruit peut introduire une incertitude importante de l'ordre de 360 à 500 kW/m². Dans le chapitre 3, nous avons montré que la résistance équivalente des dépôts des tuiles intérieures était plus importante que sur les tuiles extérieures. La tuile 3 du diverteur MKII HD du JET est située à l'intérieur du diverteur. En extrapolant les résultats obtenus sur la tuile 4 dans le chapitre 3, on peut considérer que la résistance équivalente sur la tuile 3 est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$ K.m²/W. Dans ce cas, l'incertitude sur le flux n'est plus que de ± 75 kW/m². Dans les deux cas, cette incertitude n'a d'effet que sur le calcul du flux instantané. Il faut en tenir compte pour déterminer le flux maximum, la répartition spatiale du flux ou l'amplitude des ELMs. Comme le bruit est aléatoire et de moyenne nulle, il aura un effet faible ou nul sur le résultat du bilan d'énergie puisque celui-ci est réalisé par l'intégrale dans le temps de la puissance calculée.

4.2.2.2 Incertitude sur la mesure des basses températures

La deuxième incertitude sur les températures qu'il est nécessaire de prendre en compte pour le calcul de flux est l'incertitude sur la mesure des basses températures. Les systèmes de thermographie infrarouge sont conçus pour mesurer la température avec une certaine précision sur une gamme limitée de température. Lorsque l'on mesure des températures dans la partie basse de cette gamme de température, la sensibilité de la mesure diminue (cf. partie 2.1.1). Pour réduire l'influence de ce problème, les systèmes de thermographie peuvent utiliser plusieurs temps d'intégration ou travailler à différentes longueurs d'onde afin de changer leur gamme de mesure en fonction des températures à mesurer. Le système de thermographie KL7 est, par exemple, prévu pour travailler avec cinq temps d'intégration et deux filtres différents pour avoir une précision de 10 % sur la gamme de température de

200°C à 2300°C (cf. [GAU07]). Les plus basses températures peuvent être mesurées jusqu'à la température ambiante avec une précision de +/- 50°C. Toutefois, cette caméra est actuellement utilisée avec un seul temps d'intégration pour toute la gamme de température, cela entraîne une erreur pouvant aller jusqu'à 30 ou 40 °C pour les températures mesurées entre 100 et 200 °C. Par exemple, une incertitude de +/- 30°C peut être observée sur la température initiale du choc 70225.

Pour tester l'influence de cette incertitude, nous avons réutilisé les champs de température simulés dans le paragraphe 4.2.2.1. Un exemple de température de surface est reproduit figure 4-31. Nous avons ensuite converti ces champs de température en champs de luminance émise par la surface du composant à la longueur d'onde de 4,3 μm par l'intermédiaire de la fonction de Planck (T_1 vers L_1 sur la figure 4-30). Une incertitude δL sur la luminance a été ajoutée sur ces champs afin de simuler l'incertitude sur la luminance par un système de thermographie (L_1 vers L_2). Ces nouveaux champs de luminance ont ensuite été reconvertis en température par l'utilisation de la fonction de Planck dans le sens inverse (L_2 vers T_2).

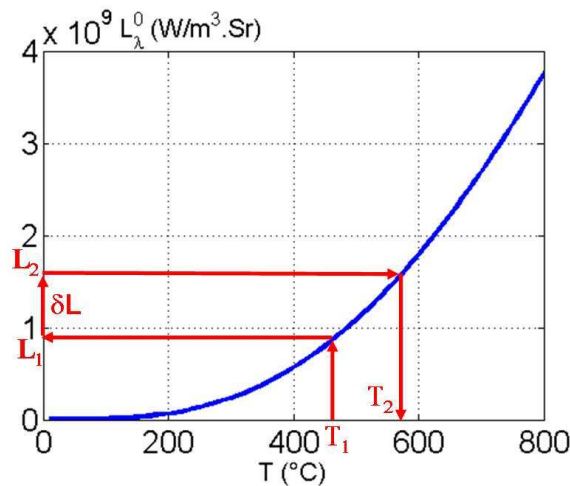


Figure 4-30 : Ajout de l'incertitude aux simulations de température. A la température T_1 est associée la température T_2 par l'ajout d'une erreur de δL sur la luminance. En bleu, luminance d'équilibre à $\lambda = 4,3 \mu\text{m}$.

Les températures avant et après prise en compte de l'incertitude sont comparées sur la figure 4-31. L'erreur sur la luminance δL a été choisie afin d'ajouter une incertitude δT_0 de +/- 30°C sur la température initiale T_0 . L'erreur sur la luminance introduit une erreur non-négligeable sur la température uniquement aux basses températures.

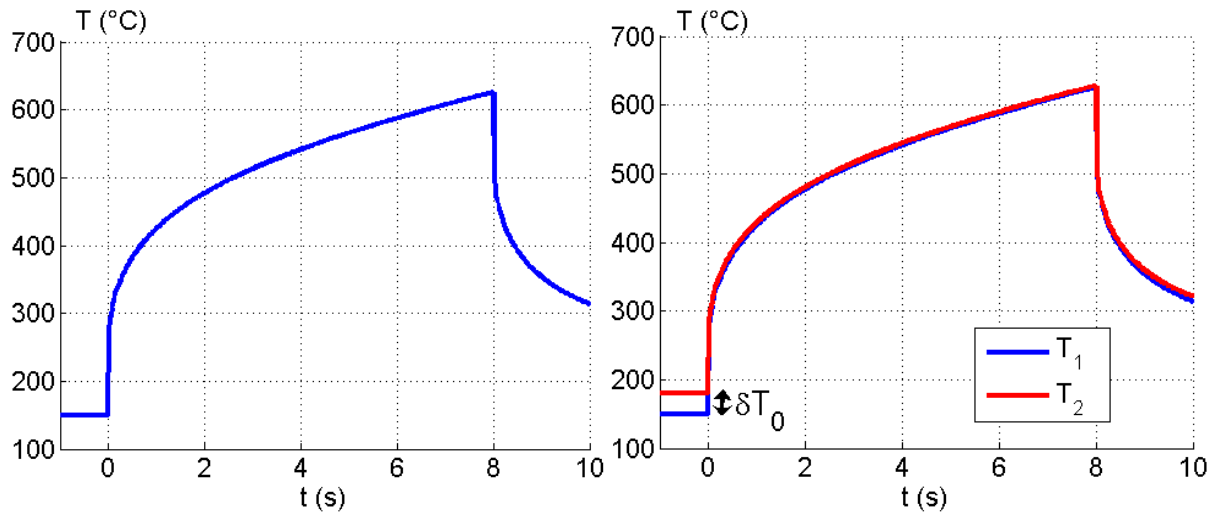


Figure 4-31 : A gauche : température de surface simulée à partir d'un calcul bidimensionnel sur la tuile 5 (flux de 5 MW/m^2 pendant 8 secondes, $R_e = 2.10^{-5} \text{ W/m}^2\text{K}$, $T_0 = 150 \text{ °C}$, cf. partie 4.2.2.1). A droite : T_2 est la température après prise en compte de l'erreur δL sur la luminance. T_1 est la même température que sur la figure de gauche.

Les flux ϕ_{T1} et ϕ_{T2} sont ensuite calculés à partir de ces deux températures T_1 et T_2 . On calcule ensuite l'erreur relative introduite par l'erreur sur la luminance :

$$\frac{\delta\phi}{\phi} = \frac{\phi_{T2} - \phi_{T1}}{\phi_{T1}} \quad (4-14)$$

L'exemple du cas de la figure 4-31 est représenté sur la figure 4-32. L'incertitude sur le flux calculé est très importante sur les premiers pas de temps. Si on compare cette erreur avec celle causé par l'incertitude sur la résistance équivalente, on remarque qu'elles sont du même ordre de grandeur (cf. figure 4-24).

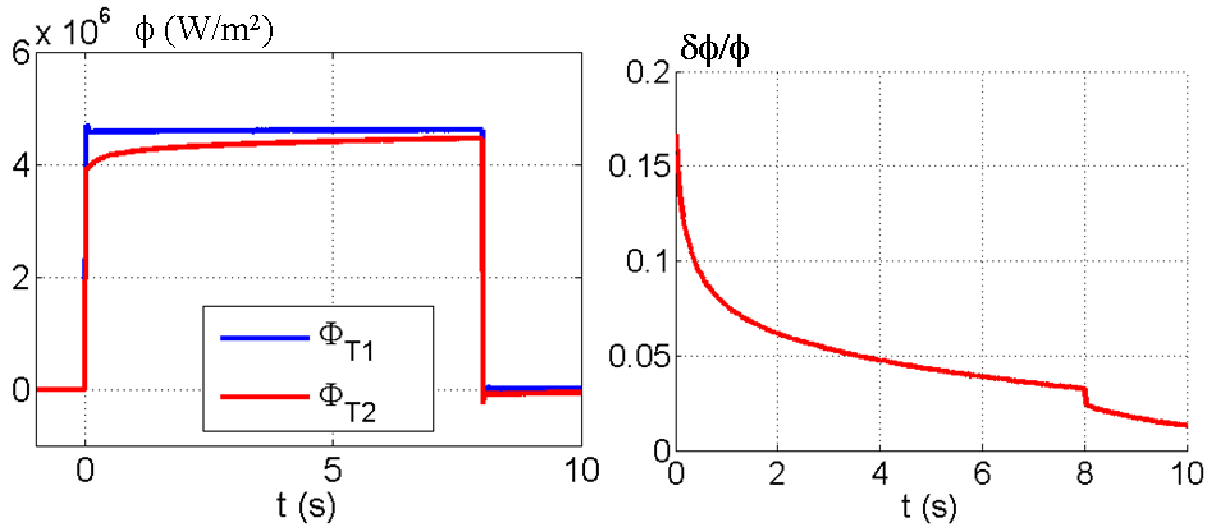


Figure 4-32 : A gauche : flux calculé à partir des températures simulées (cf. figure 4-31). A droite : erreur relative sur le flux.

La figure 4-33 représente l'erreur relative sur le flux calculé pour différentes valeurs de la résistance équivalente et du flux appliqué en fonction du temps. L'influence de cette incertitude sur le flux calculé diminue quand la résistance équivalente et le flux appliqué augmentent. Ce résultat est la conséquence du fait que l'incertitude sur les basses températures a une forte influence sur l'amplitude de l'élévation rapide de la température du dépôt au début de l'application du flux. Comme cette élévation de température augmente avec le flux et la résistance équivalente, il est normal que l'influence de l'incertitude sur les basses températures diminue lorsque ces deux paramètres croissent.

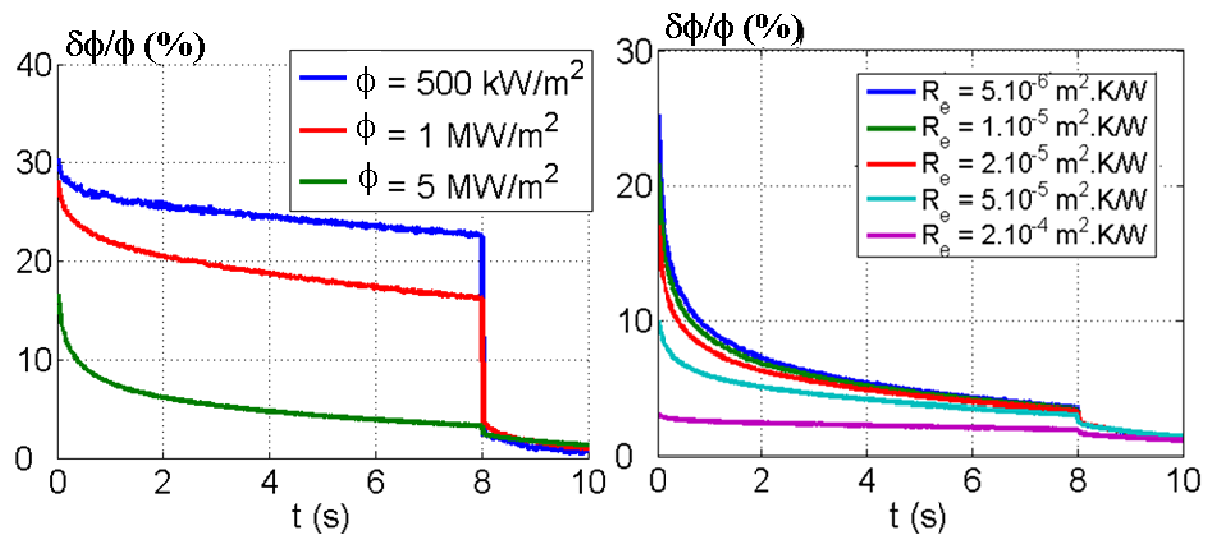


Figure 4-33 : Incertitude relative sur le flux calculé pour différentes amplitude du flux (à gauche, $R_e = 2.10^{-5} \text{ W/m}^2\text{K}$) et différentes valeurs de la résistance équivalente (à droite, $\phi = 5 \text{ MW/m}^2$).

On observe sur la figure 4-34 que cette incertitude ne dépend pas de la température initiale de la tuile pour une même erreur de $\pm 30^\circ\text{C}$ sur la température initiale. Toutefois, pour une incertitude sur la luminance δL donnée, l'incertitude sur la température sera plus importante pour les températures les plus basses à cause de la forme de la fonction de Planck (cf. figure 4-30). La précision minimale admissible sur la température doit donc être définie pour les températures initiales les plus basses que l'on veut mesurer. On observe sur les mesures par thermocouples présentées figure 4-10 que la température initiale la plus basse des tuiles du diverteur est de l'ordre de 90°C durant une journée de choc.

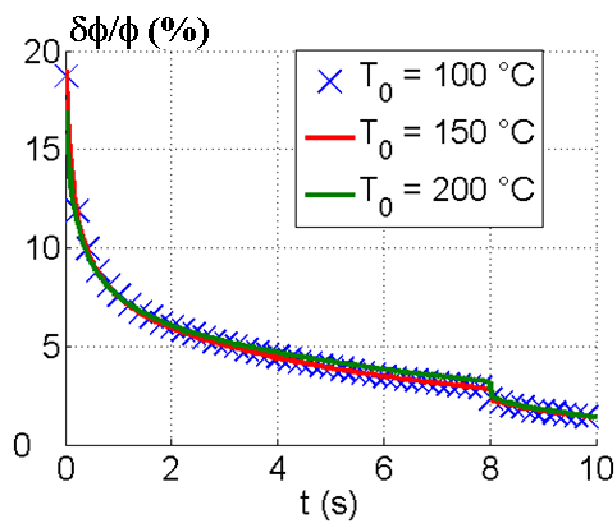


Figure 4-34 : Evolution de l'incertitude relative sur le flux en fonction de la température initiale.

L'ordre de grandeur des flux sur les composants face au plasma est de 1 à 10 MW/m^2 . L'évolution de l'incertitude calculée pour un flux de 1 MW/m^2 pour différentes incertitudes sur la température initiale est représentée figure 4-35. On peut voir que l'incertitude sur le flux est assez linéaire en fonction de l'incertitude sur la température initiale. Pour pouvoir justifier d'une précision de 10 % sur des flux de 1 MW/m^2 pour une résistance de $2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, il est nécessaire de déterminer la température initiale avec une précision de $\pm 10^\circ\text{C}$. Les mesures de KL7, telles qu'elles sont effectuées actuellement, avec une incertitude de $\pm 30^\circ\text{C}$ sur la température initiale, ne permettent pas d'obtenir cet ordre de précision. Même pour des flux de 5 MW/m^2 calculés à partir des mesures de KL7, le flux n'est calculé qu'à 17 % près (cf. figure 4-33). Dans le cas d'une résistance équivalente de $2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, les flux de 5 MW/m^2 ne peuvent pas être déterminés à plus de 25 % près. Pour les tuiles intérieures pour lesquelles on considère que la résistance équivalente est plus importante (cf. chapitre 3), de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, il est possible de déterminer des flux de 5 MW/m^2 à 10 % près.

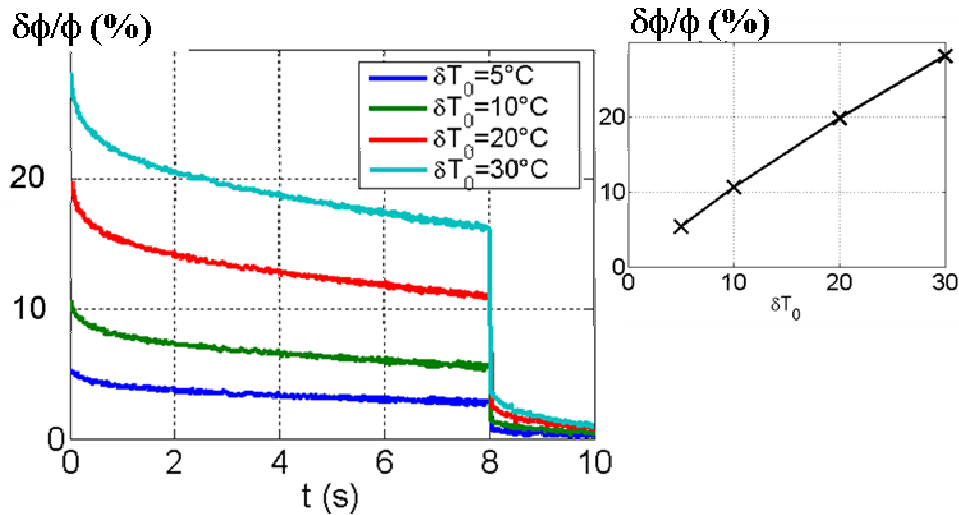


Figure 4-35 : Incertitude relative sur le flux en fonction de l'incertitude δT_0 sur la température initiale. $R_c = 2.10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, $\phi = 1 \text{ MW/m}^2$.

4.3 Calcul de la température au niveau des thermocouples

Le modèle de composants présenté jusqu'ici est utilisé pour calculer le flux de chaleur sur les composants et le bilan d'énergie. La présence de thermocouples dans les tuiles du diverteur incite à utiliser le modèle précédent pour calculer les températures au niveau de ces thermocouples. Lors du calcul du flux à partir des mesures de température par thermographie, la température est calculée en un certain nombre de positions au sein du solide, définies par les nœuds du maillage. Le calcul de la température au niveau des thermocouples est réalisé par interpolation linéaire de la température entre les nœuds qui entourent leurs positions. Ce calcul se fait en utilisant une segmentation de Delaunay (cf. [BAR96]) de l'espace tridimensionnel. La position des thermocouples est définie à partir des plans des bureaux d'étude (cf. figure 4-36 et tableau 4-3).

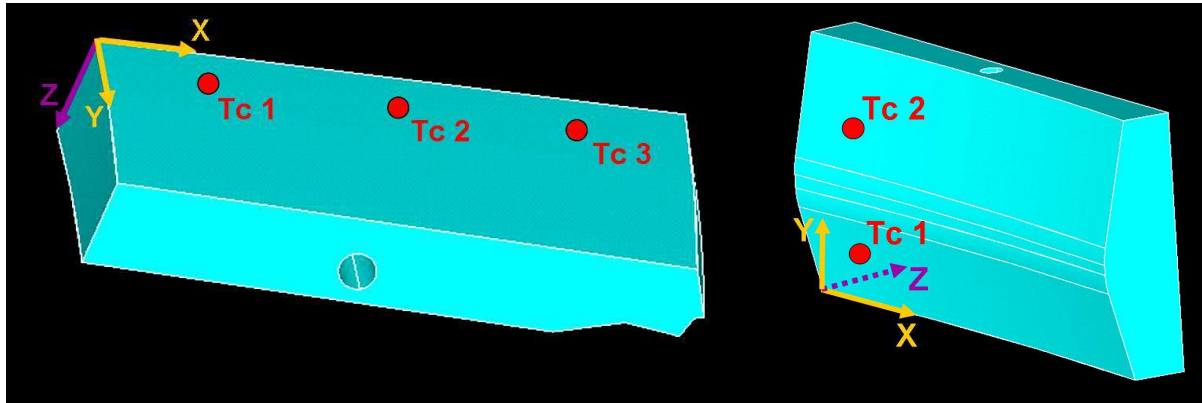


Figure 4-36 : Positions des thermocouples sur les tuiles 5 (à gauche) et 7 (à droite) du diverteur MKII HD du JET.

position (mm)	tuile5			tuile 7	
	Tc 1	Tc 2	Tc 3	Tc1	Tc2
X	33,7	122,5	187,5	97,8	97,8
Y	50,8	50,8	50,8	25	125
Z	9,9	9,9	9,9	7,8	4,4

Tableau 4-3 : Positions des thermocouples des tuiles 5 et 7 dans le référentiel associé au modèle de chacune des tuiles (cf. figure 4-36).

La mesure de température par un thermocouple correspond en principe à la température de son point de soudure. Comme le contact entre le thermocouple et le milieu qui l'entoure est souvent imparfait, il est nécessaire de tenir compte d'un temps de réponse du thermocouple. L'analyse des mesures par thermocouple de l'expérience sur banc d'essai présenté au chapitre 3 a montré que le temps de réponse des thermocouples τ_{TC} utilisés au JET était de l'ordre de 0,7 +/- 0,3 seconde. La prise en compte du temps de réponse se fait par convolution de la réponse indicielle u du thermocouple avec la dérivée de la température ambiante du thermocouple en fonction du temps :

$$T_{TC}(t) = \int_0^t \frac{\partial T}{\partial t}(t') \cdot u(t - t') dt'. \quad (4-15)$$

On considère que l'équation régissant la température du thermocouple en fonction de la température du milieu qui l'entoure est donnée par un bilan simplifié d'énergie sur le thermocouple :

$$K \frac{\partial T_{TC}}{\partial t} = G.(T - T_{TC}) \quad (4-16)$$

Avec K la capacité calorifique du capteur et G un facteur d'échange (cf. [GIC09]). La réponse indicielle du thermocouple est alors de la forme $u(t) = 1 - \exp(-t/\tau_{TC})$ où τ_{TC} est le temps de réponse du thermocouple égal à K/G .

Le modèle présenté jusqu'à présent dans cette partie permet de calculer la distribution de température dans le composant en fonction des températures mesurées par thermographie infrarouge sur la surface du composant. Ces dernières mesures de température ne sont réalisées qu'au cours des chocs et pendant les quelques secondes qui suivent. Les mesures de température par thermocouple sont enregistrées pendant un temps assez long après la fin du choc, sur environ 1000 secondes. Il est donc intéressant de prolonger le calcul sur ces temps longs après la fin des mesures par thermographie.

Pour ce calcul, le modèle de tuile est conservé, ainsi que le maillage. Pour les temps suivant la fin de la mesure de température par infrarouge, seules les conditions aux limites du modèle vont changer. Tout d'abord, il n'est plus possible d'appliquer la condition de température imposée sur le dépôt sans mesure par thermographie. Comme ce calcul s'effectue plusieurs secondes après la coupure de puissance, il est légitime de considérer que la surface supérieure des composants ne reçoit plus de flux de chaleur du plasma. Cette surface ne peut échanger de la chaleur que par rayonnement face à une enceinte à vide en cours de refroidissement. Ce flux dépend de la température de surface mais aussi de la distribution de la température dans l'enceinte à vide.

L'approximation de parois adiabatiques utilisée pour les surfaces latérales et arrière des composants, était justifiée dans la mesure où le flux qu'elles subissaient était négligeable face au flux provenant du plasma. Cette approximation n'est plus valable dans le cas du refroidissement par rayonnement en face avant. L'arrêt de la mesure de température par thermographie se produit quelques secondes après la coupure de puissance. La température maximale sur la face avant du composant est de l'ordre de grandeur de 500°C . La température minimale de l'enceinte à vide est celle de la boucle de refroidissement à 90°C . Il en résulte que l'ordre de grandeur maximale du flux dissipé en face avant par rayonnement est de l'ordre de 20 kW/m^2 . Cela correspond à un coefficient d'échange de $46 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Le refroidissement en face arrière avec un thermostat à 90°C environ n'est maintenant plus négligeable. Il est difficile de déterminer précisément le coefficient d'échange en face arrière car cet échange se fait en partie par rayonnement et en partie par conduction à travers le support (cf. partie 1.1.2). La littérature donne un ordre de grandeur du refroidissement en face arrière de $100 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ (cf. [EIC07]). Le rayonnement des faces latérales est négligé du fait de la faible surface de ces faces comparée à celle des faces avant et arrière. Le nombre de Biot associé à la conduction dans l'épaisseur de la tuile et au refroidissement en face avant et arrière est très petit devant 1 ($\sim 0,01$), la température dans l'épaisseur de la tuile peut donc être considérée comme uniforme au vu des échanges thermiques sur les faces extérieures. Pour cette raison, les deux sources de refroidissement ont été rassemblées dans un seul terme d'échange en face arrière associé à la température de 90°C de la boucle de refroidissement. On a choisis de prendre un coefficient d'échange associé à ce refroidissement égal à $90 \text{ W}/\text{m}^2\text{K}$. Cette modélisation du refroidissement par un coefficient d'échange constant est une approximation grossière de la réalité physique. En effet, le refroidissement étant en partie dû à des échanges par rayonnement, il doit dépendre fortement de la température.

La figure 4-37 présente un exemple de résultats de calcul de températures aux niveaux des trois thermocouples de la tuile 5, à partir des températures de surface simulées de la section 1.2.1 (cf. figure 4-21). Le calcul a été effectué pour une température de surface imposée et une résistance équivalente R_e donnée en face avant jusqu'à 10 secondes. Entre 10 et 100 secondes, la température au niveau du thermocouple est calculée avec le modèle présenté ci-dessus.

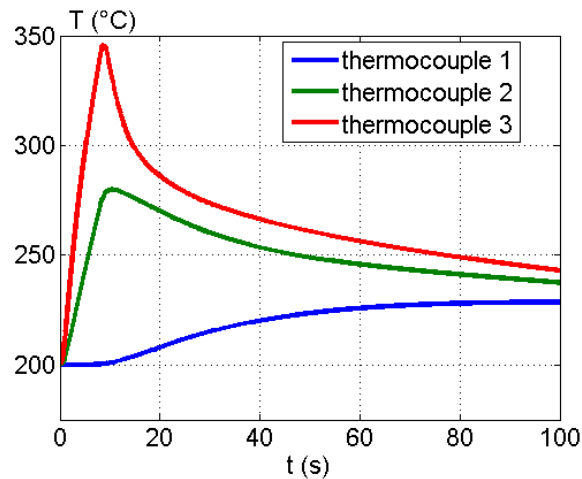


Figure 4-37 : Températures calculées au niveau des thermocouples de la tuile 5 à partir de la température de surface simulée ($R_e = 2.10^{-5} \text{ m}^2.\text{K}/\text{W}$, créneau de $5 \text{ MW}/\text{m}^2$ pendant 8 secondes, $\tau_{TC} = 0,7$ seconde).

4.4 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la modélisation des composants face au plasma et au calcul des flux de chaleur à partir des mesures de température de surface. Ce modèle a été appliqué à des études de sensibilité du flux calculé à différents paramètres d'entrée dont les températures de surface et la résistance équivalente. Deux comportements différents sont apparus en fonction de l'importance du dépôt à la surface du composant. Pour les tuiles intérieures, dont la résistance équivalente est forte ($R_e \geq 5.10^{-5} \text{ K.m}^2/\text{W}$), le flux calculé dépend fortement de la précision avec laquelle la valeur de cette résistance a été déterminée, mais peu des incertitudes sur la température. Une précision de 10 % sur la résistance équivalente est nécessaire pour obtenir une incertitude sur le flux calculé inférieure à 10 %. Pour les tuiles extérieures, l'incertitude due au manque de précision sur les mesures à basse température est la plus importante. Il est nécessaire d'avoir une précision de $\pm 10^\circ\text{C}$ sur la mesure de température à 90°C . L'incertitude causée par le bruit de mesure n'est pas négligeable sur ces tuiles, elle atteint $\pm 150 \text{ kW}/\text{m}^2$ sur les tuiles extérieures dont la résistance équivalente est de l'ordre de $2.10^{-5} \text{ K.m}^2/\text{W}$. Pour des dépôts encore plus fins, on peut observer que l'influence de ce bruit atteint facilement $\pm 500 \text{ kW}/\text{m}^2$, ce qui représente une incertitude de 50 % pour des flux faibles, de l'ordre de $1 \text{ MW}/\text{m}^2$. Sur ces tuiles, la résistance équivalente introduit aussi une incertitude non négligeable sur le flux calculé bien que son effet soit plus faible que pour les tuiles intérieures.

Une modélisation de la température mesurée par les thermocouples été réalisée à partir du calcul de flux et des températures de surface. Le calcul de la température au niveau des thermocouples a été prolongé sur les temps qui suivent la fin de la mesure de température par thermographie à la surface. La modélisation du composant durant cette période a été modifiée afin de tenir compte du refroidissement de la tuile et de l'absence de mesure de température par thermographie.

Le calcul de flux réalisé à partir de la modélisation de ce chapitre a été appliqué aux mesures de température effectuées au JET, les résultats sont présentés et discutés dans le chapitre suivant.

Annexe 4.1 : Eléments finis et fonction de forme

A.4.2.1. Mailles hexaédriques :

Les mailles hexaédriques utilisées pour discrétiser la géométrie des composants sont nommées SOLID70 dans ANSYS. Elles sont représentées sur la figure 4-11 reproduite ci-dessous :

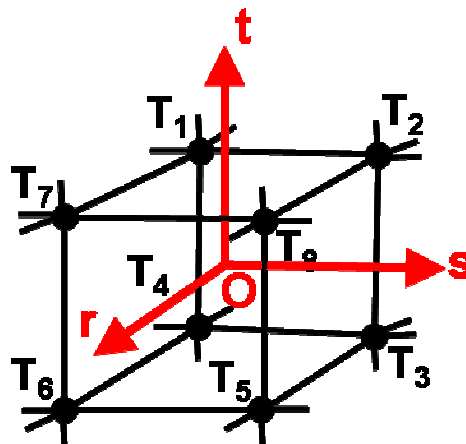


Figure A.4.2.1 : Maille hexaédrique SOLID70 utilisée dans ANSYS.

On a représenté sur cette figure un repère (O, r, s, t) associé à cet élément. Le point O est placé au barycentre de l'élément. La température en un point quelconque de cette maille est calculée à partir des températures aux nœuds en utilisant la relation :

$$T(r,s,t) = \frac{1}{8} [T_1(1-s)(1+t)(1-r) + T_2(1+s)(1+t)(1-r) + T_3(1+s)(1-t)(1-r) + T_4(1-s)(1-t)(1-r) + T_5(1+s)(1-t)(1+r) + T_6(1-s)(1-t)(1+r) + T_7(1+s)(1+t)(1+r) + T_8(1+s)(1+t)(1+r)] \quad (\text{A.4.2.1})$$

La fonction de forme N_n associée à un nœud n placé en (s_n, r_n, t_n) sur cet élément est donc dans ce repère :

$$N_n(r,s,t) = \frac{1}{8} (s_n - s)(t_n + t)(r_n - r) \quad (\text{A.4.2.2})$$

A.4.2.2. Mailles de surface

Les mailles utilisées pour discrétiser la surface des composants sont nommées PLANE152 dans ANSYS. Elles sont représentées sur la figure 4-16 reproduite ci-dessous :

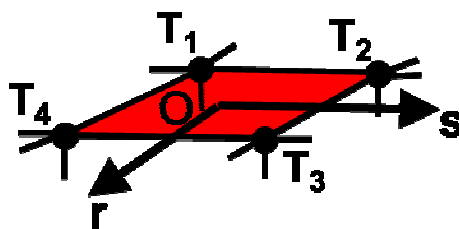


Figure A.4.2.2 : Elément de surface PLANE152 utilisé dans ANSYS.

On a représenté sur cette figure un repère (O, r, s) associé à cet élément. Le point O est placé au barycentre de l'élément. La température en un point quelconque de cette maille est calculée à partir des températures aux nœuds en utilisant la relation :

$$T(r, s, t) = \frac{1}{4} [T_1(1-s)(1-r) + T_2(1+s)(1-r) + T_3(1+s)(1+r) + T_4(1-s)(1+r)] \quad (\text{A.4.2.3})$$

La fonction de forme N_n associée à un nœud n placé en (s_n, r_n) sur cet élément est donc dans ce repère :

$$N_n(r, s, t) = \frac{1}{4} (s_n - s)(r_n - r) \quad (\text{A.4.2.4})$$

Annexe 4.2 : Expressions matricielles utilisées par la méthode des éléments finis

La forme variationnelle du bilan d'énergie dans un composant en absence de source interne d'énergie donne l'équation :

$$\int_{\Omega} \left(\rho C_p \delta T \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \delta T \lambda \nabla T \right) d\Omega + \int_{\Gamma_q} \delta T \mathbf{q} d\Gamma = 0 \quad (\text{A.4.3-1})$$

On cherche à calculer $T(\mathbf{r},t)$ qui vérifie cette équation pour tout $\delta T(\mathbf{r},t)$ et qui vérifie $T(\mathbf{r},t) = T_{d\Omega}(\mathbf{r},t)$ sur Γ_T . Γ_T et Γ_q désignent les surfaces sur lesquelles sont appliquées des conditions en température imposée pour la première, et respectivement en flux imposé pour la seconde. δT est appelé champ de température virtuelle.

La méthode des éléments finis recherche ensuite une solution approchée de cette équation comme une combinaison linéaire de fonctions $N_n(\mathbf{r})$ définies à partir du maillage. Ces fonctions, appelées fonctions d'interpolations ou fonctions de formes, sont définies de telle manière que

$$N_i(\mathbf{r}_j) = \delta_{ij} \quad (\text{A.4.3-2})$$

avec \mathbf{r}_j la position du $j^{\text{ème}}$ nœud du maillage. Il y a autant de fonctions N_n que de nœuds dans le maillage. Les fonctions de formes associées aux éléments du maillage utilisé pour le calcul de flux tridimensionnel sont données dans l'annexe 4.1.

Les champs de température $T(\mathbf{r},t)$ et $\delta T(\mathbf{r},t)$ qui interviennent dans l'équation intégrale peuvent s'écrire sous la forme discrétisée :

$$T(\mathbf{r},t) = \sum_n N_n(\mathbf{r})T_n(t) \text{ et } \delta T(\mathbf{r},t) = \sum_n N_n(\mathbf{r})\delta T_n(t) \quad (\text{A.4.3-3})$$

Où T_n et δT_n sont les températures réelles et virtuelles au nœud n .

En injectant ces expressions dans l'équation intégrale (A.4.3-1), on trouve une expression matricielle entre les températures aux nœuds T_n et les conditions aux limites indépendantes du champ de température virtuelle. Finalement, on arrive à une expression matricielle de la forme générale :

$$[\mathbf{C}(\mathbf{T}(t))]\dot{\mathbf{T}}(t) + [\mathbf{K}(\mathbf{T}(t))]\mathbf{T}(t) = \mathbf{Q}(t) \quad (\text{A.4.3-4})$$

où $\mathbf{T}(t)$ est le vecteur contenant la température aux nœuds du maillage au temps t , \mathbf{Q} est le vecteur de chargement extérieur de chaleur sur les nœuds

$$\mathbf{Q}(t) = \int_s \frac{(T_s(x, y, t)\mathbf{N}(x, y, z))}{\mathbf{R}_e} dS \quad (\text{A.4.3-5})$$

$[\mathbf{C}]$ est la matrice de capacité thermique associée à chacun des nœuds du système

$$[\mathbf{C}(\mathbf{T})] = \rho \int_v C_p(T(x, y, z, t))\mathbf{N}(x, y, z)\mathbf{N}(x, y, z)^T dV \quad (\text{A.4.3-6})$$

$[\mathbf{K}]$ est la matrice de raideur du système qui représente la conduction de la chaleur entre les nœuds

$$[\mathbf{K}(\mathbf{T})] = \int_v \mathbf{N}(x, y, z)\mathbf{L}^T \lambda(T(x, y, z, t))\mathbf{L}\mathbf{N}(x, y, z)^T dV + \int_s \frac{\mathbf{N}(x, y, z)\mathbf{N}(x, y, z)^T}{\mathbf{R}_e} dS \quad (\text{A.4.3-7})$$

Chapitre 5 : Résultats du calcul de flux appliqué aux mesures de température du JET

Notations :

ϕ : flux surfacique (W.m^{-2})

σ : Ecart-type de la fonction d'appareil (m).

δX : Taille des pixels (m).

λ_{SOL} : Longueur de décroissance exponentielle du flux thermique à la surface d'un composant dans la SOL (m).

$h_{1/2}$: Largeur à mi-hauteur du dépôt de chaleur (m).

ϕ_{max} : Maximum de flux surfacique (W.m^{-2}).

τ_{TC} : Temps de réponse des thermocouples (s).

T_{TC} : Température au niveau de la soudure des thermocouples ($^{\circ}\text{C}$).

Le calcul de flux tridimensionnel et non-linéaire qui a été présenté dans le chapitre 4 a été appliqué à des mesures de température sur les composants face au plasma du Tokamak JET. Le tableau 5-1 répertorie les expériences qui ont été étudiées dans ce travail.

Expérience	Puissance maximale	système de thermographie	Point d'impact	commentaire
70225	22,4 MW	KL7	tuile 7	2
73658	13,5 MW	KL7	tuile 5	2, 3, 4
77393	11 MW	KL7	tuile 5	calcul sur le dumplate
76437	8,1 MW	KL7, KL9	tuile 5	3
76460	11,4 MW	KL7, KL9	tuile 5	1, 2, 5
79799	3,85 MW	KL7	tuile 6	calcul sur les limiteurs internes et externes

Tableau 5-1 : Liste des expériences sur lesquelles le calcul de flux a été appliqué. Le point d'impact indique la tuile extérieure du diverteur traversée par la dernière surface magnétique fermée (cf. chapitre 1.5). Le numéro des commentaires se réfère aux analyses qui ont été effectuées sur ce choc (cf. liste ci-dessous).

L'analyse des résultats du calcul de flux sur ces mesures de température est réalisée selon différents axes :

1. Les flux calculés à partir des mesures de température de surface d'un même composant mais obtenus par deux systèmes de thermographie différents (cf. KL7 et KL9, chapitre 1.1.6) sont comparés entre eux. L'un des buts de cette comparaison est d'étudier l'effet de la résolution spatiale de ces deux systèmes de mesure sur le flux calculé.
2. Les flux calculés sur des composants identiques répartis toroïdalement dans le tore sont ensuite comparés entre eux afin d'étudier la répartition du flux sur les composants dans cette direction.
3. Les résultats du calcul de flux tridimensionnel sont comparés à ceux obtenus avec un autre calcul de flux utilisé actuellement au JET, appelé Théodor, à partir des mêmes mesures de température.
4. Les températures simulées au niveau des thermocouples à partir des mesures de température de surface et du calcul de flux, sont comparées aux mesures de température de ces thermocouples pendant le choc.
5. Le calcul de la puissance totale déposée sur les composants étudiés est présenté à la fin de ce chapitre.

5.1 Les mesures de température de surface

Les données d'entrée du calcul de flux sont les champs de température de surface des dépôts qui sont calculés à partir des mesures de thermographie infrarouge. La précision avec laquelle ces champs de température sont connus, détermine fortement le résultat du calcul. C'est pourquoi nous allons présenter dans un premier temps la manière dont sont obtenus ces champs de température à partir des données de thermographie. Nous allons aussi discuter de l'influence de certains paramètres, tel que le choix de points de contrôle ou la résolution de la caméra sur ces champs de température.

5.1.1 Répartition des mesures sur les composants

Comme présenté dans le chapitre 4, le calcul des champs de température à partir des mesures par thermographie se fait par une interpolation linéaire entre les points de mesures. Il est nécessaire dans un premier temps d'identifier correctement la position de ces points de mesure sur le modèle du composant. Cette identification est réalisée par la comparaison visuelle de l'image infrarouge avec une modélisation du champ de vision de la caméra obtenue à partir des modèles de CAO des composants (cf. figure 5-1).

L'image infrarouge est transformée afin de pouvoir replacer les points de mesures, ou pixels, sur l'image des modèles des composants. Cette transformation est effectuée en utilisant des points de contrôle sur les deux images comparées qui permettent d'identifier la position sur chacune des images d'éléments remarquables, tel qu'une arrête ou un coin d'un composant. Le placement de ces points de contrôle est effectué manuellement.

La transformation va consister à réaliser une segmentation des deux images entre les points de contrôle par une triangulation de Delaunay et une interpolation linéaire de la position des pixels sur cette segmentation. A partir du modèle tridimensionnel des composants utilisés pour modéliser le champ de vision de la caméra, on calcule la position de chaque pixel de l'image infrarouge sur les modèles des composants utilisés pour le calcul de flux. La qualité du placement des points de contrôle sur les images infrarouges va fortement influencer la qualité des champs de température qui sont appliqués au calcul de flux.

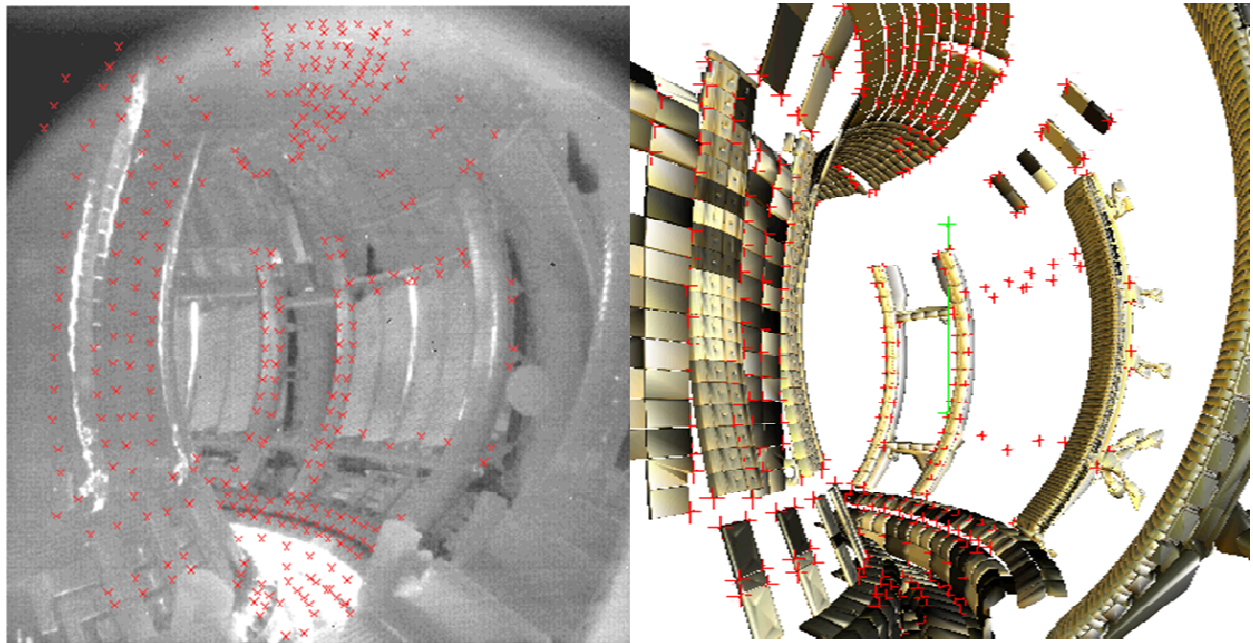


Figure 5-1 : A gauche image de l'enceinte à vide du JET dans l'infrarouge prise par KL7. A droite, image de la modélisation du champ de vision de la caméra KL7 basée sur les modèles de CAO des composants. Les points de contrôle qui servent à la comparaison de ces images sont placés en rouge.

5.1.1.1 Mesures de température sur KL7

Comme le montre l'image de la figure 5-1, la caméra KL7 permet de mesurer les températures de surface de nombreux composants de l'enceinte à vide. On s'intéressera en particulier aux tuiles du diverteur (situé en bas de la vue de KL7). On peut compter quatre tuiles 5 et quatre tuiles 7 (cf. figure 5-2) qui sont entièrement visibles à partir de cette caméra. Les tuiles portant le même numéro sont réparties dans la direction toroïdale dans le diverteur. Les tuiles 7 sont nommées au JET, de gauche à droite sur la figure 5-2 : 04 OW , 04 ON, 03 OW et 03 ON. Les tuiles 5 sont nommées de haut en bas : 3N a, 3W b, 3W a et 2N b. Le point d'impact extérieur du plasma est situé sur ces tuiles durant les chocs. Les flux les plus importants sont reçus sur ces éléments.

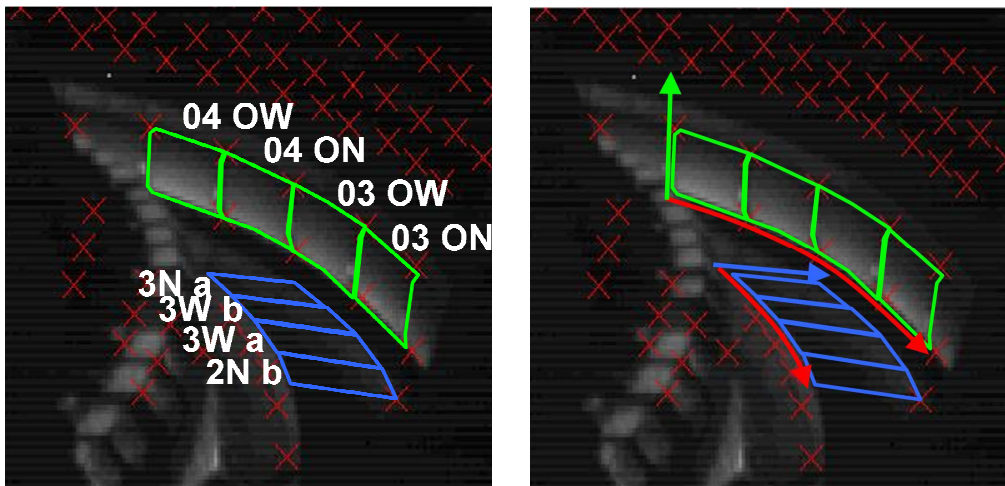


Figure 5-2 : Images du diverteur du JET pris dans l'infrarouge par KL7. Quatre tuiles 7 (encadrées en vert) et quatre tuiles 5 (entourées en bleu) sont visibles sur cette image. A gauche : nom des tuiles. A droite : orientation des directions toroïdale (en rouge) et poloïdales (en bleu et en vert selon la tuile) utilisées pour représenter ces tuiles par la suite.

La figure 5-3 montre un exemple de répartition des points de mesure de la caméra KL7 sur une tuile 7. On peut remarquer que les points de mesure sont régulièrement espacés sur la tuile indépendamment de la direction poloïdale ou toroïdale. La distance moyenne entre les points de mesure sur cette tuile est de l'ordre du centimètre. La répartition des pixels sur cette tuile est semblable sur les quatre tuiles 7 visibles avec KL7.

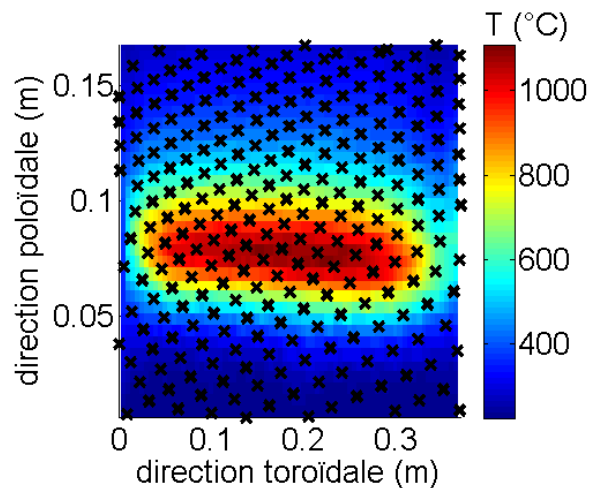


Figure 5-3 : Répartition des points de mesures (croix noires) de KL7 sur un champ de température de la tuile 7 (choc 70225, $t = 62.03$ s).

Deux exemples de la répartition des points de mesure de KL7 sur la tuile 5 sont montrés sur la figure 5-4. Les points de mesure sur cette tuile sont répartis différemment selon les directions toroïdales et poloïdales. La distance moyenne entre les points de mesure dans la

direction poloïdale est de 8 mm environ tandis qu'elle est de 2 cm environ dans la direction toroïdale pour la tuile numérotée 2N a. Cette différence avec la tuile 7 vient de la position de cette tuile qui est vue de côté depuis la caméra KL7. On peut voir que la distance entre les points de mesures dans la direction toroïdale augmente fortement pour les tuiles les plus éloignées de la caméra (cf. tableau 5-2).

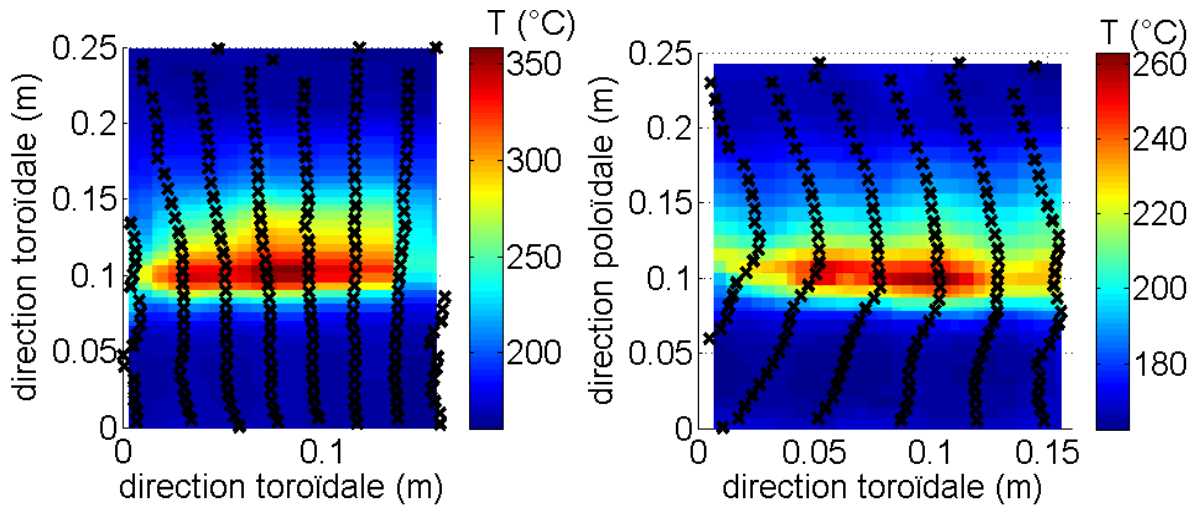


Figure 5-4 : Répartition des points de mesures (croix noires) de KL7 sur des champs de température de la tuile 5 (choc 76460, $t = 61,23$ s, à gauche tuile 5 2Nb, à droite tuile 5 3Wa).

	2Na	3Wa	3Wb	3Na
δx toroïdale	2 cm	3 cm	3 cm	4 cm
δy poloïdale	7,5 mm	8 mm	8,5 mm	9 mm

Tableau 5-2 : Distance moyenne toroïdale et poloïdale entre les points de mesure sur les tuiles 5 vues par KL7.

La répartition des points de mesure sur la tuile 3 est représentée sur la figure 5-5. On peut remarquer que les points de mesure ne permettent pas de couvrir l'ensemble de la surface de cette tuile. Il faut aussi noter que les points de contrôle qui définissent la position des points de mesure sur la tuile 3, (cf. figure 5-5), sont placés sur les composants environnants. En effet, le manque de contraste de l'image infrarouge correspondant à la position de la tuile 3 ne permet pas de placer correctement les points de contrôle sur des arêtes ou sur des coins de la tuile. Par conséquent, nous avons considéré que les champs de température calculés à partir des mesures de KL7 ne sont pas suffisamment représentatifs des températures de surface sur cette tuile.

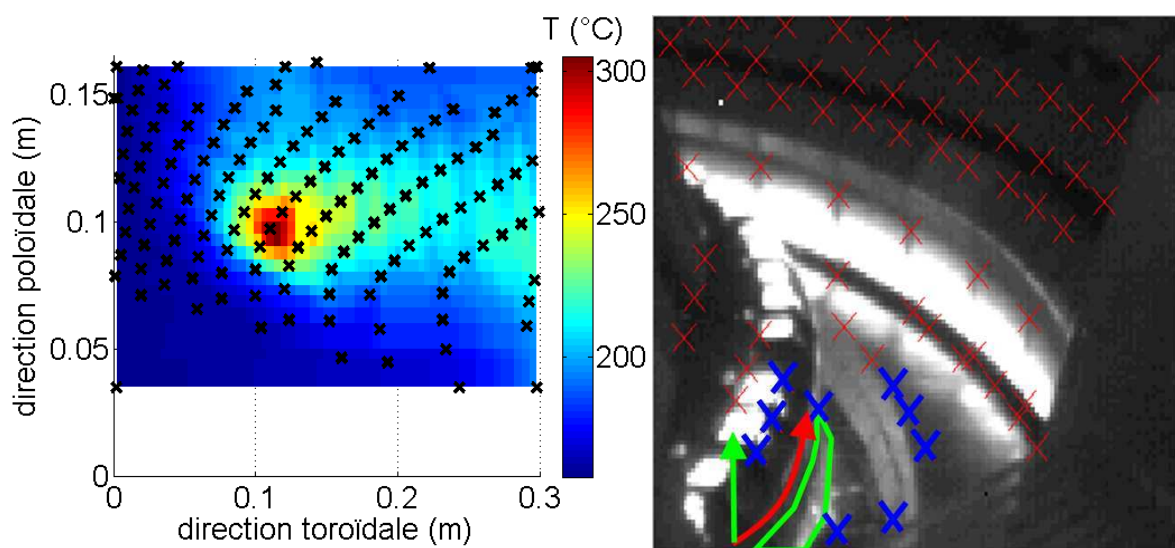


Figure 5-5 : Répartition des points de mesures (croix noires) de KL7 sur un champ de température de la tuile 3 (choc 76460, $t = 61,23$ secondes). A droite, image du diverteur dans l'infrarouge prise par la caméra KL7. La zone correspondant à la position des tuiles 3 est indiquée en vert. Les positions des mesures de température sur cette zone sont calculées en fonction des points bleus. Les flèches indiquent les directions toroïdale (en rouge) et poloïdale (en vert) pour cette tuile.

Le choix des points de contrôle sur l'image infrarouge a une grande influence sur les résultats du calcul de flux. Les figures 5-7 et 5-8 comparent les champs de température calculés pour les tuiles 5 et 7 pour deux jeux de points de contrôles différents. Le premier jeu de points de contrôle correspond à celui utilisé au JET par défaut sur les chocs 70225 et 73258. Le second jeu correspond à des points de contrôle qui ont été remplacés pour ces chocs. Certains points de contrôle ont été ajoutés autour des tuiles 5 et 7 pour mieux redéfinir la position de leurs bords sur l'image infrarouge (cf. figure 5-6).

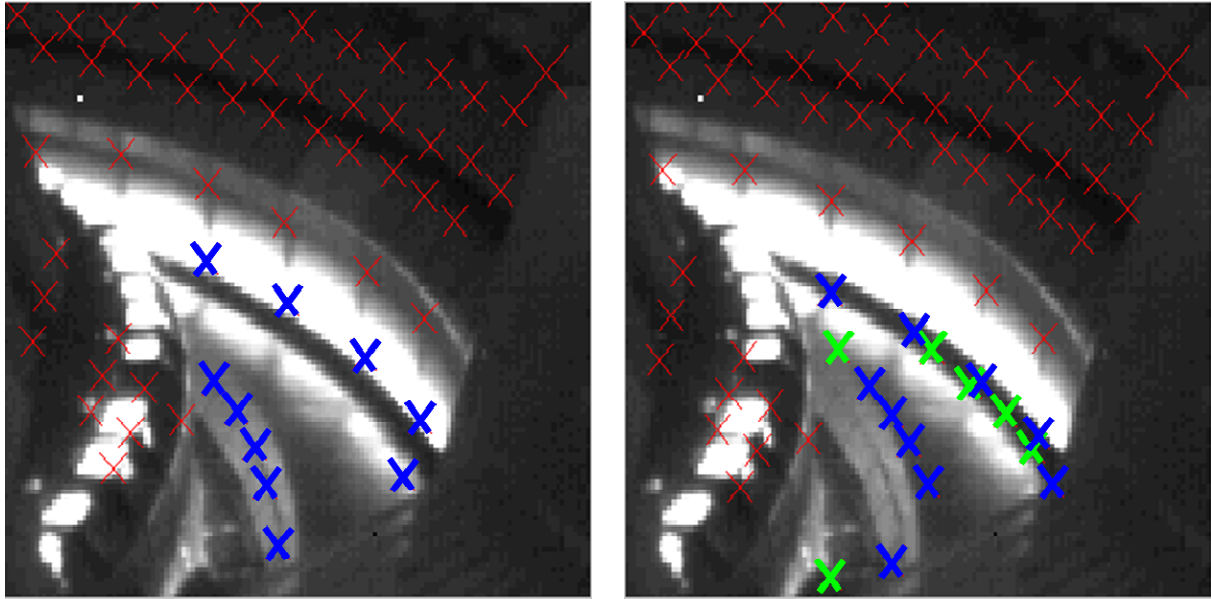


Figure 5-6 : Image du diverteur du JET prise dans l'infrarouge par KL7. Position des points de contrôle : à gauche, jeu initial ; à droite, jeu modifié. L'ensemble des points de contrôle a subi un décalage de 4 pixels vers le bas. Les points en bleu sont des points dont la position a été modifiée par rapport à l'ensemble, ceux en vert sont des points ajoutés.

La différence de position entre les deux jeux de points de contrôle n'est que de quelques pixels. On peut remarquer que l'identification de la position des points de contrôle sur l'image infrarouge est difficile en raison du manque de contraste de ces images. On peut considérer que la précision du positionnement de ces points de contrôle est au mieux effectuée à 3 pixels près. Cela correspond à un déplacement des champs de température à la surface des composants qui peut facilement atteindre ± 5 cm. Nous allons voir que cette incertitude sur la position des points de contrôle sur KL7 va avoir une forte influence sur certains résultats du calcul de flux. Les deux figures suivantes montrent l'influence de ce recalage des points sur les champs de température à la surface des tuiles 5 et 7. Pour la tuile 5, le recalage des points a conduit à un déplacement du champ de température de près de 5 cm dans les deux directions. Pour la tuile 7, le recalage des points entraîne un déplacement du champ de température plus important dans la direction poloïdale, de 7 cm environ, que dans la direction toroïdale, de l'ordre du centimètre. Cette incertitude sur la position des températures mesurées par KL7 est très importante en regard de la taille des composants que l'on étudie, de l'ordre de la dizaine de centimètre.

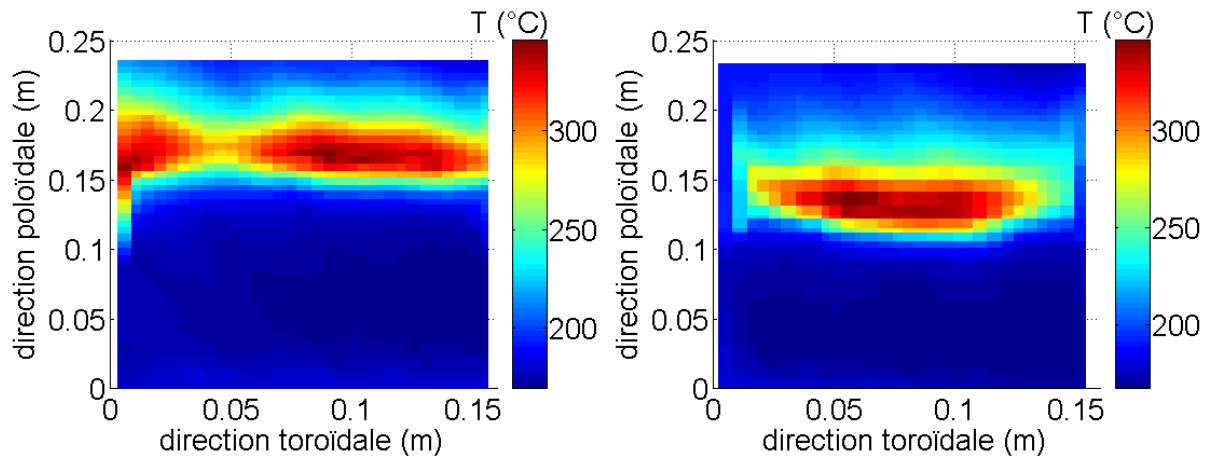


Figure 5-7 : Champs de température calculés sur la tuile 5 2Na à l'aide des mesures de KL7 pour deux jeux de points de contrôles, à gauche jeu initial, à droite jeu modifié (cf. figure 5-6). Température du choc 73658, $t = 64,65$ s.

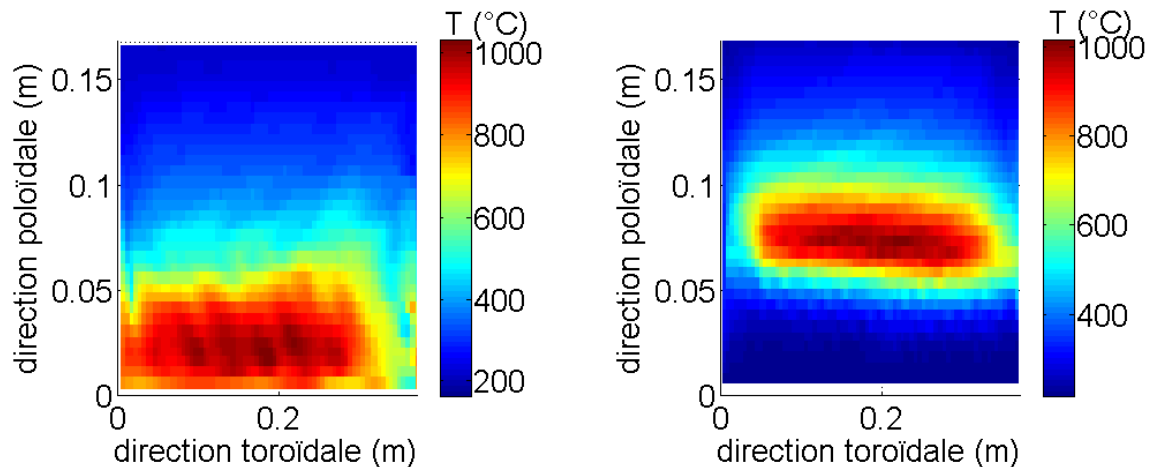


Figure 5-8 : Champs de température calculés sur la tuile 7 4W à l'aide des mesures de KL7 pour deux jeux de points de contrôle, à gauche jeu initial, à droite jeu modifié (cf. figure 5-6). Température du choc 70225, $t = 59,6$ s.

5.1.1.2 Mesure de température avec KL9

Le système de thermographie de KL9 permet d'obtenir des mesures de température sur deux tuiles 5 avec une meilleure résolution spatiale que KL7. La distance entre deux pixels adjacents sur la tuile 5 avec KL9 est de 1,5 mm. La figure 5-9 montre la vue de KL9 en infrarouge. Les points de contrôle sur les images de KL9 sont positionnés sur les quatre coins des tuiles 5. La meilleure résolution de la caméra permet plus facilement de discerner les arrêtes et coins de la tuile 5. L'incertitude sur la position des points de contrôle est de +/- 2 pixels, ce qui donne une précision de 3 mm environ sur la position des points de mesure, dans les directions toroïdale et poloïdale. Comme les dimensions de la tuile sont de l'ordre de 15 à

30 cm selon la surface, on peut considérer que la mesure de température est correctement repositionnée à la surface de la tuile pour ce système de thermographie.

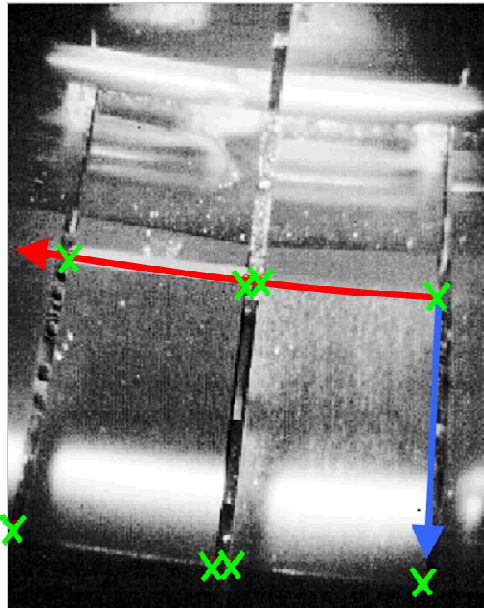


Figure 5-9 : Image en infrarouge du diverteur du JET prise par KL9. Un filtre est utilisé pour faire ressortir les contrastes de la tuile. Position des points de contrôle en vert, les flèches indiquent les directions toroïdale (en rouge) et poloïdale (en bleu) pour la tuile 5.

Un exemple de champ de température calculé avec cette caméra est représenté sur la figure 5-10.

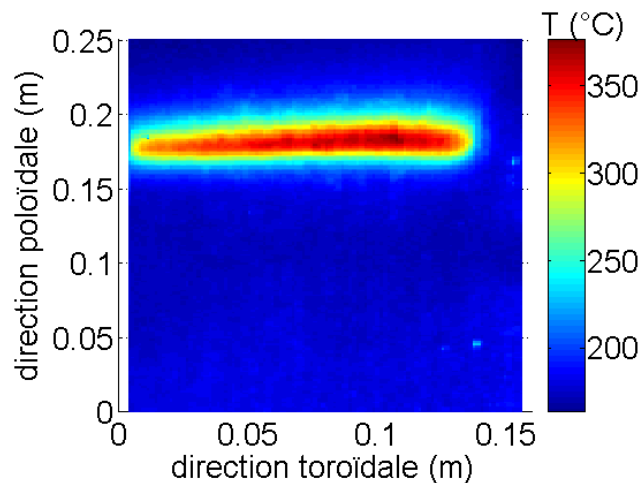


Figure 5-10 : Champ de température calculé à la surface de la tuile 5 à partir des mesures de température de KL9, choc 76460, $t = 58$ secondes.

5.1.2 Influence de la résolution spatiale

Les températures mesurées à la surface des composants que nous étudions ne sont pas uniformes. La précision spatiale des champs de température qui sont transmis au calcul de flux dépend de la résolution des systèmes de mesure utilisés. On s'intéresse ici à l'influence de la résolution spatiale des mesures de température sur les flux calculés. Pour cela, nous avons simulé des mesures de température par des caméras infrarouge en tenant compte de leur résolution spatiale.

5.1.2.1 Modélisation du système optique

On considère que la résolution spatiale des caméras est limitée par deux effets :

1. La taille du faisceau lumineux traversant le système optique est limitée par un diaphragme. Il en résulte que le faisceau lumineux est soumis à un phénomène de diffraction par le système optique. L'image d'un point de l'espace objet sera une tâche dans l'espace image, c'est-à-dire sur le capteur. Cette tâche est appelée tâche d'Airy.
2. La taille des pixels du capteur infrarouge de la caméra limite aussi la résolution spatiale de la mesure. La luminance mesurée par un détecteur élémentaire d'une caméra est la moyenne sur sa surface de la luminance qu'il reçoit. La température mesurée sur un pixel correspond donc à une température moyennée sur la zone observée par un détecteur élémentaire.

Pour cette simulation, nous nous sommes limités à traiter le cas de la mesure de température selon une seule dimension d'espace (cf. figure 5-11). On considère un capteur de caméra infrarouge constitués de n détecteurs élémentaires de taille $\delta X'$. On note X_i' la position du centre de l' $i^{\text{ème}}$ détecteur. On considère que les détecteurs sont joints les uns aux autres, $X_{i+1}' - X_i' = \delta X'$. On considère ici que le système optique est aplanétique, on peut donc considérer qu'à chaque point d'abscisse X' dans le plan image, on peut associer un point d'abscisse unique X dans le plan objet par conjugaison par le système optique. De même, Il est possible d'associer à un élément de surface dX' du plan image, l'élément dX du plan

objet. Afin de simplifier les écritures suivantes, toutes les positions dans les plans image et objet vont être repérées dans le plan objet.

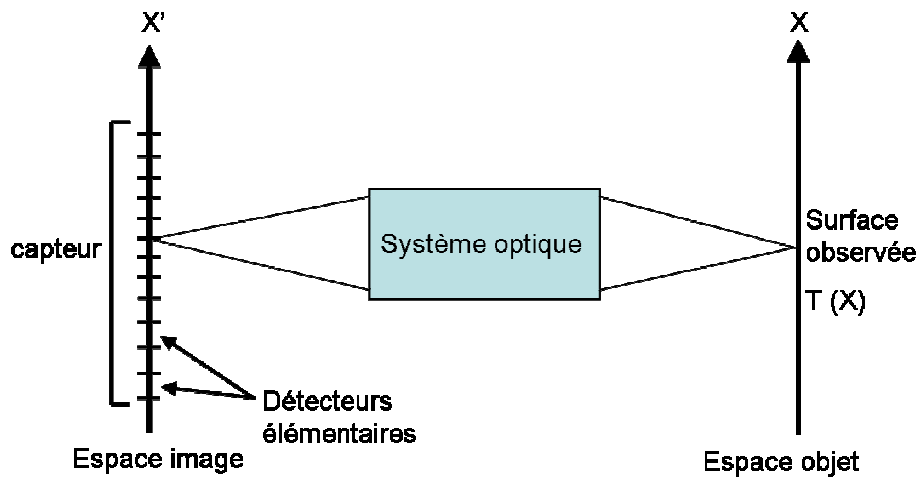


Figure 5-11 : Schéma de principe de la modélisation.

On cherche à calculer les températures T_i vues par les détecteurs en fonction d'une répartition $T(X)$ de la température à la surface de l'objet observée. On considère que la luminance partante de l'objet est celle d'un corps noir à la température T

$$L_{par}(X, \lambda) = L_{\lambda}^0(T(X)). \quad (5-1)$$

Pour un système optique aplanétique, si le phénomène de diffraction est négligé, la luminance incidente sur le capteur $L_{inc}(X, \lambda)$ en un point X est égale à la luminance partant du point correspondant dans l'espace objet $L_{par}(X, \lambda)$. Pour tenir compte du phénomène de diffraction, nous avons considéré que l'image par le système optique d'un Dirac de luminance en un point X_0 du plan objet, $L_{par}(X, \lambda) = \delta(X - X_0)$, est une gaussienne dans le plan image

$$L_{inc}(X, \lambda) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(X - X_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (5-2)$$

Cette gaussienne est normée de telle façon que la luminance totale soit conservée par cette transformation. Elle est caractérisée par un écart-type σ et centrée en X_0 . On peut alors

calculer la luminance dans l'espace image en fonction d'une luminance quelconque dans le plan objet par convolution de la luminance partant de la paroi avec la fonction d'appareil :

$$L_{inc}(X, \lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} L_{par}(X_2, \lambda) \bullet G\left(\frac{X - X_2}{\sigma}\right) dX_2 \quad (5-3)$$

ou G est une gaussienne normée centrée réduite. L'effet de la diffraction par le système optique va être caractérisé par le choix du paramètre σ .

Le signal de sortie Σ_i de chaque détecteur est calculé en utilisant l'équation

$$\Sigma_i = \int_{\Delta\lambda} \int_{\delta X} D \Delta\Omega L_{inc}(X, \lambda) dX d\lambda \quad (5-4)$$

où D est la sensibilité du détecteur, $\Delta\Omega$ l'angle solide d'observation, $\Delta\lambda$, la largeur spectrale du filtre de la caméra et $L_{inc}(X, \lambda)$ la luminance incidente sur le détecteur. La luminance n'est pas considérée uniforme sur le détecteur. L'effet de moyenne sur les détecteurs est caractérisé par leur taille δX .

Les températures T_i vues par les détecteurs sont calculées en inversant la relation

$$\Sigma = \int_{\Delta\lambda} D \Delta\Omega L_{\lambda}^0(T) \delta X d\lambda \quad (5-5)$$

Les mesures des deux caméras utilisées au JET, KL7 et KL9, ont été simulées. Les paramètres choisis pour ces deux caméras sont donnés dans le tableau 5-3, dans le plan objet. Pour la caméra KL7, on a considéré que le plan objet est situé à 3 mètres du système optique. Le paramètre δX est déterminé à partir de la taille des pixels sur le détecteur et le grandissement du système optique.

	σ	δX
KL7	7 mm	7 mm
KL9	1,5 mm	1,5 mm

Tableau 5-3 : Paramètres utilisés pour la modélisation des caméras KL7 et KL9 : écart-type et taille des pixels (dans le plan objet).

Le choix du paramètre σ pour KL7 est basé sur une comparaison entre une mesure de la résolution spatiale de la caméra et la modélisation. La mesure de la résolution spatiale de KL7 a été réalisée au CEA par E. Gauthier (cf. [GAU06], page 5). Pour cette mesure, la caméra a été placée face à un corps noir à 573 K. Une fente de largeur variable a été placée entre le corps noir et la caméra. Le signal de sortie du détecteur en regard du milieu de la fente a été enregistré pour différentes largeurs de fente, comprises entre 1 mm et 6 cm. La modélisation précédente a été appliquée à des distributions de température similaires à l'expérience (cf. figure 5-12). Le signal de sortie des détecteurs a été calculé pour les mêmes largeurs de la fente que l'expérience.

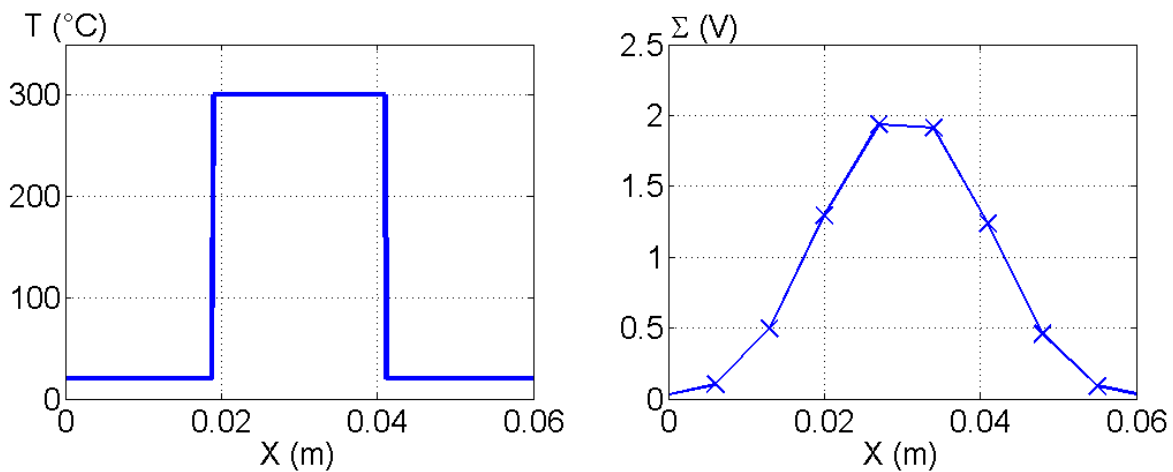


Figure 5-12 : A gauche : profil de température utilisé pour simuler une fente de 2,2 cm. A droite : signal de sortie simulé des détecteurs du système de thermographie KL7.

La figure 5-13 montre la comparaison entre les mesures et la modélisation en intensité du signal de sortie relatif à la fente de 6 cm. La valeur de σ égale à 7 mm a été choisie pour KL7, ce qui assure une bonne concordance entre expérience et simulation.

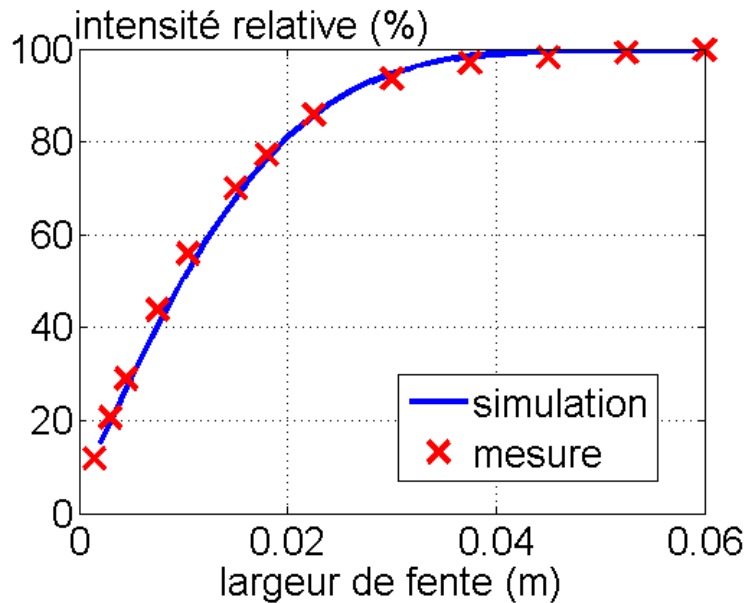


Figure 5-13 : Comparaison de la mesure de la résolution de la caméra KL7 avec la simulation.

Pour KL9, le choix de $\sigma = 1,5$ mm a été fait par similitude avec le cas de KL7, pour laquelle la valeur de σ et la largeur d'un pixel dans le plan objet sont identiques.

5.1.2.2 Influence de la résolution sur le flux calculé

Comme dans les cas du chapitre 4, nous avons simulé des champs de température de surface à l'aide d'un calcul par éléments finis en imposant le flux à la surface. Ces températures ont été simulées sur la tuile 5 en deux dimensions. Le maillage utilisé pour ce modèle est plus fin que le maillage que l'on utilise pour le calcul du flux : il y a 40 mailles selon la profondeur et 250 dans la direction poloïdale. Le flux appliqué lors de ce calcul suit une décroissance exponentielle dans la direction toroïdale autour d'un maximum à 5 MW/m^2 (cf. figure 5-14). Ce profil toroïdal du flux correspond à celui qui peut être observé dans un tokamak (cf. chapitre 1.1.5.1). Dans le chapitre 1, la distance caractéristique de la décroissance du flux dans la SOL a été notée λ_q , elle correspond à la décroissance selon la direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique au niveau du plan moyen du plasma. On peut considérer que la décroissance exponentielle est conservée si on projette le flux sur les composants face au plasma en suivant les lignes de champ magnétique. Cette décroissance exponentielle se fait selon la direction poloïdale sur la surface du composant. Toutefois, la longueur caractéristique de cette décroissance ne sera pas la même que dans le plan moyen. La longueur caractéristique du flux à la surface du composant sera noté ici λ_{SOL} . Pour simplifier le problème, on a considéré ici que la décroissance exponentielle était

identique de chaque coté du maximum de flux. Les calculs ont été réalisés pour différentes longueurs caractéristiques de cette décroissance λ_{SOL} . Une distribution de température obtenue par ce calcul est représentée sur la figure 5-14 de droite. Le calcul est effectué sur une durée totale de 8 secondes.

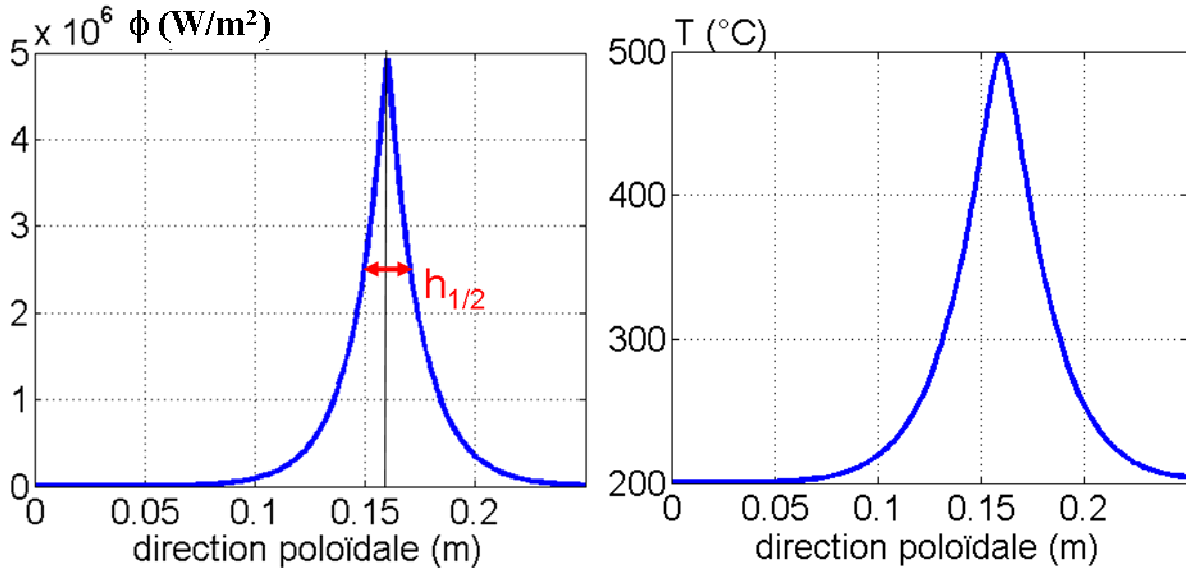


Figure 5-14 : A gauche : profil poloïdal du flux appliqué sur la tuile 5 lors de la simulation, $\lambda_{SOL} = 15$ mm avec la largeur à mi-hauteur $h_{1/2}$. A droite : température de surface simulée après 4 secondes d'application du flux (température initiale = 200°C).

Les profils de température vus par les caméras KL7 et KL9 en fonction du temps ont ensuite été calculés à l'aide de la modélisation présentée dans la section précédente (cf. partie 5.1.2.1). Pour KL7, La mesure est obtenue tous les 7 mm. Toutefois on sur-échantillonne tous les 5 mm ces mesures lors du calcul des champs de température pour le calcul de flux. Ce sur-échantillonnage est pris en compte dans cette simulation. La figure 5-15 montre des exemples de température calculée en surface pour les deux caméras.

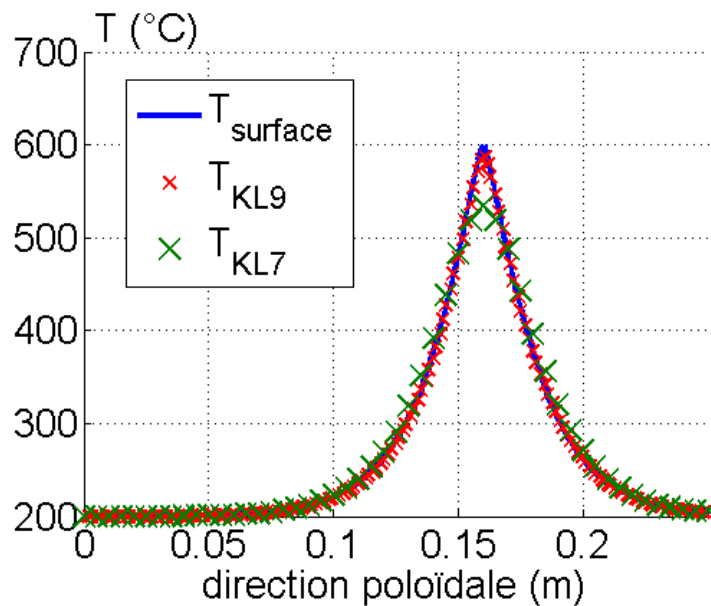


Figure 5-15 : Comparaison du profil de température calculé à partir du flux (cf. figure 5-14) avec les profils de température calculés en tenant compte des résolutions des caméras KL7 et KL9 ; $\lambda_{\text{SOL}} = 15 \text{ mm}$.

Le calcul de flux a ensuite été appliqué à ces champs de température (cf. figure 5-16). Nous nous sommes intéressés à étudier l'effet de la résolution sur la détermination du maximum et de la largeur à mi hauteur du flux calculé. Nous avons aussi cherché à savoir quelle influence la résolution du système de mesure pouvait avoir sur le calcul de la puissance déposée.

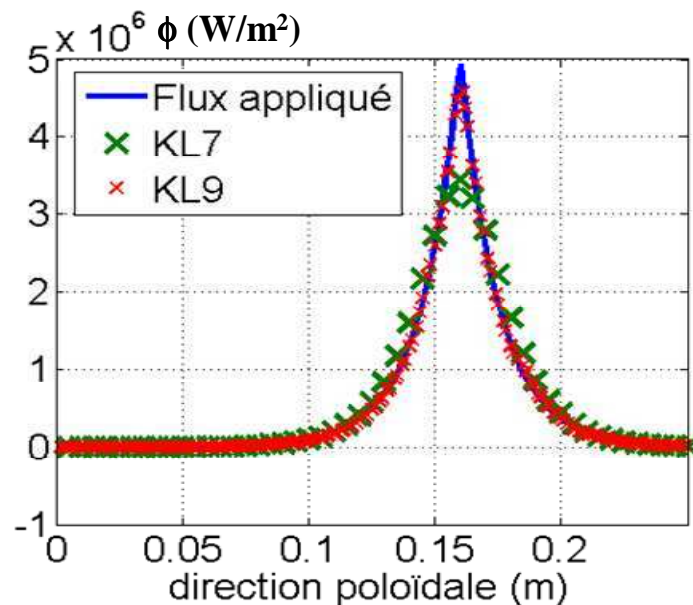


Figure 5-16 : Comparaison des profils de flux calculé en tenant compte de la résolution des caméras KL7 et KL9 avec le profil de flux appliqué. $\lambda_{\text{SOL}} = 15 \text{ mm}$.

L'erreur relative sur le maximum du flux calculée pour les deux caméras en fonction de λ_{SOL} est représentée sur la figure 5-17. La caméra KL9 permet de déterminer le maximum de flux avec une erreur inférieure à 10 % si la longueur caractéristique de décroissance est supérieure à 1,3 cm. Pour KL7, l'erreur sur le flux maximum est supérieure à 10 % dès que λ_{SOL} est inférieure à 5 cm.

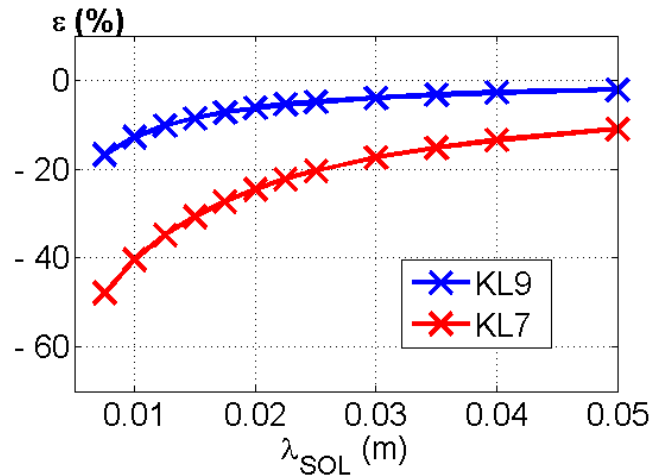


Figure 5-17 : Erreur relative sur le flux maximum $\varepsilon = \frac{\phi_{\text{max,calculé}} - \phi_{\text{max,appliqué}}}{\phi_{\text{max,appliqué}}}$ en fonction de la longueur caractéristique de la SOL λ_{SOL} à partir des températures simulées pour chacune des caméras.

A partir des profils de flux qui ont été calculés, il est possible de déterminer une largeur à mi-hauteur du flux. La figure 5-18 représente la comparaison de la largeur à mi-hauteur du flux appliqué avec celle calculée sur les flux obtenus en tenant compte de la résolution spatiale de KL7 et de KL9. Le graphe de droite représente l'erreur relative sur cette largeur à mi-hauteur. L'effet de la résolution spatiale de la caméra semble ajouter sur la largeur à mi hauteur un biais indépendant de λ_{SOL} . La largeur à mi-hauteur peut être déterminée avec KL9 avec une précision inférieure à 10 % pour une décroissance λ_{SOL} supérieure à 2 cm. Pour KL7, l'erreur sur la largeur est supérieure à 20 %, même pour les dépôts ayant une décroissance de l'ordre de 5 cm.

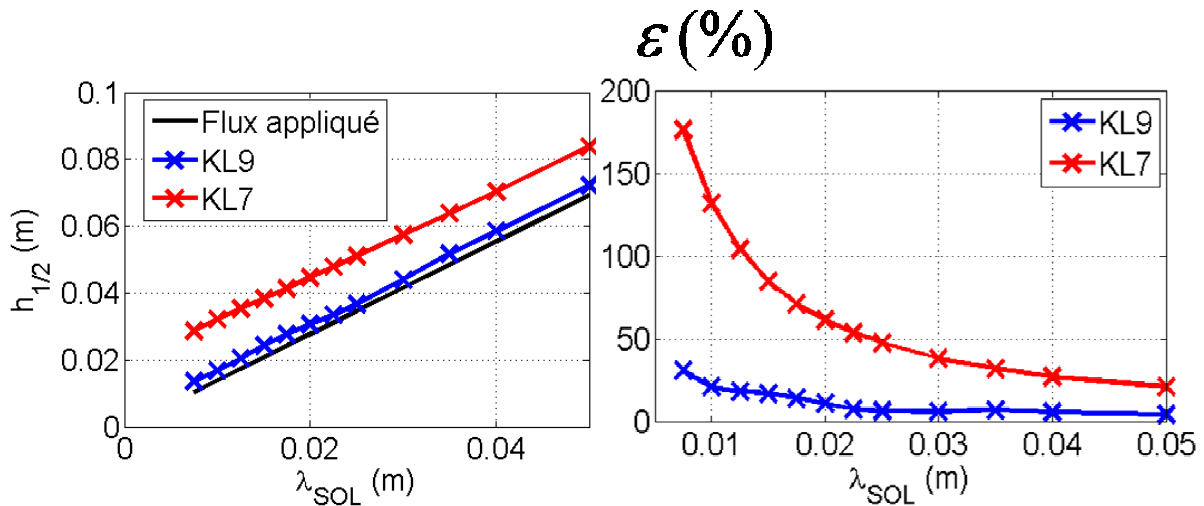


Figure 5-18 : A gauche : comparaison de la largeur à mi-hauteur du flux calculé à partir des températures simulées pour chacune des caméras en fonction de la longueur caractéristique de la SOL λ_{SOL} . Comparaison avec la largeur à mi-hauteur du dépôt de flux appliqué. A droite :

erreur relative sur la largeur à mi-hauteur du dépôt de flux $\mathcal{E} = \frac{h_{1/2,calculé} - h_{1/2,appliqué}}{h_{1/2,appliqué}}$.

La puissance P déposée sur le composant a été calculée en faisant l'intégrale du flux selon la direction poloïdale. La figure 5-19 représente l'erreur relative sur cette puissance pour les deux systèmes de thermographie. La résolution du système optique de KL9 n'a qu'un effet très faible sur la puissance calculée, de l'ordre de 0,2 %, même pour les longueurs de décroissance λ_{SOL} les plus faibles. Pour le système de thermographie KL7, la simulation prévoit une surestimation de la puissance calculée. Cette surestimation provient de l'élargissement important du flux qui est calculé pour les longueurs de décroissance les plus petites.

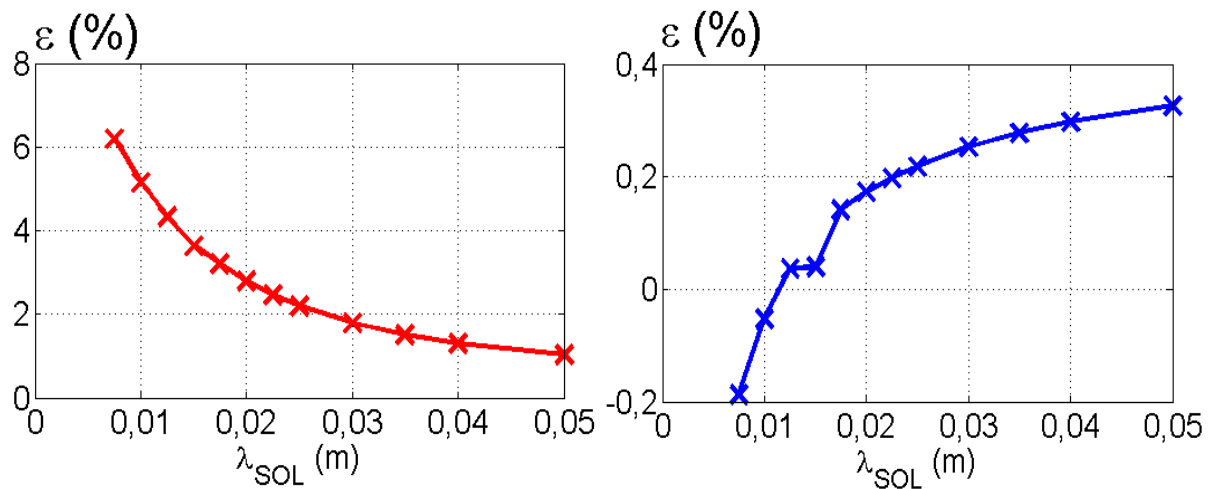


Figure 5-19 : erreur relative sur la puissance déposée $\varepsilon = \frac{P_{calculée} - P_{appliquée}}{P_{appliquée}}$ à partir des températures calculées pour KL7 (à gauche) et pour KL9 (à droite).

Les longueurs caractéristiques de décroissance du flux sur les composants qui ont été observés au JET sont de l'ordre du centimètre (cf. [FUN04]). Pour cette longueur de décroissance, les simulations précédentes montrent que le système de thermographie KL7 ne permet pas de résoudre le flux ni en amplitude, ni spatialement. Le maximum de flux est sous-estimé de 30 % à partir des mesures de KL7 et la largeur à mi-hauteur est estimée avec une erreur de presque 100 %. Toutefois, la puissance déposée devrait être relativement bien déterminée avec une erreur inférieure à 4%. Le système de thermographie KL9 résout de manière satisfaisante le maximum du flux avec une erreur inférieure à 10 %. L'erreur sur la largeur à mi-hauteur est plus importante, de l'ordre de 17 %. La puissance déposée sur le composant devrait pouvoir être déterminée précisément avec ce système de thermographie.

5.2 Comparaison des flux calculés à partir des mesures de KL9 et de KL7

On compare ici les flux calculés lors du choc 76460 à partir des mesures de températures issues des deux caméras KL7 et KL9. Le point d'impact du plasma est placé sur la tuile 5 durant ce choc. Les deux dépôts de flux calculés sont représentés sur la figure 5-20.

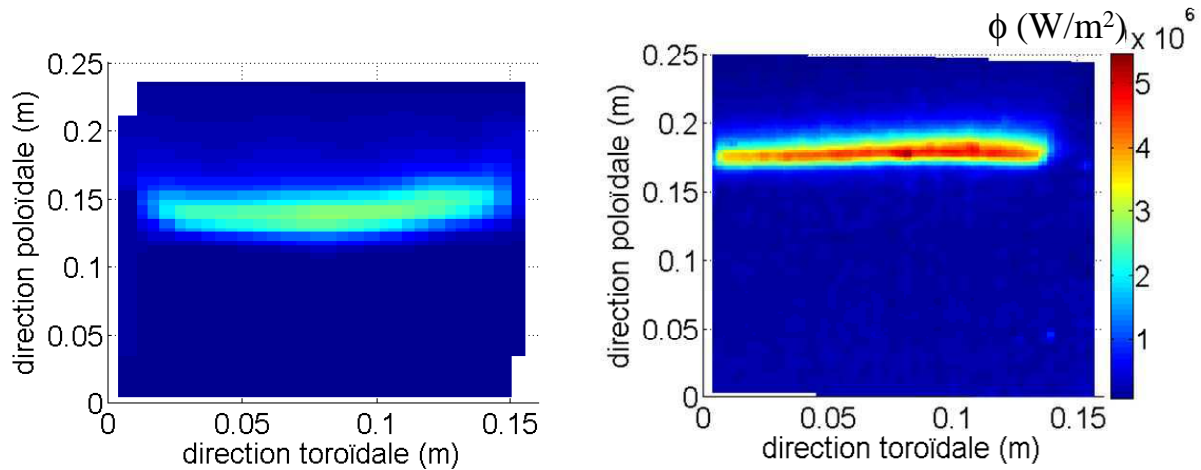


Figure 5-20 : Flux calculé sur la tuile 5 à partir des mesures de température de KL7 (à gauche) et de KL9 (à droite). Choc 76460, t = 58.231 secondes.

On remarque que le dépôt de flux n'est pas placé au même endroit selon la caméra utilisée. Ce décalage est causé par l'incertitude sur le placement des points de contrôle sur la tuile 5. Les mesures de KL9 sont effectuées face à la tuile et avec une distance entre les pixels de 1,5 mm. Comme il a déjà été dit dans cette partie, les points de contrôles de cette caméra sont placés avec une meilleure précision que pour KL7, de l'ordre de 3 mm. Le décalage entre la position sur les deux flux est de 5 cm environ (cf. figure 5-21), ce qui correspond à l'ordre de grandeur de l'incertitude sur la position pour le système KL7. L'amplitude du flux est sous-estimée lorsqu'il est calculé à partir des mesures de KL7 par rapport à KL9, en accord avec l'observation effectuée sur la modélisation de la section 1.1.2.

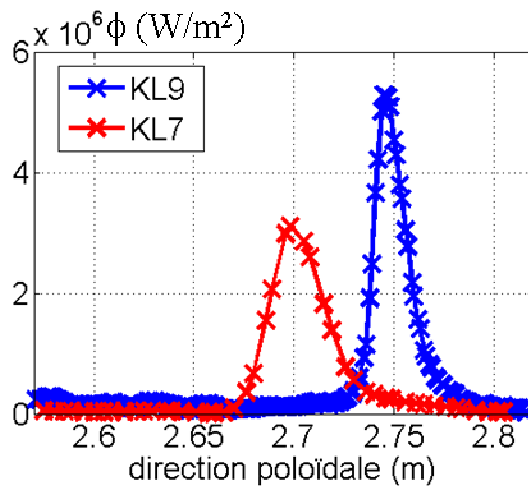


Figure 5-21 : Profil de flux calculé à partir de KL7 et de KL9 sur la position toroïdale Y = 7,9 cm, choc 76460, t = 58,231 secondes.

Les largeurs à mi-hauteur et les flux maximum qui ont été calculés sont récapitulés dans le tableau 5-4. La largeur à mi-hauteur calculée avec les données de KL9 correspond, selon la figure 5-18, à une λ_{SOL} de 1,08 cm. Si l'on considère que le flux maximum est sous-estimé de 12 % comme l'indique la figure 5-17 pour cette valeur de λ_{SOL} , le flux maximum sur cette tuile est de l'ordre de 6 MW/m². Le flux maximum calculé à partir de KL7 ne représente que 51% des 6 MW/m², ce qui est légèrement plus faible que les 62 % calculés par la simulation de la partie 5.1.2.2 pour cette longueur de décroissance du flux. La simulation de la partie 5.1.2.2 a permis de calculer que la largeur a mi-hauteur pour une λ_{SOL} de 1,08 cm devrait être de 3,3 cm, ce qui est assez proche de ce que l'on trouve ici.

	$h_{1/2}$	$\bar{\epsilon}_{\text{max}}$
KL7	3,1 cm	3,1 W/m ²
KL9	1,7 cm	5,3 W/m ²

Tableau 5-4 : Largeur à mi-hauteur et flux maximum calculés sur les profils de flux.

5.3 Analyse de la symétrie toroïdale des flux de chaleur autour du point d'impact.

Les tuiles 5 et 7 sont chacune visibles en quatre exemplaires sur les images issues de KL7. Les différents exemplaires de chaque tuile sont régulièrement répartis selon la direction toroïdale du tokamak. Le point d'impact extérieur du plasma est souvent placé sur ces tuiles. Comme la machine est axisymétrique, il est intéressant d'étudier la symétrie des flux dans la direction toroïdale. Nous allons donc nous intéresser ici à la comparaison des flux calculés sur les tuiles identiques.

La comparaison des profils de flux calculés sur les tuiles 7 est effectuée sur le choc 70225. La figure 5-22 montre la répartition surfacique du flux calculé pour les quatre tuiles visibles par KL7. On remarque que la répartition du flux sur ces tuiles est semblable d'une tuile à l'autre.

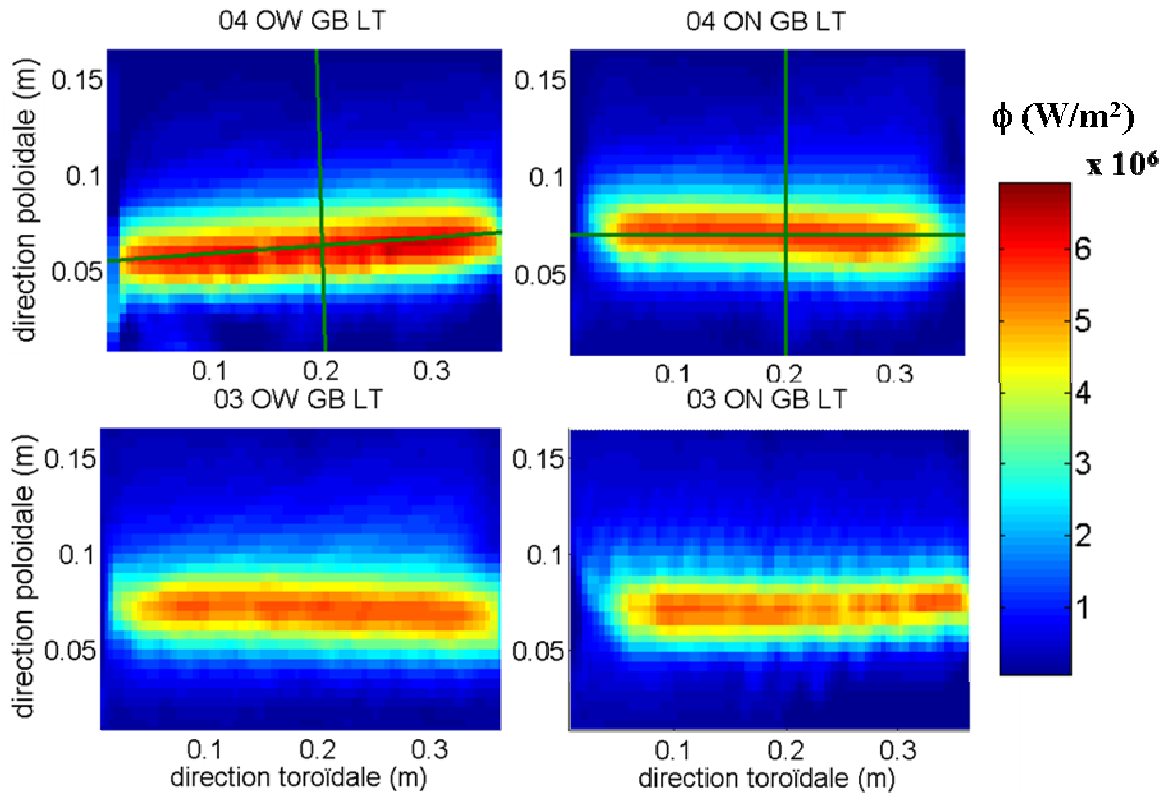


Figure 5-22 : Flux calculés sur les quatre tuiles 7 visibles depuis la caméra KL7. Choc 70225 au temps $t = 62.03\text{s}$. Les directions utilisées pour calculer les profils de la figure 5-23 sont indiquées en vert.

Les profils toroïdaux et poloïdaux des flux sur ces tuiles sont comparés sur la figure 5-23. Les profils sur les tuiles 03 ON, 03 OW et 04 ON correspondent à une même position toroïdale ou poloïdale, à respectivement 20 cm et 7 cm de l'origine. Les profils pour la tuile 04 OW sont calculés par interpolation linéaire le long des lignes vertes indiquées sur la figure 5-22. Le flux calculé sur cette tuile est légèrement décalé par rapport aux autres parce que le point de contrôle qui définit le coin inférieur gauche de cette tuile n'est pas idéalement placé.

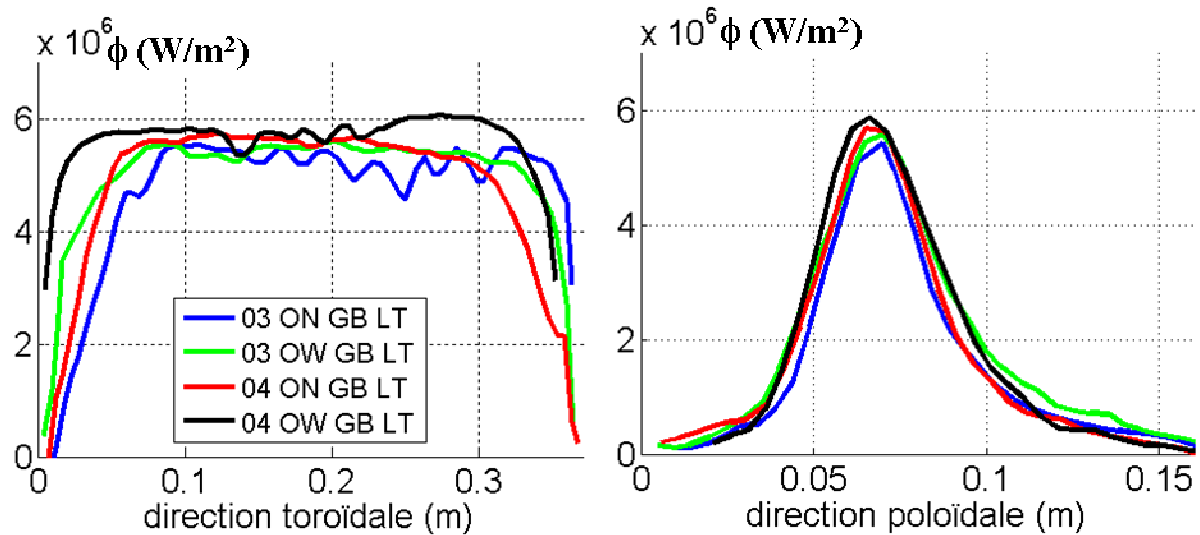


Figure 5-23 : Profils toroïdaux et poloïdaux des flux calculés sur les tuiles 7 visibles depuis la caméra KL7. Choc 70225 au temps $t = 62,03s$.

On observe sur la figure 5-23 que les flux calculés sur ces quatre tuiles 7 sont semblables d'une tuile à l'autre, que ce soit par leur profil spatial que par leur amplitude. On a ici vérifié sur la tuile 7 que le flux près du point d'impact est identique d'une tuile à l'autre selon la direction toroïdale. On remarque aussi que le flux appliqué à une tuile n'est pas complètement uniforme dans la direction toroïdale. Bien que le flux soit relativement homogène dans cette direction sur environ 30 cm, il diminue fortement sur le bord des tuiles. Cela est dû à l'ombre que projette une tuile sur sa voisine dans la direction de transport du plasma dans la SOL, ainsi qu'à l'interstice entre les tuiles.

La même comparaison a été effectuée sur un choc en appui sur la tuile 5. La répartition du flux calculé sur les quatre tuiles 5 visibles avec la caméra KL7, est représentée sur la figure 5-24 pour le choc 76460. La position poloïdale du flux qui est calculée sur chacune de ces tuiles est plus ou moins identique en comparaison de la résolution spatiale. Toutefois, le flux calculé sur chaque tuile n'est pas comparable en amplitude. Ce constat est vérifié sur les profils de flux montrés sur la figure 5-25.

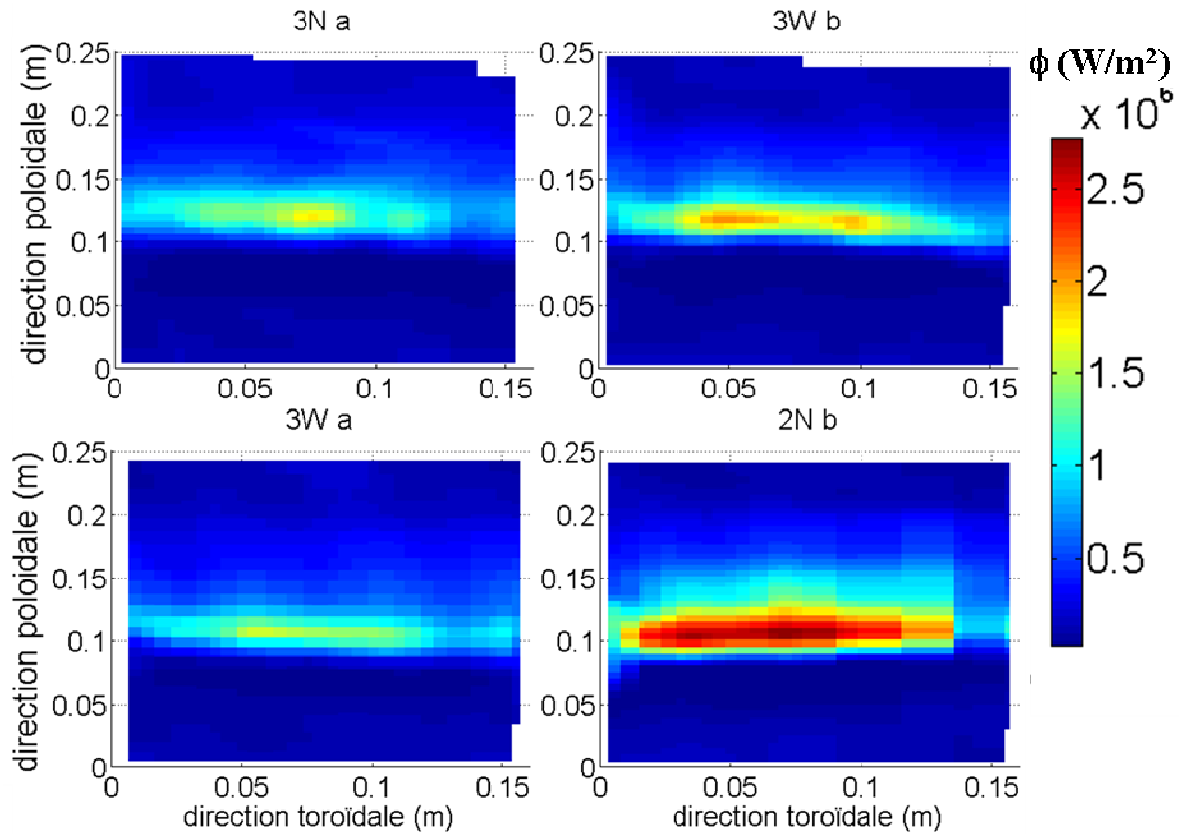


Figure 5-24 : Flux calculés sur les quatre tuiles 5 visibles depuis la caméra KL7. Choc 76460 au temps $t = 61,85$ s.

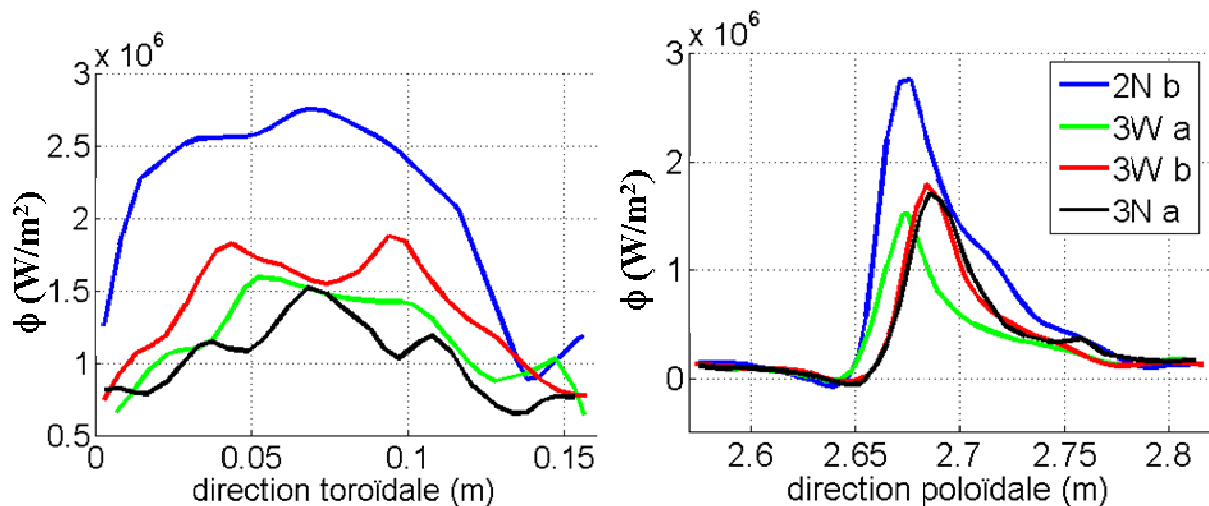


Figure 5-25 : Profils toroïdaux et poloidaux des flux calculés sur les tuiles 5 visibles depuis la caméra KL7. Choc 76460 au temps $t = 61,85$ s.

Le flux calculé est hétérogène dans la direction toroïdale sur les quatre tuiles, la zone ombrée semble être plus étendue. On peut remarquer que le flux calculé diminue fortement

sur les trois tuiles les plus éloignées de la caméra, 3N a et b, 3W a. Ces trois tuiles sont celles pour lesquelles la résolution spatiale dans la direction toroïdale est la plus faible (cf. partie 5.1.1.1). Comme le modèle utilisé pour calculer les flux sur ces quatre tuiles est identique, la différence correspond nécessairement à une différence de mesure de températures. Le profil poloïdal de la température sur ces quatre tuiles est représenté sur la figure 5-26.

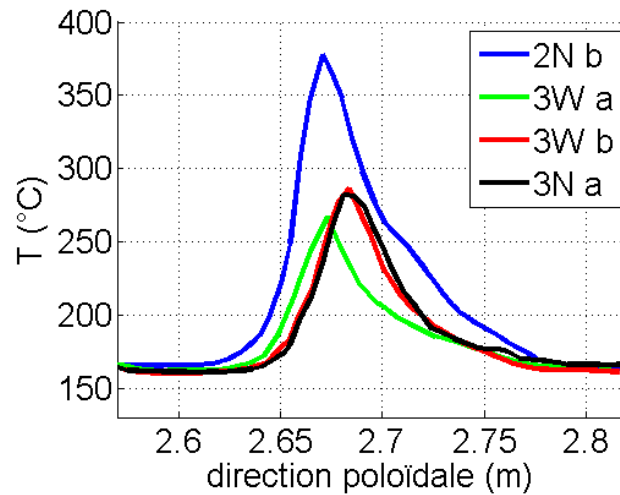


Figure 5-26 : Profil poloïdal des températures mesurées sur les tuiles 5 visibles depuis la caméra KL7. Choc 76460 au temps $t = 61,85$ s.

La caméra KL9 mesure les températures à la surface de deux tuiles 5 voisines. Les températures et les flux ont été calculés de manière identique sur ces deux tuiles malgré que l'une d'elle soit recouverte d'une couche de quelques microns de tungstène. La mesure de température par KL9 suppose que l'émissivité est identique sur chaque tuile, ce qui peut se justifier si l'on considère qu'une couche de dépôt de carbone recouvre probablement la surface en tungstène. On a aussi supposé que la couche de tungstène de quelques microns n'a pas d'influence sur la diffusion du flux dans la tuile. La figure 5-27 montre les profils toroïdaux des flux calculés sur ces tuiles à partir des mesures de KL9.

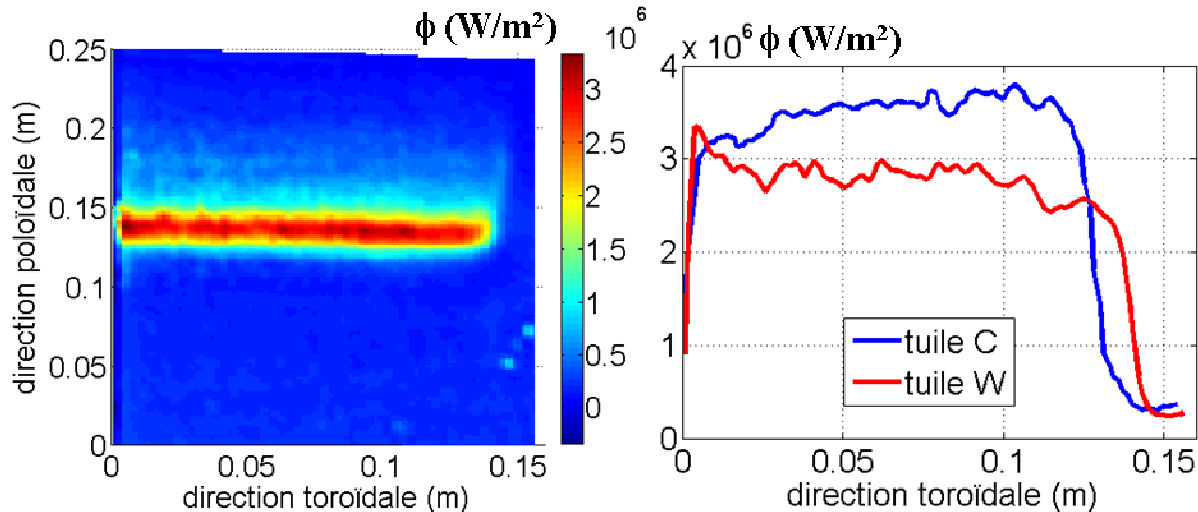


Figure 5-27 : A gauche, dépôt de flux calculé sur la tuile 5 en carbone à partir des mesures de température de KL9. A droite, comparaison des profils toroïdaux de flux calculés sur les deux tuiles 5 visibles avec KL9, la tuile W est recouverte de tungstène, position polôïdale du profil : 13,9 cm. Choc 76460, $t = 61,85$ secondes.

On retrouve ici un palier de flux dans la direction toroïdale semblable à celui qui a été observé avec KL7 sur les tuiles 7. Le profil de flux varie très peu dans la direction toroïdale sur près de 12 cm de la tuile 5 en carbone. La largeur de la zone ombrée est de 4 cm environ. Cette comparaison confirme les observations effectuées pour la symétrie toroïdale sur les tuiles 7 voisines. Elle nous conforte aussi dans l'idée que la disparité des profils des flux calculés sur les tuiles 5 par KL7 est la conséquence des mesures de température et de la résolution de la caméra plutôt que d'une différence des flux reçus par ces tuiles.

5.4 Comparaison des flux calculés avec les résultats de Theodor

Theodor est un code de calcul de flux actuellement utilisé à JET. Il est basé sur un modèle 2D non linéaire des composants. Nous allons comparer les résultats obtenus par notre calcul de flux avec ceux obtenus par Theodor à partir des mesures de températures issues de la même caméra KL7. Cette comparaison est effectuée sur les mesures de température du choc 73658. Durant ce choc, la puissance injectée dans le plasma est constituée de trois créneaux de puissance de 4,6, 7,7 et 13,4 MW (cf. figure 5-28). Le point d'impact extérieur du plasma est placé sur la tuile 5.

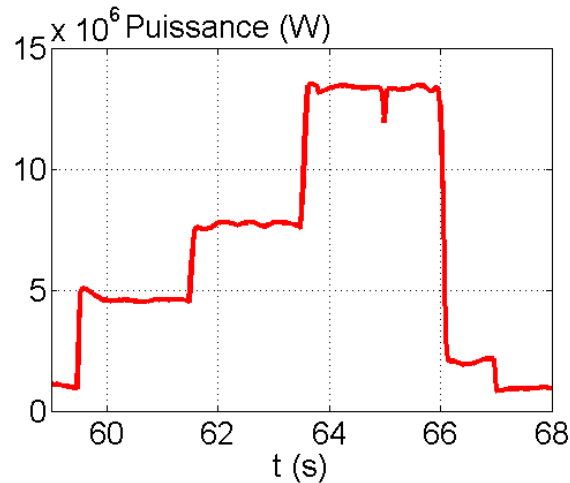


Figure 5-28 : Puissance totale injectée dans le plasma au cours du choc 73658.

Comme le modèle de Theodor est bidimensionnel, on ne peut calculer qu'un profil de flux à la surface selon une seule direction. Sur la tuile 5, le profil de flux calculé par Theodor est dirigé dans la direction poloïdale. Le profil de flux est calculé en imposant un champ de température sur le dépôt en fonction du temps et de la position poloïdale sur la tuile. Ce champ est calculé à partir d'un échantillonnage des points de mesures de la caméra KL7. Le pas de l'échantillonnage de la température dans la direction poloïdale est de 1,6 cm alors que la distance entre les points de mesure dans cette direction est comprise entre 0,75 et 0,9 cm (cf. partie 5.1.1). Cet échantillonnage se fait en moyennant la température dans la direction toroïdale et sur la largeur d'un échantillon dans la direction poloïdale. Les points de mesures ont été repositionnés sur les modèles des composants comme dans le cas de notre calcul tridimensionnel. Toutefois, les points de contrôle utilisés pour les deux calculs ne sont pas les mêmes, Theodor se base sur le jeu de points de contrôle par défaut présenté dans la partie 5.1.1.

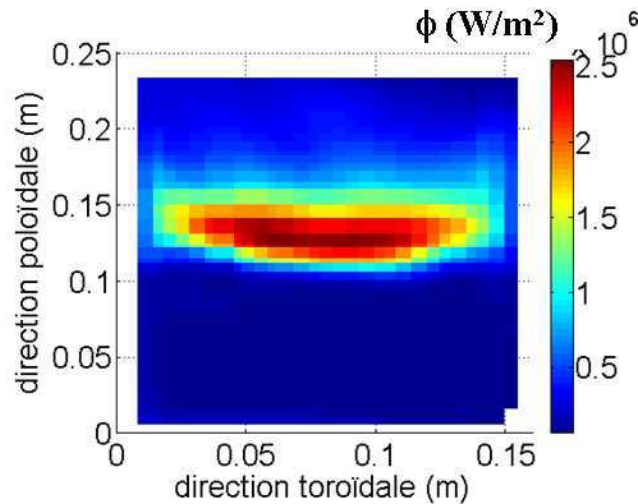


Figure 5-29 : Répartition du flux calculé par un calcul tridimensionnel sur la tuile 5 lors du choc 73658, t= 64.65 secondes.

Un exemple des profils spatiaux des flux calculés avec chacun des deux codes sont montrés sur la figure 5-30. On remarque une différence importante entre les positions calculées du flux par chacun des calculs, de l'ordre de 8 à 10 cm. Ce décalage est causé par le recalage des points de contrôle qui a été effectué pour le calcul tridimensionnel.

Les résultats de Theodor sont calculés automatiquement après chaque expérience pour une position fixée des points de contrôle. La différence entre ces deux positions est surtout importante en comparaison de la largeur à mi-hauteur des flux calculés, de l'ordre de 4 cm. La position toroïdale du profil de flux représenté sur la figure 5-30 pour illustrer le résultat du calcul tridimensionnel est prise au milieu de la tuile 5 dans cette direction (cf. figure 5-29, position toroïdale : 9 cm). Cela correspond à une zone où le flux calculé est maximal. Il en résulte que le flux maximum calculé avec le calcul tridimensionnel est plus important que celui calculé avec Theodor sur les profils comparés. Ce constat reste vrai pour tous les profils de flux compris entre 3 cm et 12 cm sur la figure 5-29, donc sur plus de la moitié de la tuile 5.

Cette différence sur le flux maximum calculé par chacun des codes est très probablement due à la moyenne toroïdale de température utilisée par Theodor. Comme nous l'avons montré précédemment, si le flux est comparable d'une tuile à l'autre dans la direction toroïdale, le flux sur une tuile n'est pas totalement uniforme dans cette direction à cause de l'ombre portée d'une tuile sur sa voisine. De plus, il a été montré dans la partie 5.3, que la symétrie toroïdale du flux d'une tuile à l'autre n'a pas pu être observée sur la tuile 5 à cause de la faible résolution spatiale dans la direction toroïdale sur cette tuile.

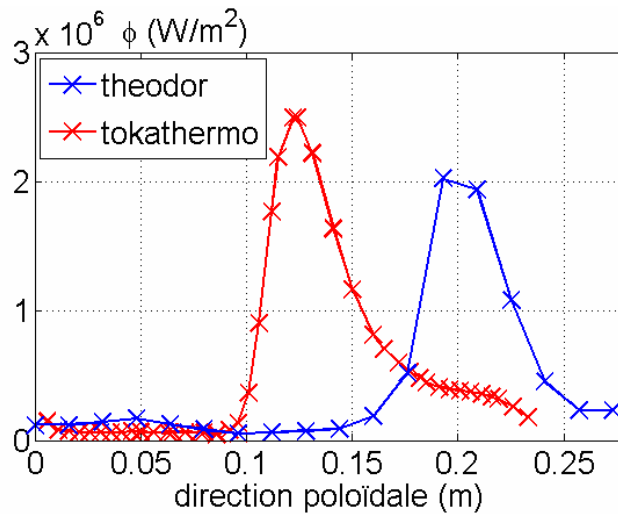


Figure 3-31 : Comparaison des profils poloïdaux des flux calculés à l'aide de notre calcul 3D Tokathermo et du calcul 2D Theodor. Choc 73658, $t = 64,658$ secondes. Position toroïdale du profil du calcul 3D : profil à 9 cm sur la tuile 5 numérotée 2N b (cf. figure 5-29).

La comparaison des flux obtenus par les calculs tridimensionnel et bidimensionnel en fonction du temps est présentée sur la figure 5-30. Les flux comparés ici sont pris aux points où les flux sont les plus élevés pour les deux profils de la figure 5-31. L'analyse des résultats du calcul de flux en fonction du temps est rendue difficile par la présence durant ce choc, d'un grand nombre d'ELMs. Ils apparaissent sur les résultats des calculs sous la forme de brusques augmentations des flux sur des durées de quelques millisecondes. Ces ELMs correspondent à un changement rapide du confinement du plasma et du flux sur les composants. Les profils de flux de la figure 5-30 ont été calculés entre des ELMs afin de comparer des profils de flux plus stables dans le temps.

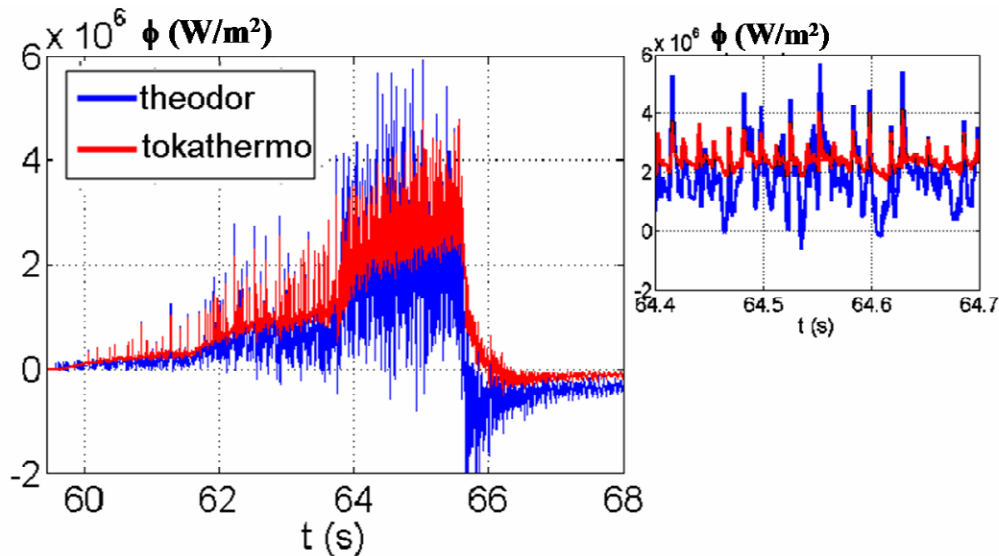


Figure 5-32 : Comparaison temporelle des flux calculés l'aide du calcul 3D et du calcul 2D Theodor. Choc 73658, calcul 3D, position toroïdale : 9 cm, position poloïdale : 12 cm, calcul 2D : position poloïdale : 19 cm. A droite, grossissement de la figure principale entre le temps 64,4 et 64,7 secondes.

L'analyse de la figure 5-31 montre que les flux calculés avec le modèle tridimensionnel sont plus importants que les flux calculés avec Theodor entre les ELMs. Cette remarque n'est plus vraie pour les flux calculés pendant les ELMs. On observe aussi que les flux calculés avec Theodor entre des ELMs très rapprochés, peuvent être négatifs. Ce n'est pas le cas pour le calcul tridimensionnel. Cette différence est en réalité due au choix d'une résistance équivalente plus importante pour le dépôt pour le calcul tridimensionnel. Theodor tient compte d'une résistance équivalente de $5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2\text{K/W}$ sur les tuiles extérieures du diverteur, tandis qu'une valeur quatre fois plus forte est utilisée pour notre calcul. On peut remarquer sur cette figure, la présence sur les flux calculés par Theodor à la coupure de puissance injectée de flux négatifs importants. Il est à noter que ces flux négatifs ne correspondent pas à une réalité physique car les pertes de chaleur en face avant ne sont possibles que par du rayonnement. Si l'on considère que les températures de surface ne dépassent pas 1500 K, le rayonnement est limité à des flux de l'ordre de quelques kW/m^2 . Ces flux négatifs peuvent être le résultat d'une modélisation inappropriée, comme l'utilisation d'une mauvaise valeur de la résistance thermique, ou d'un problème de mesure de la température (cf. figure 3-38).

Pour mieux comparer les différences sur les flux calculés par les deux méthodes, nous avons réalisé une version bidimensionnelle du calcul Tokathermo sous ANSYS. Ce modèle

bidimensionnel a été réalisé pour la tuile 5 en considérant la conduction sur cette tuile uniquement dans les directions poloïdales et de la profondeur de la tuile. Nous avons alors pu appliquer à ce calcul les mesures de température utilisées par Theodor, c'est-à-dire utilisant les mêmes points de contrôles et la même moyenne toroïdale de la température. Pour que les conditions soient les plus proches possibles, nous avons aussi utilisé la même valeur de résistance équivalente de $5.10^{-6} \text{ m}^2\text{K/W}$. Les résultats de ce calcul sont comparés à ceux de Theodor sur la figure 1-32 en fonction du temps et selon un profil poloïdal.

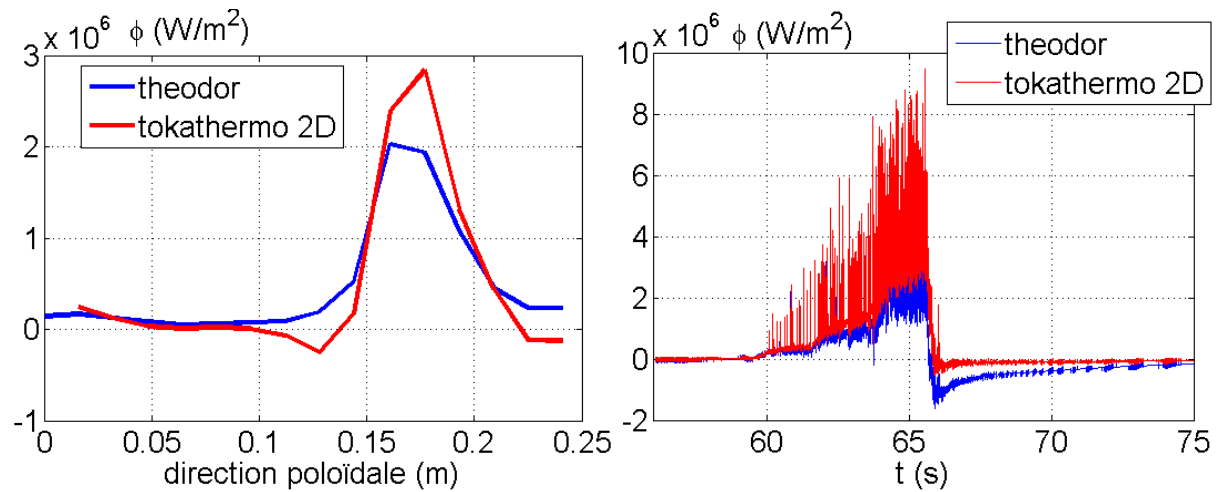


Figure 5-32 : Comparaison des flux calculés à l'aide du calcul Tokathermo en 2D et du calcul Theodor selon un profil poloïdal (à gauche) et temporel (à droite). Choc 73658, $R_e = 5.10^{-6} \text{ m}^2\text{K/W}$.

Le maximum de flux calculé par Tokathermo en mode 2D est plus important que celui calculé par Theodor, d'un facteur 1,4 environ. De plus, Le flux calculé par Tokathermo ne fait pas apparaître de flux négatifs à la coupure de puissance comme c'est le cas pour Theodor sur ce choc. Comme la valeur de la résistance équivalente est la même pour ces deux calculs, l'amplitude des ELMs est maintenant sensiblement identique entre les deux calculs.

Sur la figure 5-33 est représentée le résultat du calcul de flux par Tokathermo en 2D avec la valeur de la résistance équivalente que nous avons déterminée pour les tuiles extérieures du divertor ($R_e = 2.10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$). Les températures utilisées pour ce calcul sont toujours les mêmes que celle utilisée par Theodor donc avec une moyenne toroïdale. Comme prévu, le fait d'augmenter la valeur de la résistance équivalente à eu pour effet de diminuer le flux calculé et l'amplitude des ELMs. Le maximum de flux est maintenant semblable au flux calculé par Theodor mais pour une valeur de la résistance équivalente quatre fois plus forte.

La principale différence entre ce calcul et le calcul précédent réalisé avec une version tridimensionnelle de Tokathermo est la température utilisée pour réaliser le calcul. La température est maintenant moyennée comme pour Theodor. Cela introduit bien une diminution du flux par rapport au flux calculé avec nos champs de température surfacique utilisés pour le calcul tridimensionnel.

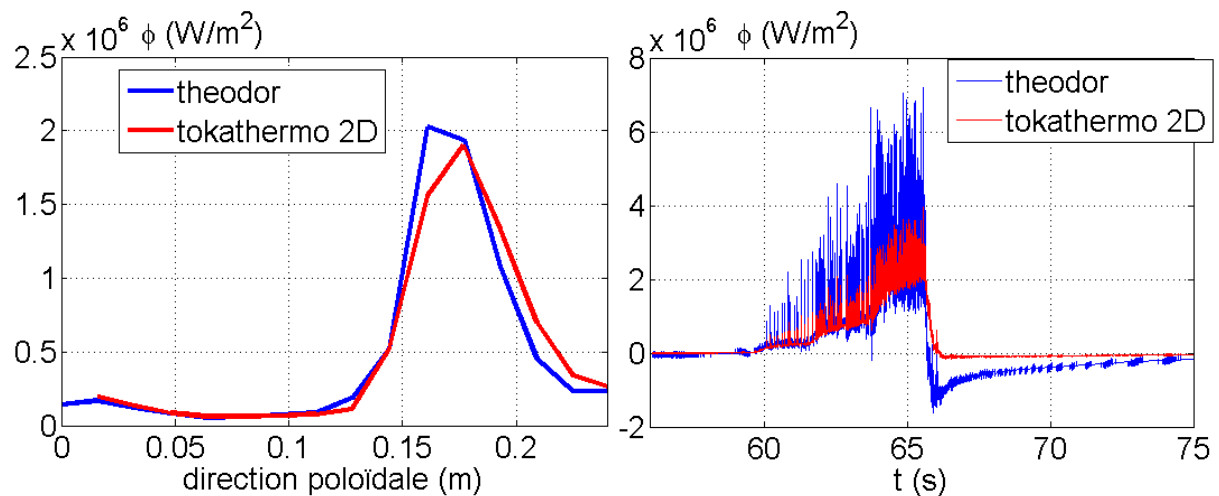


Figure 5-33 : Comparaison des flux calculés à l'aide du calcul Tokathermo en 2D et du calcul Theodor selon un profil poloïdal (à gauche) et temporel (à droite). Choc 73658, pour Theodor : $Re = 5.10^{-6} \text{ m}^2\text{K/W}$, pour Tokathermo : $Re = 2.10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$.

Nous avons vu sur ce choc que l'utilisation pour Theodor d'une température moyennée dans la direction toroïdale induit une sous-estimation du flux entre les ELMs. De plus, on a pu observer sur ce choc que le calcul Tokathermo, que nous avons mis en place, ne fait pas apparaître de flux négatif à la coupure de puissance contrairement au calcul par Theodor. Enfin, un avantage important du calcul tridimensionnel est de pouvoir déterminer des cartographies surfaciques du flux à la surface du composant (cf. figure 5.29).

5.5 Température calculée au niveau des thermocouples

Le calcul des flux basé sur les mesures de température par thermographie à l'aide d'un modèle tridimensionnel permet de déterminer la température aux positions des thermocouples (cf. chapitre 4.3). Le résultat du calcul de ces températures pour les thermocouples de la tuile

5 est ici comparé avec les mesures sur le choc 73658. Ce résultat est montré sur la figure 5-34. On note une différence importante entre les températures mesurées et modélisées.

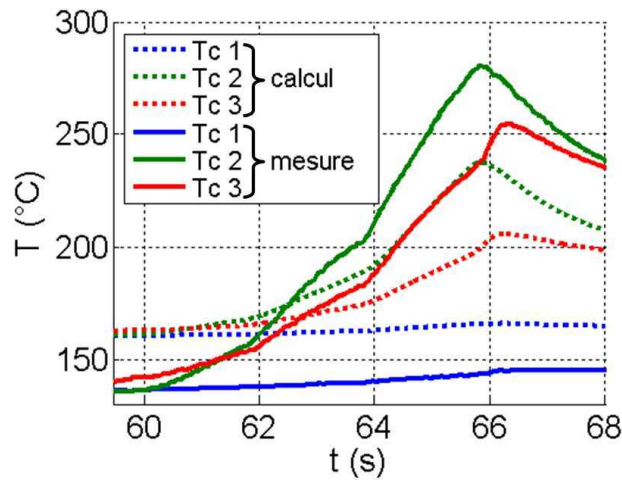


Figure 5-34 : Températures calculées et mesurées au niveau des trois thermocouples de la tuile 5. Choc 73658

La première différence notable est de 20°C au début des mesures par thermographie à $t = 59$ secondes. Cette différence n'est pas causée par la modélisation. En effet, le modèle considère que la tuile est initialement à une température uniforme, issue de la mesure de température par thermographie, indépendamment du calcul qui est réalisé par la suite. Cette hypothèse sur la température initiale uniforme a été vérifiée pour les tuiles du diverteur (cf. chapitre 4.1.2). La différence observée au début du choc est donc causée par une différence de mesure de température entre l'infrarouge et les thermocouples. Comme il a été évoqué dans la partie 4.2.2.2, il existe une incertitude assez importante sur les mesures par thermographie infrarouge aux basses températures causées par un manque de sensibilité de la mesure. Cette incertitude peut être la cause de cette différence.

On observe ensuite que la différence de température entre la mesure et le calcul s'inverse au cours du choc. Les températures mesurées à l'aide des thermocouples 2 et 3 sont supérieures de 40 à 50°C avec les valeurs calculées au niveau du maximum de température.

La température des thermocouples a été comparée aux mesures de température de surface réalisées par thermographie à la verticale des thermocouples (cf. figure 5-35 pour les thermocouples 2 et 3 de la tuile 5).

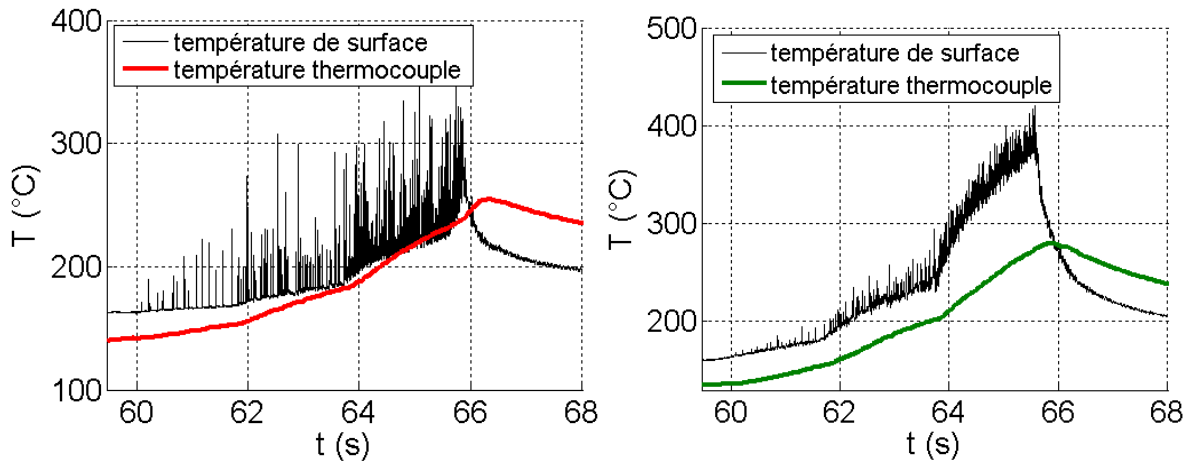


Figure 5-35 : Comparaison des mesures de température par thermocouple et mesure de température à la surface par infrarouge sur les thermocouples 2 (à droite) et 3 (à gauche). Choc 73658.

On observe sur la figure de gauche que la température mesurée au thermocouple 3 est supérieure ou égale à la température mesurée en surface à partir du temps $t=65$ secondes, c'est-à-dire pendant l'application d'un flux en surface. Cela signifie que le gradient de température, et donc le flux conduit dans le composant, seraient dirigés vers la surface, ce qui est en contradiction avec la réalité physique de l'expérience. Lors de ces expériences, le flux est reçu du plasma sur la face supérieure et il n'y a aucune source de chaleur interne à la tuile ou en face arrière. Une explication pourrait être un mauvais positionnement des températures mesurées en surface. Le maximum de flux reçu en face avant serait plus proche de ce thermocouple, conduisant à une température de surface plus élevée avec laquelle il n'y aurait pas d'inversion. Toutefois, l'analyse de la figure de droite montre que la même inversion de température est présente entre les mesures à la surface et le thermocouple 2. La figure 5-36 montre la répartition du flux sur la tuile calculée pour ce choc et la position relative des thermocouples. La position du thermocouple 2 est très proche du maximum de flux sur la tuile, par conséquent décaler les températures vers le thermocouple 3 ne fera qu'augmenter la différence observée sur le thermocouple 2 à partir du temps $t=66$ secondes.

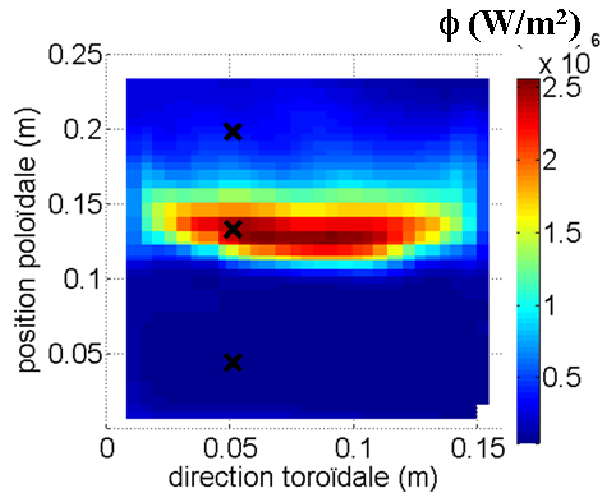


Figure 5-36 : Flux calculé sur la tuile 5 durant le choc 73658 et position relative des thermocouples (croix noires). De bas en haut : thermocouple 1 à 3. $t = 64,65$ secondes.

Pour ce thermocouple, l'inversion se produit pendant la phase de refroidissement, ce qui pourrait correspondre à une surface se refroidissant plus vite que le thermocouple en profondeur. Deux raisons peuvent expliquer ce refroidissement plus rapide : soit en cas de refroidissement par la face avant, soit à cause d'un temps de réponse des thermocouples. Toutefois, l'écart de température devrait rester assez faible dans les deux cas. La figure 5-37 montre l'exemple de l'effet du temps de réponse. On peut effectivement observer sur la modélisation une inversion de température entre la surface et le thermocouple mais de quelques degrés seulement. De plus, il est à noter que le maximum en température est retardé dans le temps. Si l'on compare les températures calculées en prenant en compte un temps de réponse, avec la température mesurée par thermocouple (cf. figure 5-37 de droite), on observe que l'effet du temps de réponse n'améliore pas la comparaison. En particulier la position dans le temps du maximum de température, calculée sans tenir compte du temps de réponse, coïncide avec celui de la mesure. A contrario, prendre en compte un temps de réponse retarde la position du maximum de température.

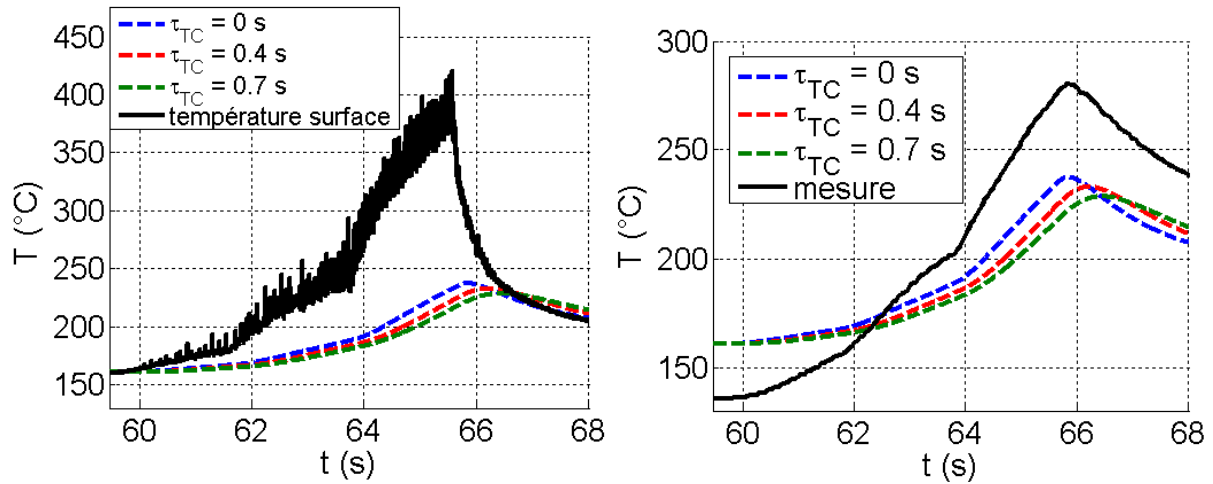


Figure 5-37 : Comparaison de la température calculée au niveau du thermocouple 2 en fonction du temps pour différents temps de réponse τ_{TC} avec la température de surface (à gauche) et avec la température mesurée par le thermocouple à droite. Choc 73658.

Les mesures de température par thermocouple et par thermographie ne s'accordent pas pour les chocs que nous avons étudiés. L'incertitude connue de la mesure de température par thermographie à basse température amène à penser que l'erreur provient de ce système pour le début du choc. Pour les plus hautes températures, il est vraisemblable que ce soit ce système de mesure qu'il faut aussi mettre en cause. En effet, l'expérience de la thermographie sur Tore Supra a montré que ce type de mesures nécessite un suivi important pour pouvoir conserver tout son potentiel. La mesure par thermographie est en particulier sensible à une détérioration des optiques. Des couches de carbones redéposées peuvent influencer la transmission du système optique. Dans Tore Supra, un nettoyage des endoscopes de visée infrarouge doit être effectué régulièrement pour s'assurer d'une bonne mesure. Les miroirs du système optique de KL7 ne sont pas nettoyés de la même manière au JET. Il est aussi nécessaire de réaliser régulièrement une nouvelle calibration du système complet de thermographie. La calibration du système de mesure de KL7 n'a pas changé depuis plusieurs années.

5.6 Bilan de puissance dans le tokamak

Le bilan de puissance déposée sur les composants de l'enceinte à vide a été réalisé à partir des mesures de température du choc 76460 avec un plasma en appui sur la tuile 5. La figure 5-38 montre la puissance et l'énergie totale qui a été injectée dans le plasma durant cette expérience. Ces deux mesures sont déduites des mesures magnétiques.

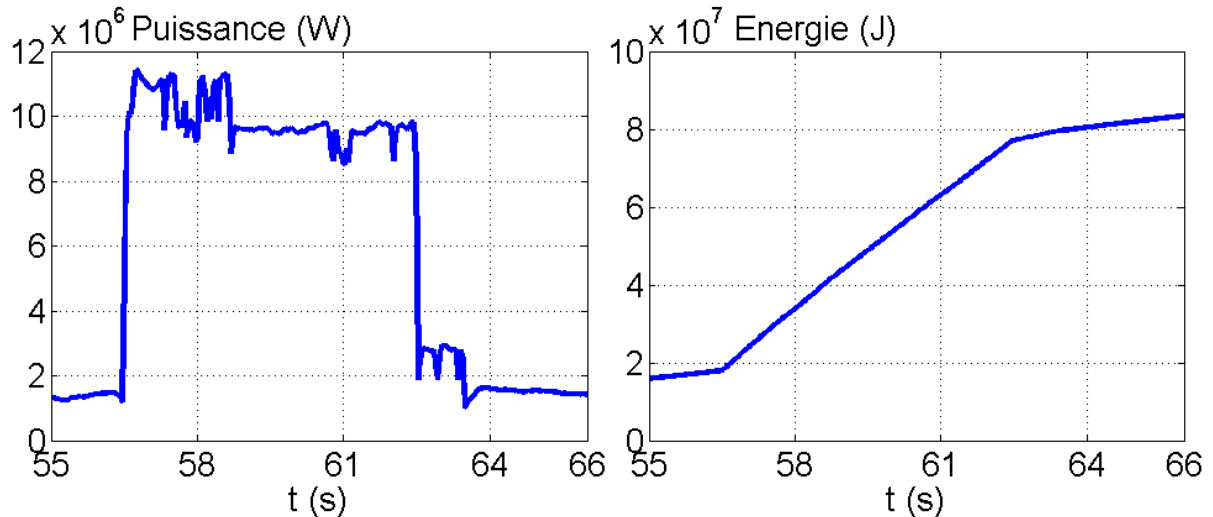


Figure 5-38 : Puissance et énergie totale injectée dans le plasma durant le choc 76460, (signal MG3\YTO).

Comme expliqué dans le chapitre précédent, le calcul de la puissance reçue par un composant est réalisé en intégrant sur tous les éléments de surface du maillage la chaleur qui les traverse (cf. chapitre 4.2). Cette puissance est ensuite multipliée par le nombre de composants identiques présent dans le tokamak afin de calculer la puissance totale reçue sur tout le tour toroïdal du tokamak pour un type de composant. Le nombre de composants identiques présents dans l'enceinte sont répertoriés dans le tableau 5-5. La protection supérieure est un composant qui fait le tour toroïdal complet du tokamak. Comme indiqué dans le chapitre 4, le modèle thermique de ce composant représente une section de 45° dans la direction toroïdale. Toutefois, on ne mesure pas avec le système de thermographie KL7 la température sur la surface complète correspondante au modèle. Par conséquent, le flux surfacique et la puissance ne sont calculés que sur une section de $22,5^\circ$ pour ce composant. La puissance calculée sur cette section est ensuite multipliée par 16 pour déterminer la puissance totale reçue par les 360° de la protection supérieure complète. Le calcul de l'énergie reçu par un composant se fait ensuite en intégrant dans le temps la puissance totale.

	tuile 3	tuile 5	tuile 7	limiteur interne	limiteur externe
nombre de composants	48	96	48	16	12

Tableau 5-5 : Nombre de composants de chaque type présent dans l'enceinte à vide.

La comparaison de la puissance et de l'énergie calculées sur l'ensemble des tuiles 5 à partir des mesures de température de KL7 et de KL9 est représentée sur la figure 5-39.

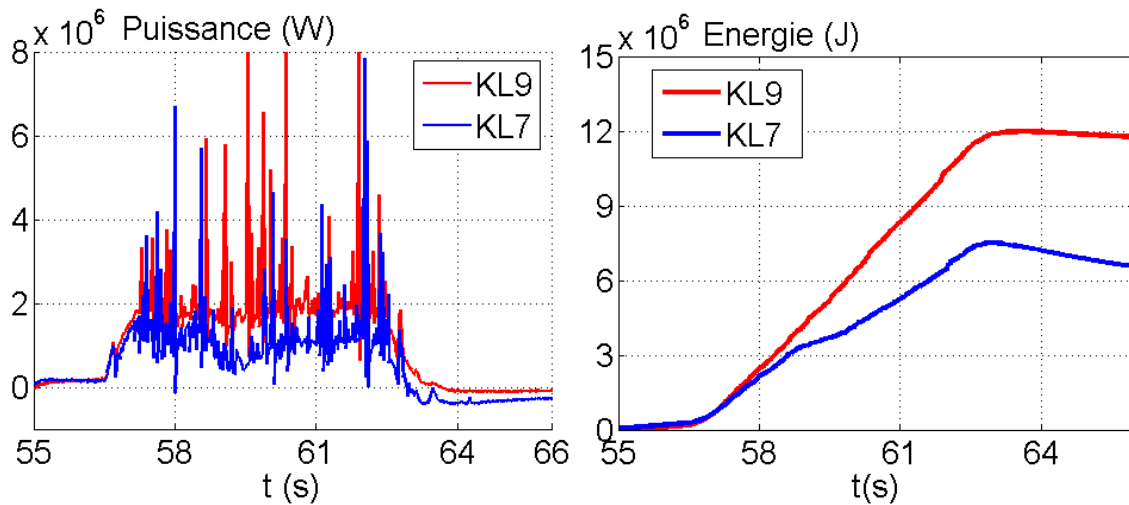


Figure 5-39 : Puissance et énergie déposées sur l'ensemble des tuiles 5, calculées à partir des mesures de KL7 et de KL9. Choc 76460.

On observe que la puissance déposée sur la tuile 5, calculée à partir des mesures de KL7 est sous-estimée par rapport à celle calculée à partir des mesures de KL9. Cette différence ne peut pas être expliquée par la différence de résolution des deux caméras. En effet, selon la simulation présentée dans la partie 5.1.2, le fait de diminuer la résolution devrait impliquer une surestimation de la puissance et de l'énergie déposée durant le choc de quelques pourcents. Toutefois, il est vrai que cette simulation teste l'influence de la résolution spatiale uniquement dans la direction poloïdale. La mauvaise résolution spatiale de la température dans la direction toroïdale par KL7 pourrait expliquer la sous-estimation de la puissance à partir des mesures de cette caméra.

Le calcul de l'énergie reçue par la tuile 5 durant ce choc à partir de KL9 ne permet de retrouver que 20 % de l'énergie totale injectée dans le plasma. L'énergie déposée par le plasma sur les autres composants observés par KL7 est indiquée sur le tableau 5-6.

	tuiles 3	tuiles 5	tuiles 7	protection supérieure
KL7	1,5	7,5	1,9	1,4
KL9		12		
thermocouples	5,7	18,8	5,9	

Tableau 5-6 : Energie déposée sur l'ensemble des composants étudiés en MJ.

Il n'a pas été possible de compléter le bilan d'énergie sur ce choc avec les calculs d'énergie déposée sur les limiteurs poloïdaux internes et externes. En effet, le calcul nécessite de connaître la température initiale dans le composant. Cette température initiale est déduite des mesures de température de surface par thermographie. Il est donc nécessaire que la mesure de température débute alors que le composant est à l'équilibre thermique. Lors du choc 76460, le début de la mesure de température se fait alors que le plasma est en appui sur les limiteurs poloïdaux, ces deux limiteurs reçoivent donc un flux important du plasma et sont par conséquent hors équilibre. Le calcul de flux a pu être testé sur ces deux composants lors du choc 79799. Lors de ce choc, le plasma est dans un premier temps en appui sur les limiteurs poloïdaux jusqu'à l'instant t égal à 51,4 s. La configuration passe ensuite en diverteur avec un point d'impact sur la tuile 6. La puissance injectée lors de ce choc est représentée sur la figure 5-40.

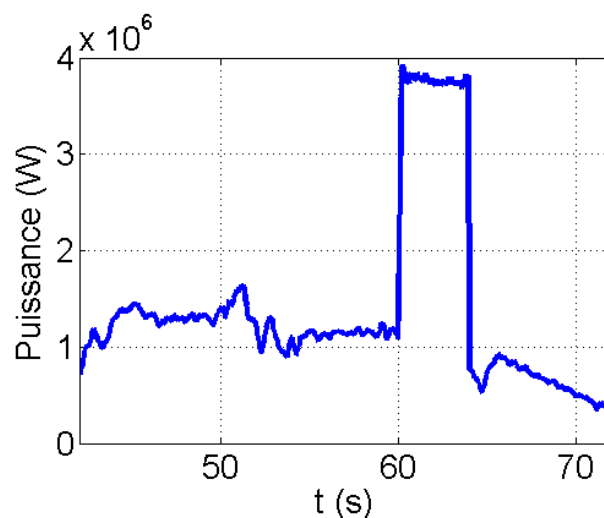


Figure 5-40 : Puissance injectée lors du choc 79 799 déduite des mesures magnétiques (signal MG3\YTO).

Sur ce choc, le calcul de flux a pu être appliqué à chacun de ces composants à partir d'un instant initial pour lequel le composant était proche de l'équilibre thermique. A défaut de

connaître une valeur de la résistance équivalente sur ces composants, elle a été choisie par défaut à $2.10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ comme pour les tuiles extérieures du diverteur. Le flux est calculé pour le limiteur interne pour la période comprise entre 42 et 59 secondes. Le flux à la surface du composant est représenté sur la figure 5-41 ainsi que le flux moyen calculée en fonction du temps sur trois zones d'intérêt.

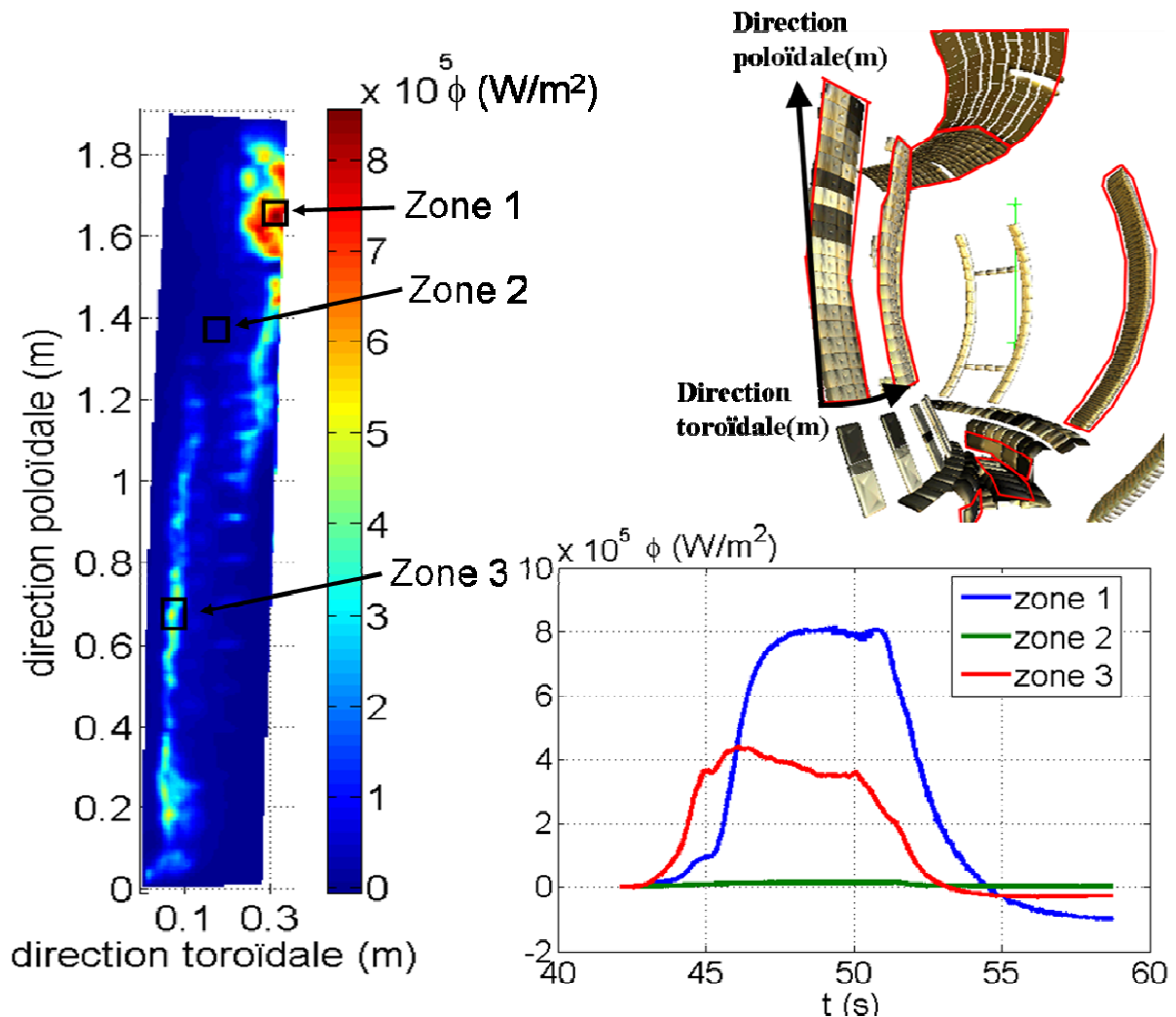


Figure 5-41 : A gauche : image du flux calculé à la surface du limiteur interne à $t = 48,75 \text{ s}$, l'orientation des axes sur ce composant est rappelé sur l'image du modèle de CAO de la vue de KL7 en haut à droite. En bas à droite : puissance reçue en face avant par l'ensemble des limiteurs poloïdaux internes en fonction du temps, déduite du calcul de flux. $R_e = 4.10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, Choc 79799.

On peut remarquer que le flux calculé à la surface du composant est localisé sur une zone assez fine sur la partie gauche du limiteur et sur une zone plus étendue en haut à droite du limiteur. Les flux que l'on observe ici ne sont pas très importants, inférieurs à 1 MW/m^2 . Toutefois, la puissance totale reçue par les limiteurs internes est de 640 kW, ce qui représente

environ la moitié de la puissance injectée dans le plasma sur cette période de temps. Le plasma est alors en appui sur les limiteurs internes et externes, ce qui explique que l'énergie perdue par le plasma est majoritairement déposée sur ces composants. La résistance équivalente utilisée pour ce limiteur interne est de $4.10^{-4} \text{ m}^2.\text{K/W}$, ce qui est très élevée. Elle correspond à la valeur maximale qui a été observée sur les tuiles lors de l'expérience sur banc d'essai (cf. chapitre 3). Cette valeur de résistance équivalente a été choisie en fonction de l'importance des flux négatifs qui apparaissent sur la période de temps qui est comprise entre 55 et 60 secondes.

Le flux est calculé pour le limiteur interne pour la période comprise entre 59 et 72 secondes. Cette période a été choisie parce que la température mesurée à la surface de ce composant était uniforme à l'instant t égal à 59 secondes. La répartition du flux à la surface du composant est représentée sur la figure 5-42 ainsi que son évolution en fonction du temps moyennée sur deux zones d'intérêts. De même que pour le limiteur interne, la valeur de $1.10^{-4} \text{ m}^2.\text{K/W}$ utilisée pour la résistance équivalente est assez importante. Elle a aussi été choisie afin de réduire l'importance du flux négatif observé après la coupure de puissance. La puissance totale reçue par les limiteurs externes est très faible, de l'ordre de 300 kW, surtout en comparaison de la puissance injectée. Contrairement à la période étudiée pour le limiteur interne, le plasma est maintenant diverté, la puissance est maintenant en grande partie dissipée à travers le diverteur. La puissance reçue par les limiteurs externes ne représente qu'entre 5 et 10 % environ de la puissance injectée dans le plasma.

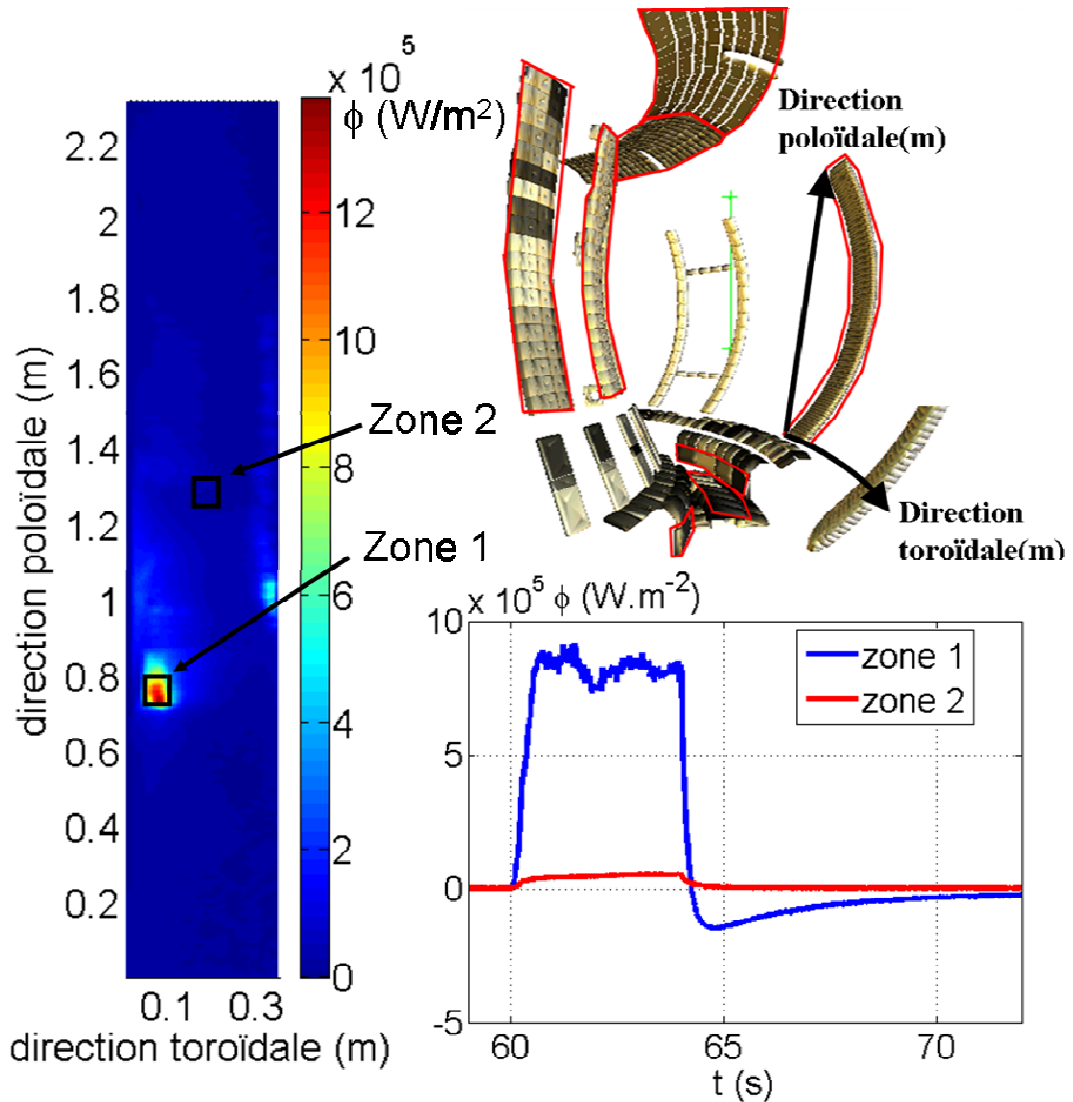


Figure 5-42 : A gauche : image du flux calculé à la surface du limiteur externe à $t = 62,48$ s, l'orientation des axes sur ce composant est rappelé sur l'image du modèle de CAO de la vue de KL7 en haut à droite. En bas à droite : puissance reçue en face avant par l'ensemble des limiteurs poloidaux externes en fonction du temps, déduite du calcul de flux. $R_e = 1.10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$, Choc 79799.

Le calcul du flux a aussi été appliqué au cas du limiteur supérieur du tokamak. Le modèle thermique de ce composant représente une section de 45° du limiteur dans la direction toroidale (cf. figure 5-44. zones rouges). Toutefois, le champ de vue du système de thermographie KL7 ne permet pas de mesurer la température sur l'ensemble de la surface représentée sur le modèle thermique. Le calcul de flux n'est donc réalisé ici que sur une section du limiteur de $22,5^\circ$ dans la direction toroidale (cf. figure 5-44 zone verte)

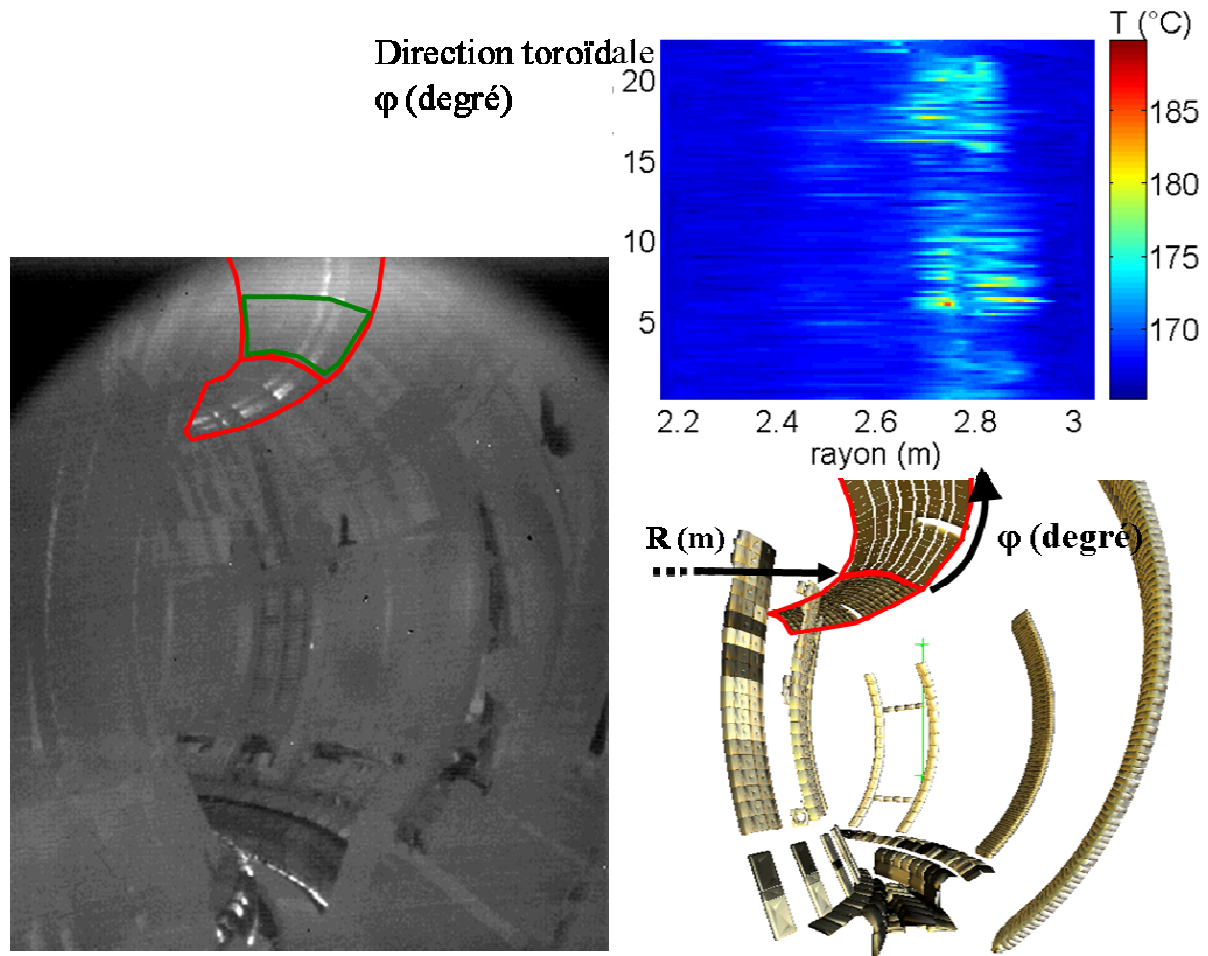


Figure 5-43 : image dans l'infrarouge de l'intérieur du JET prise avec KL7, choc 77 393, $t = 51$ s (protection supérieure entourée en rouge). En haut à droite, champ de température calculé à partir de la mesure de température réalisée avec KL7 sur la protection supérieure (zone verte). L'orientation des axes sur ce composant est représentée sur l'image du modèle de CAO en bas à droite.

Lors de ce choc, la puissance est injectée dans le plasma au moyen du chauffage par ondes électromagnétiques à la fréquence hybride (cf. partie 1.1.4.2). Ce moyen de chauffage peut faire apparaître des électrons rapides dans le plasma de bord. En suivant les lignes de champ magnétique, ces électrons viennent percuter le limiteur supérieur et induisent un flux à la surface de ce composant (cf. [JAC09]). L'application de notre calcul tridimensionnel aux mesures de température de ce choc permet de déterminer ce flux. La valeur de la résistance équivalente utilisée pour le calcul de flux sur ce composant est la même que celle utilisée pour les tuiles extérieures du divertor : $2.10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$. Le flux calculé est représenté sur la figure 5-44.

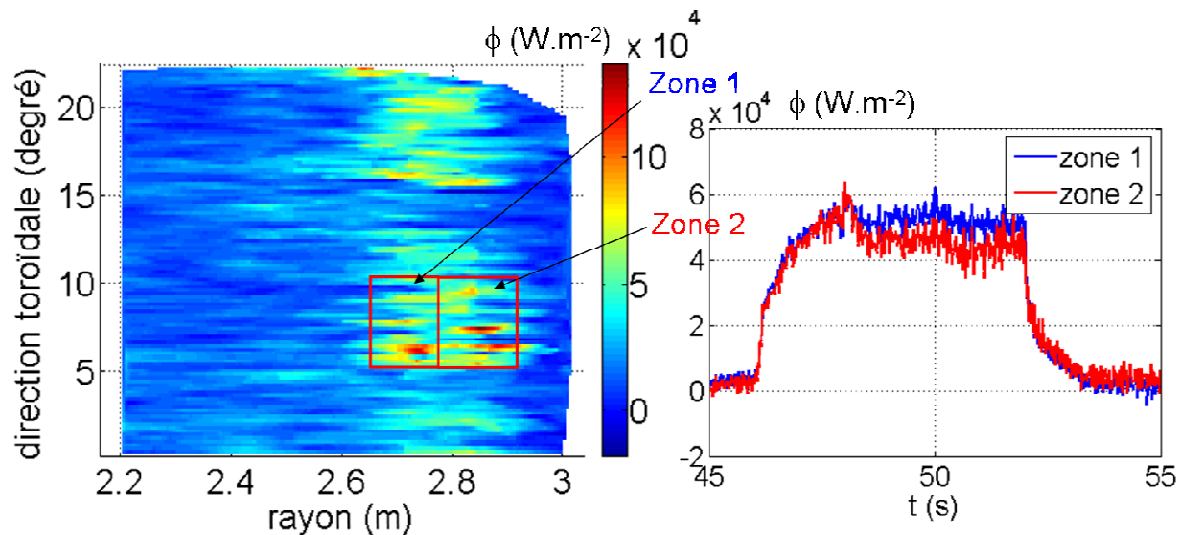


Figure 5-44 : A gauche : Répartition du flux calculé sur le dumplate lors du choc 77 393, t = 51 s. A droite : moyenne du flux en fonction du temps sur deux régions d'intérêt.

Le flux induit par le chauffage hybride sur les limiteurs supérieurs est assez faible, de l'ordre de 50 kW/m^2 en moyenne. Le maximum de flux sur la zone 2 ne dépasse pas 200 kW/m^2 . La puissance injectée par le chauffage hybride est assez faible, de l'ordre de 3 MW . Sur ITER, la puissance du chauffage hybride qui est prévue d'être installé est de 20 MW (cf. [BIB05]). Toutefois, la densité de puissance au niveau de l'antenne de chauffage est de 24 MW/m^2 , ce qui est proche de celle prévue pour ITER (cf. [JAC09]).

5.7 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que le modèle tridimensionnel développé permettait de calculer les flux de chaleur sur les composants face au plasma dans un tokamak à partir des mesures de température par thermographie. Ce calcul a permis d'obtenir des cartographies bidimensionnelles des flux appliqués par le plasma sur les composants, en particulier sur les tuiles recevant le maximum de flux dans le diverteur. Cette cartographie des flux a permis d'observer, du point de vue thermique, la symétrie toroïdale du dépôt de flux et l'ombre portée par une tuile sur sa voisine.

En appliquant le calcul de flux aux mesures de température par thermographie du JET, nous avons montré l'importance du choix de la résolution spatiale du système de thermographie sur les flux calculés. Une résolution insuffisante conduit à fortement sous-estimer le maximum de flux au niveau du point d'impact. La résolution spatiale de KL7

conduit à sous-estimer ce flux de l'ordre de 40 % sur le JET. On a pu observer, lors de la comparaison dans la direction toroïdale des flux calculés sur la tuile 5 à partir des mesures de température par KL7, qu'une mauvaise résolution spatiale dans la direction toroïdale pouvait entraîner une sous-estimation importante du flux malgré la symétrie toroïdale.

La résolution spatiale de la caméra a aussi une forte influence sur la détermination précise du positionnement des températures imposées à la surface d'un composant. La faible résolution spatiale de KL7 introduit une incertitude de près de 5 cm sur la position des températures, et par conséquent des flux calculés à la surface d'un composant. Cette incertitude sur la position de la température a peu de conséquence sur le flux calculé si la géométrie du composant reste simple. Par exemple si l'épaisseur du composant est relativement indépendante de la position toroïdale et poloïdale. Toutefois, les surfaces de certains composants face au plasma prévus dans ITER sont recouvertes de créneaux. La largeur de ces créneaux est de l'ordre du centimètre. Dans ce cas, la position de la température aura un rôle important sur la précision du flux calculé.

Un bilan partiel d'énergie a été réalisé sur un choc en tenant compte de trois tuiles du diverteur, dont les deux tuiles supportant les points d'impact du plasma. Le bilan complet n'a pas pu être réalisé sur un choc par manque de temps. Il conviendrait de modéliser le nombre de composants en ajoutant les modèles des protections d'antenne et les tuiles restantes du diverteur. Sa réalisation représente une des perspectives les plus importantes de cette thèse. Plusieurs étapes sont encore nécessaires pour arriver à cette fin :

- Dans un premier temps, il convient de partir de déterminations expérimentales de température suffisantes pour permettre le calcul de flux sur tous les composants. La mesure de température de KL7 ne doit pas être occultée pour que la température de surface de tous les composants soit mesurée dans l'enceinte à vide.
- les mesures de température doivent être entreprises avant l'injection de puissance pour que tous les composants soient encore à l'équilibre thermique.
- Le champ de résistance équivalente doit être déterminé sur chaque composant.

Conclusion

La connaissance des flux de chaleur issus du plasma sur les composants d'un tokamak, est nécessaire à la conception de ces machines. En effet, les recherches en fusion par confinement magnétique conduisent à la construction de tokamaks plus grands et plus puissants (cf. chapitre 1.1.4). Les flux de chaleur qui résultent de l'interaction plasma/paroi augmentent avec la taille et la puissance de la machine. Les composants face au plasma ne sont conçus que pour des flux maximaux déterminés. Ils risquent d'être endommagés si cette valeur est dépassée. Par exemple, ceux d'ITER sont conçus pour résister à 10 MW/m^2 en régime stationnaire et à 300 cycles de 20 MW/m^2 . Nous avons ici développé une méthode de calcul de ces flux à partir des mesures de température issues de la thermographie IR. Trois problématiques ont été abordées au cours de la thèse : la mesure de température sur paroi réfléchissante, la caractérisation des propriétés thermiques de dépôts à la surface des composants et le développement d'un calcul tridimensionnel et non-linéaire des flux.

Des composants dont la surface exposée au plasma est en tungstène ou en béryllium vont être installés dans certains tokamaks actuels (JET) ou en construction (ITER). Nous avons montré que la mesure de température par thermographie infrarouge classique sur ce type de matériau n'était plus possible tant à cause de la variation de l'émissivité de la surface en fonction de la température, que de l'importance des flux réfléchis par la surface de mesure.

Nous nous sommes intéressés, dans une pré-étude, à la mesure de température par pyrométrie photothermique qui permet de s'affranchir de ces limitations de la pyrométrie monochromatique ou bichromatique et à son application possible au cas des tokamaks. Cette technique repose sur la mesure, à au moins deux longueurs d'onde, du rayonnement thermique émis par la surface dont on veut obtenir la température.

Nous avons montré que la température mesurée par ce type de méthode est sensible à un décalage, spatial ou temporel, entre les mesures à chacune des longueurs d'onde. En particulier, un gradient de température important sur la surface observée peut entraîner une forte incertitude sur la température mesurée. Pour l'application de ce type de mesure dans un

tokamak, cette contrainte devra être prise en compte en particulier pour mesurer des températures près du point d'impact du plasma sur les composants. En effet, dans cette zone, les gradients de flux et de température sont importants.

Une expérience de mesure de la température par pyrométrie photothermique a été réalisée. Les mesures de température par différentes techniques de pyrométrie monochromatique, bichromatique et photothermique, ont été comparées lors de cette expérience. Les conditions de l'expérience n'ont pas permis pas de mettre en évidence l'intérêt de la mesure de température par pyrométrie photothermique.

La problématique de la modélisation thermique des dépôts carbonés à la surface des composants dans un tokamak a été abordée dans le chapitre 3 de cette thèse. Ces dépôts sans inertie thermique ont été modélisés par une résistance thermique équivalente. Nous avons développé une méthode de caractérisation de cette résistance équivalente à partir des mesures de température par thermographie infrarouge. Cette méthode est fondée sur la comparaison de températures mesurées et d'une simulation de la température de surface. Le modèle de composant utilisé dans cette simulation est monodimensionnel et linéaire. Dans le cas d'une mesure de température de surface par thermographie infrarouge, cette caractérisation de la résistance équivalente est appliquée en chaque point de mesure, ce qui conduit à une cartographie des valeurs de cette résistance.

Nous avons appliqué cette méthode à deux composants (tuile 4 et 7 du diverteur MKIIA), qui présente un dépôt après leur exposition au plasma d'un tokamak (JET). Les valeurs des résistances équivalentes déterminées sur ces tuiles sont comprises entre 5.10^{-6} m^2K/W et 4.10^{-4} m^2K/W . L'analyse des cartographies de la résistance équivalente obtenues par cette méthode a montré que l'épaisseur équivalente du dépôt pouvait fortement varier sur un même composant, en particulier dans la direction poloïdale. Par contre, la répartition du dépôt dans la direction toroïdale est presque uniforme.

Une différence de dépôt entre les tuiles situées à l'intérieur et à l'extérieur du diverteur a été mise en évidence quantitativement à travers les valeurs de résistance équivalente obtenues. Une valeur moyenne de la résistance équivalente a pu être déterminée pour la tuile extérieure du diverteur (tuile 7). Elle est comprise entre 2 et 4.10^{-5} m^2K/W sur la zone recouverte de dépôt. La résistance équivalente sur la tuile interne atteint 4.10^{-4} m^2K/W pour les zones de dépôt les plus importants. L'évolution significative de la valeur de la résistance à la surface des tuiles, concécutive à une élévation de la température du dépôt jusqu'à 2000°C, a mis en évidence une transformation probable de ce dépôt lors de ce traitement thermique.

Nous avons enfin montré que la prise en compte de cette résistance équivalente, permettait d'améliorer significativement la précision des flux calculés à partir de la thermographie. Une perspective de ce travail est d'appliquer cette détermination de la résistance équivalente à des mesures de température effectuées dans le tokamak. Une adaptation de la méthode à un modèle de composant tridimensionnel, ou au moins bidimensionnel sera alors nécessaire pour prendre en compte l'aspect hétérogène du flux à la surface des composants durant les chocs.

Il pourrait aussi être intéressant de relier la valeur de la résistance équivalente à d'autres grandeurs du dépôt tel que sa conductivité ou son épaisseur. Toutefois le passage de la résistance équivalente à une de ces deux propriétés nécessite la connaissance préalable de la seconde, et donc à sa mesure par une méthode indépendante.

Le chapitre 4 présente le développement d'un calcul tridimensionnel et non-linéaire de flux sur les composants face au plasma dans un tokamak. Alors que les calculs de flux précédents ont été réalisés à partir de modèles simplifiés de composants, le calcul est basé sur une représentation exacte en trois dimensions de la géométrie des composants issue des dessins des bureaux d'étude. L'équation de la chaleur est résolue numériquement par une méthode des éléments finis. Les paramètres d'entrée du calcul sont les champs instationnaires de température mesurés à la surface des composants, ainsi que la distribution surfacique de la résistance équivalente. Les sorties du calcul sont les flux de chaleur sur les surfaces où ont été mesurées les températures par thermographie. D'autre part, les températures aux points de mesure par thermocouple ont été déterminées dans le composant. Le calcul de flux a été entièrement mis en place pour différents composants du tokamak JET : les tuiles 3, 5 et 7 du diverteur MKII HD, les limiteurs poloïdaux externes et internes de cette machine, enfin le limiteur supérieur de la machine appelé « dumplate ». Ce calcul de flux peut être adapté pour modéliser les composants internes d'autres machines, comme ceux d'ITER, en changeant les modèles géométriques et les propriétés thermiques des matériaux.

Le calcul de flux est enfin appliqué aux mesures de température par thermographie dans le JET dans le chapitre 5. Nous avons ainsi pu calculer les flux de chaleur sur toute la surface d'un composant pendant un choc, par ce calcul tridimensionnel. Les mesures de température issues de deux systèmes différents de thermographie (KL7 et KL9) ont été

utilisées. Les flux calculés à partir des mesures de température issus de ces deux systèmes sur la tuile 5 ont été comparés. Les différences de résolution spatiale entre ces deux systèmes optiques sont importantes. L'influence de la résolution optique sur les flux calculés a été estimée à l'aide d'une simulation numérique simplifiée du système de mesure. Dans cette simulation, les effets de la diffraction par le système optique sont modélisés par un étalement gaussien de la luminance sur le détecteur. Nous avons montré, à l'aide de cette simulation, que la faible résolution de la caméra KL7 conduit à une sous-estimation importante du flux maximum calculé, de près de 40 %, et à une déformation de l'étalement du profil poloïdal de flux. Les flux surfaciques calculés sur quatre tuiles identiques, placées côte à côte dans la direction toroïdale, ont été comparés. Nous avons montré la symétrie toroïdale du dépôt de flux d'une tuile à l'autre.

Bien que de nombreux composants de l'enceinte à vide aient été modélisés au cours de ce travail de thèse, le bilan de puissance complet dans la machine n'a pas pu être fermé par manque de temps. La réalisation de ce bilan dans un tokamak est une perspective importante de ce travail. Il sera nécessaire de s'appuyer sur une expérience pour laquelle la mesure de température permettrait le calcul de flux sur tous les composants de l'enceinte. Il sera aussi intéressant de compléter la modélisation des composants présents dans l'enceinte à vide du JET tel que les protections d'antenne et les tuiles du diverteur.

Bibliographie

- [AND03] P. Andrew et al, 2003, *Thermal effects of surface layers on diverteur target plates*, Journal of Nuclear Materials Vol. 313–316, p.135–139
- [ANO85] Anon, 1985, *Tungsten Technical Brochure*, Metallwerk Plansee, Reute, Austria.
- [ART68] Artsimovich L.A. et al, 1968, Proc. 3rd Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Researches (Novosibirsk, Russia, 1968), Nucl. Fusion (Special Suppl.) Vol. 17
- [AUD01] L. Audaire, D. Pajani, 2001, *Thermographie - Technologies et applications*, édition techniques de l'ingénieur
- [BAR96] Barber et al., Déc. 1996, *The Quickhull Algorithm for Convex Hulls*, *ACM Transactions on Mathematical Software*, Vol. 22, No. 4, p. 469-483
- [BEC85] J.V. Beck et al., 1985, *Inverse heat conduction, ill-posed problems*, Wiley-interscience Publication,
- [BER87] O. Berthet, 1987, *Effet photothermique appliqué à la pyrométrie optique*, mémoire de thèse, Ecole Centrale Paris
- [BIB05] P. Bibet, 2005, *Toward a LHCD system for ITER*, Fusion engineering and design, vol. 74, no 1-4, p. 944
- [BRE05] S. Brenner, R. L. Scott, 2005, *The Mathematical Theory of Finite Element Methods*, 2nd édition, éd. Springer,
- [C&J59] H.S. Carslaw & J.C. Jaeger, 1959, *Conduction of heat in solids*, Oxford University Press.
- [CAR09] S. Carpentier, 2009, *Etude des dépôts de chaleur dans le tokamak Tore Supra*, mémoire de thèse, Université de Provence, Aix-Marseille 1
- [CEA84] CEA, 1984, *La fusion thermonucléaire contrôlée par confinement magnétique*, ed. Masson

- [CEL95] G Celantano et al., 1995, Manufacture and Installation of JET MkII Diverteur Support Structure, note interne JET-EFDA, JET-C(95)81
- [CHE77] F.F. Chen, 1977, Introduction to plasma physics, Plenum Press
- [CHE97] G. Chen et al, 1997, applicability of photothermal radiometry for temperature measurement of semiconductors, International journal of heat mass transfer, Vol.41, N°15, p.2279.
- [COA07] J.P. Coad et al., 2007, Erosion and deposition in the MKII-SRP diverteur, Journal of Nuclear Materials, Vol.363-365, pp.287-293
- [COR03] Y.Corre et al., 2003, Surface layer properties and heat flux determination from infrared measurements in the JET diverteur, 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys
- [DAH84] G. Dhatt, G. Touzot, 1984, Une présentation de la méthode des éléments finis, 2nd édition, édition Maloine.
- [DAV07] R. Daviot, 2007, Etude de l'incertitude de la détermination de la résistance thermique équivalente méthode d'optimisation sur la montée en température, note de travail CEA/IRFM, CFP/NTT-2007.079
- [DEL03] Elise Delchambre, 2003, Origine de la déformation spectrale de la luminance proche infrarouge des composants de en carbone de Tore Supra, mémoire de thèse, Université d'Aix-Marseille.
- [DEW72] D. P. DeWitt et al, 1972, Theory and technique for surface temperature determinations by measuring the radiance temperatures and the absorptance ratio for two wavelengths, in Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry, Pittsburg: Instrument Society of America, Vol. 4, p 596.
- [DEW88] D. P. DeWitt et al, 1988, Theory and Practice of Radiation Thermometry, édition Wiley,
- [DUM04] S. Dumas, 2004, Modélisation des expériences de dépôt de puissance sur des tuiles issues du diverteur du JET, note de travail CEA/IRFM, CFP/NTT-2004.022 (2004).
- [EIC07] T. Eich et al., 2007, ELM resolved power load studies in the JT MKII Gas Box diverteur using infra-red thermography, Plasma Phys. Control. Fusion, Vol. 49, pp. 573-604
- [EIN05] A. Einstein. 1905, Zur elektrodynamik bewegter körper, Annalen der Physik, vol. 17, pages 37–65

- [ERN04] A. Ern, J.L. Guermond, 2004, *Theory and practice of finite elements*, éd. Springer.
- [EYA97] O. Eyal et al, 1997, Temperature measurements using pulsed photothermal radiometry and silver halide infrared optical fibers, applied physics letters, Vol. 70, p. 1509.
- [EYK74] P. Eykhoff, 1974, *System identification (parameter and state estimation)*, Wiley and sons.
- [FOR24] W. E. Forsythe, A.G. Worthing, Nov. 1924, *The Properties of Tungsten and the Characteristics of Tungsten Lamps*, pp. 146-185.
- [FUN04] W.Fundamenski et al, 2004, *Boundary plasma energy transport in JET ELMy H-modes*, Nuclear Fusion, Vol. 44, p. 20.
- [GAR08] J.L. Gardarein, 2008, *Analyse par thermographie infrarouge de la puissance déposée sur des surfaces recouvertes de carbone dans les tokamaks*, mémoire de thèse, Université de Provence, Aix-Marseille 1
- [GAU04] E. Gauthier, 2004, *Final Report FT3.1*, note de travail CEA/IRFM, CFP/NTT-2004.031
- [GAU05] E. Gauthier et al., 2005, *Thermal behaviour of redeposited layer under high heat flux exposure*, Journal of Nuclear Materials 337–339, pp. 960–964.
- [GAU06] E. Gauthier, *Spatial calibration and spatial resolution measurements on JET-EP IRV diagnostic*, note de travail CEA/IRFM, DIAG/NTT-2006.022
- [GAU07] E. Gauthier et al., 2007, *ITER-like wide-angle infrared thermography and visible observation diagnostic using reflective optics*, Fusion Engineering and Design 82, pp. 1335-1340
- [GAU97] E. Gauthier et al, 1997, Proceedings of the 24th EPS Conference, Berchtesgaden, V.21A, part I, p61.
- [GAV66] D.P. Gaver, 1966, *Observing stochastic processes, and approximate transform inversion*. Oper. Res., vol. 14(3), pages 444–459.
- [GIC09] P. Gicquel, 2009, *Mesures de températures dans les gaz et les flammes - Mesures intrusives et mesures optiques intégrées*, Ed. Techniques de l'ingénieur, Réf. R2752
- [GRA58] H. Grad & H. Rubin, 1958, *Hydromagnetic Equilibria and Force-Free Fields*, Proceedings of the 2nd conference on peaceful uses of Atomic Energy, Geneva, vol. 31, page 190.

- [GRA72] D. E. Gray, *American Institute of Physics Handbook*, New York, 1972, Reference and data cited in *Metals Handbook* – 9th Edition, American Society of Metals (1979), Novelty, Ohio, pp. 6-72
- [GRI09] V. Grigorova et al, 2009, *Temperature measurement of plasma-facing surfaces in tokamaks by active pyrometry*, Journal of Nuclear Materials, Vol. 390-391, pp. 1097-1101
- [GUI05] D. Guilhem et al, 2005, *Infrared surface temperature measurements for long pulse operation, and real-time feedback control in Tore Supra, an actively cooled tokamak*, Quantitative InfraRed Thermography, vol. 2, p. 77–96.
- [GUI06] Reflections and surface temperature measurements in experimental fusion reactors Tore Supra, JET and ITER.
- [GUI92] D. Guilhem et al, 1992, *actively cooled pump limiters and power scrape-off length measurements in Tore Supra*, Journal of nuclear materials, vol 196-198, p. 759-764
- [HAL72] W. Halverson, 1972, Bremsstrahlung *photon emission rate from Maxwellian plasma*. Plasma Physics, vol. 14, no 6, page 1233.
- [HER01] A. Herrmann et al, 2001, conference EPS
- [HER08] D. Hernandez et al, 2008, *Development of two-colour pyroreflectometry technique for temperature monitoring of tungsten plasma facing components*, Fusion Engineering and Design, Vol. 83, p. 672–679
- [HER95] A. Herrmann et al, *Energy flux to the ASDEX-Upgrade diverter plates determined by thermography and calorimetry*, Plasma Physics Controlled Fusion, Vol. 37, p.17-29.
- [HIL03] D. Hildebrandt, 2003, *Thermographic observation of the divertor target plates in the stellarators W7-AS and W7-X*, Journal of Nuclear Materials, Vol. 313–316, pp. 738–742
- [HIL05] D. Hildebrandt, D. Naujoks, D. Sünder, 2005, *Surface temperature measurements of carbon materials in fusion devices*, Journal of Nuclear Materials, Vol. 337–339, pp. 1064–1068
- [HIL07] D. Hildebrandt, A. Duebner, 2007, *Thermal response of structured and contaminated carbon surfaces to heat pulses*, Journal of Nuclear Materials, Vol. 363–365, pp. 1221–1225
- [IPP96] *Physical processes of the interaction of fusion plasmas with solids*, Plasma-materials interactions series, Academic Press, Inc, 1996.

- [JAC09] P. Jacquet et al, 2009, *LH power losses in front of the JET Launcher*, proceeding of the 18th Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas, Gent, Belgium, 22nd-24th June 2009
- [JAL03] Y. Jaluria, K. E. Torrance, 2003, *Computational heat transfer, Series in computational methods in mechanics and thermal sciences*, edition Taylor & Francis.
- [KEI99] M. Keilhacker, 1999, *High fusion performance from deuteriumtritium plasmas in JET*, Nuclear Fusion, vol. 39, pages 209–239.
- [KIK76] I. K. Kikoin, 1976, *Tables of Physical Values*, Handbook, Moscow, Atomizdat, p. 107.
- [KIR06] V.M. Kirillov, L.A. Skvortsov, 2006, *Application of two-colour pyrometry for measuring the surface temperature of a body activated by laser pulses*, Quantum Electronics Vol. 36, p. 797.
- [KOR61] A. Korn & T. Korn, 1961, *Mathematical handbooks for scientists and engineers*. McGraw-Hill Book Company, New-York.
- [LAS99] E. Lassner, W.-D. Schubert, 1999, Tungsten properties, chemistry, technology of the element, alloys and chemical compounds, Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York
- [LAW57] J.D. Lawson, 1957, *Some criteria for a power producing thermonuclear reactor*, Proceedings of the Physical Society, vol. 70, pages 6–10
- [LOA05] T. Loarer et al., 2005, *Tritium particle balance and retention during DT discharges in JET*, Journal of Nuclear Materials, vol. 337-339, pages 624–628, 2005.
- [LOA07] T. Loarer et al, 2007, *Surface Temperature Measurements by Means of Pulsed Photothermal Effects in Fusion Devices*, Journal of Nuclear Materials, 363-365, 1450-1456
- [LOA89] T. Loarer, 1989, *Mesure de Température de Surface par Effet Photothermique modelé ou Impulsionnel*, mémoire de thèse, Ecole Centrale Paris
- [LOT93] A. Lothon, 1993, *Pyrométrie photothermique impulsionnelle à fibres optiques. Application à la mesure de la température des aubages mobiles des turbines à vapeur d'EDF*, mémoire de thèse, Ecole Centrale Paris.
- [MAI00] Denis Maillet et al., 2000, *Thermal quadrupoles, Solving the heat Equations through Integral Transforms*, edition Wiley

- [MEY03] J.L. Meyzonnette, T. Lépine, 2003, Bases de radiométrie optique, 2^{ème} édition, Cépaduès edition
- [MIN88] W. J. Minkowycz, 1988, Handbook of numerical heat transfer, Wiley-interscience publication.
- [MIT02] R. Mitteau et al, 2002, Power exhaust and edge control in steady state Tore Supra plasma, 19 th IAEA Dusion Energy Conference
- [MIT06] R. Mitteau at al, 2006, Evaluation of the growth of carbonaceus deposit in steady state Tore Supra using infrared thermography, Nuclear Fusion, vol. 46, pS49-S55
- [OZI94] M. N. Özışik, 1994, Finite difference methods in heat transfer, éd. CRC Press.
- [PAP94] F. Papini, P. Gallet, 1994, Thermographie infrarouge, image et mesure, édition Masson
- [PAR07] T. Parisot, 2007, Étude expérimentale du transport des impuretés métalliques dans le tokamak Tore Supra, mémoire de thèse, Université de Provence, Aix-Marseille 1
- [RAY] Martin Raynaud, Le problème inverse de conduction de la chaleur, éditions techniques de l'ingénieur
- [RED01] J. N. Reddy, D. K. Gartling, 2001, The finite element method in heat transfer and fluid dynamics, éd. CRC Press.
- [RIC01] V. Riccardo, W. Fundamenski and G-F Matthews, 2001, Reconstruction of power deposition profiles using JET MkIIIGB thermocouple data for ELMY H-mode plasmas, Plasma Phys. Control. Fusion 43 881-906.
- [ROT82] J. Roth et al, Journal of Nuclear Material, vol. 111-112, p775
- [ROT83] J. Roth, 1983, Chemical Sputtering, Topics in applied physics, vol 52, pp 91-141.
- [RUG99] R. Ruggiéri, Etude des phénomènes d'interaction plasma/paroï dans Tore Supra, Thèse de l'université de Provence, 1999.
- [SHA66] V.D. Shafranov, 1966, Plasma equilibrium in a magnetic field. Reviews of Plasma Physics, New-York, vol. 2, page 103.
- [SIG81] P. Sigmund, Sputtering by ion bombardment : theoretical concepts, topics in applied physics, vol 47, p9-67

-
- [STA00] P; C. Stangeby, 2000, *The plasma boundary of magnetic fusion devices*, Institute of Physics Publishing.
- [STE70a] H. Stehfest, 1970, *Algorithm 368. Numerical inversion of Laplace transforms*, Commun. ACM, vol. 13, pages 47–49.
- [STE70b] H. Stehfest, 1970, *Remarks on algorithm 368. Numerical inversion of Laplace transforms*, Oper. Res., vol. 13, page 624.
- [TAI03] J. Taine, J.P. Petit, 2003, *transferts thermiques, introduction aux sciences des transferts, 3^{ème} édition*, DUNOD
- [TAN97] J. C. Tannehill et al., 1997, *Computational fluid mechanics and heat transfer*, 2nd edition, éd. Taylor & Francis.
- [TIK77] A.N. Tikhonov, V.Y. Arsenine, 1977, *Solutions of ill-posed problems*, V.H. Winston and Sons, Washington, D.C.
- [TOU70] Y. S. Touloukian and D.P. DeWitt, *Thermal Radiative Properties of Metallic Elements and Alloys*, Thermophysical Properties of Matter, Volume 7, IFI/Plenum Publishing, New York, pp. 776-791.
- [VAN04] D. Van Houtte, 2004, *Recent fully non-inductive operation in Tore Supra with 6min, 1GJ plasma discharge*. Nuclear Fusion, 44 : L11-L15, 2004.
- [WAG82] F. Wagner et al, 1982, *Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Diverteur Discharges of the ASDEX Tokamak*, Physical Review Letter, Vol. 49, p. 1408–1412
- [WES97] J. Wesson, 1997, *Tokamaks second edition*. Oxford Engineering Science Series, Oxford Science Publication