



**HAL**  
open science

# Analyse aérothermodynamique de la rentrée atmosphérique d'un véhicule réutilisable depuis une orbite basse terrestre

Loïc van Ghèle

► **To cite this version:**

Loïc van Ghèle. Analyse aérothermodynamique de la rentrée atmosphérique d'un véhicule réutilisable depuis une orbite basse terrestre. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2020. Français. NNT : 2020ESAE0021 . tel-03081325

**HAL Id: tel-03081325**

**<https://hal.science/tel-03081325v1>**

Submitted on 10 Aug 2021

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

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



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

---

**Présentée et soutenue par :**

**Loïc VAN GHÈLE**

le lundi 21 septembre 2020

### **Analyse aérothermodynamique de la rentrée atmosphérique d'un véhicule réutilisable depuis une orbite basse terrestre**

---

**École doctorale et discipline ou spécialité :**

ED MEGeP : Dynamique des fluides

**Unité de recherche :**

Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF (ONERA/DMPE, centre de Toulouse)

**Directeurs de Thèse :**

M. Pierre MILLAN (directeur de thèse)

M. Jean-Luc BATTAGLIA (co-directeur de thèse)

**Jury :**

M. Benjamin RÉMY, Professeur Université de Lorraine - Président

M. Christophe LE NILIOT, Professeur Aix-Marseille Université - Rapporteur

M. Thierry MAGIN, Professeur von Karman Institute for Fluid Dynamics - Rapporteur

Mme Céline BARANGER, Ingénieure de recherche CEA Cesta - Examinatrice

M. Jean-Pierre TRIBOT, Ingénieur Dassault Aviation - Examineur

M. Philippe REULET, Ingénieur de recherche ONERA - Encadrant de thèse

M. Pierre MILLAN, Directeur de recherche ONERA - Directeur de thèse

M. Jean-Luc BATTAGLIA, Professeur Université de Bordeaux - Co-directeur de thèse



MANUSCRIT DE THÈSE

**Analyse aérothermodynamique de la rentrée  
atmosphérique d'un véhicule réutilisable depuis  
une orbite basse terrestre**

**Directeur de thèse : Pierre MILLAN (ONERA/DMPE)**

**Co-directeur de thèse : Jean-Luc BATTAGLIA (Université de Bordeaux)**

**Encadrant de thèse : Philippe REULET (ONERA/DMPE/HEAT)**

Loïc VAN GHÈLE

ONERA



# Remerciements

Quel plaisir de pouvoir écrire ces remerciements ! Enfin, j'y suis ! Un mélange de satisfaction du travail accompli, de soulagement pour la finalisation du manuscrit et de gratitude envers toutes les personnes qui ont permis à cette période compliquée d'être aussi riche sur le plan professionnel et le plan personnel.

J'aimerais remercier les membres extérieurs du jury qui m'ont fait l'honneur de m'évaluer lors de ma soutenance : Benjamin Rémy, Thierry Magin, Christophe Le Niliot et Céline Baranger. J'ai sincèrement apprécié vos retours et le temps que vous m'avez consacré, avant comme après la soutenance. J'adresse des remerciements appuyés à Jean-Pierre Tribot, en tant qu'ingénieur de Dassault Aviation et en tant que personne. Vous m'avez apporté un précieux soutien, mes travaux n'auraient sûrement pas pu être menés aussi loin sans votre redoutable énergie.

Tout en restant dans le jury, j'aimerais prendre le temps de remercier chaleureusement mes directeurs de thèse. Pierre Millan, ancien Directeur du DMPE de l'ONERA, je te remercie de m'avoir accueilli au sein de ton département et de m'avoir renouvelé ta confiance lorsque j'ai eu besoin de quelques mois supplémentaires. J'ai aussi une pensée spéciale pour Jean-Luc Battaglia, directeur de thèse depuis Bordeaux. La distance n'était pas toujours facile à gérer mais tu as toujours su m'accorder du temps et ton regard extérieur m'a énormément apporté. Dernier membre du jury, le meilleur pour la fin : Philippe Reulet, mon encadrant de thèse. Tu mériterais une section de remerciements pour toi tout seul mais je dois rester synthétique. Tu m'as accompagné, conseillé, poussé, motivé, guidé, soutenu, aidé, formé, relu et corrigé tout au long de cette thèse. Malgré ton travail et tes projets tu as toujours été là avec une oreille attentive. Je garderai d'excellents souvenirs de nos échanges.

J'aimerais maintenant adresser mes remerciements à l'unité HEAT du DMPE, avec une mention spéciale pour Jean-Luc Vérant, chef d'unité et encadrant officieux. Tu t'es fortement impliqué dans cette thèse, avec beaucoup d'énergie et ta passion pour les rentrées atmosphériques. Je te remercie pour toute la confiance que tu m'as accordée, notamment pour l'accord des cinq mois supplémentaires. Je tiens aussi à remercier tous les membres de HEAT, vous m'avez aidé à devenir un meilleur ingénieur de recherche : Ysolde Prévereaud en ATD, Emmanuel Laroche et Hervé Bezard pour l'aide lors de la simulation CFD 3D, Thomas Batmalle pour les essais BLADE et ta bonne humeur au quotidien, Gillian Leplat pour l'étude du C/SiC, Jean-Michel Lamet pour ASTRE, Nicolas Dellinger et Valentin Biasi avec Modethec, Lionel Tessé, David Donjat, Francis Micheli, Julien Troyes, Francois Chedeveigne, Olivier Léon, Guillaume Puigt et j'en oublie sûrement ! Petite parenthèse

hors ONERA, merci Bénédicte Baqué pour ton expertise sur l'atmosphère terrestre et ta gentillesse.

Au-delà de HEAT, mais tout en restant parmi les permanents de l'ONERA, j'exprime ma profonde gratitude à Corinne Plantade et Valérie Duplessis, secrétaires du DMPE. Vous êtes la pièce centrale qui permet à tout ce beau monde de fonctionner correctement. Je souhaite aussi remercier Hugues Deniau, dont les venues pour voir mes co-bureaux furent l'occasion de découvrir les plus beaux aspects de la langue française, le duo Cédric Huchette et Céline Le Sinq pour leur aide sur l'échantillon de C/SiC, et le trio Yves Le Sant, Frédéric Champagnat et Guy Le Besnerais pour leur précieuse aide pour la projection des cartes des températures.

Ces remerciements ne seraient pas complets sans parler des doctorants qui m'ont accompagné pendant ces quatre années. J'ai une pensée spéciale pour ceux qui ont commencé l'aventure en même temps que moi : Thibault Xavier le violoniste, Baptiste Thoraval le dévoreur de livres, Jean-François Poustis le statisticien du foot, Émilie Jahanpour l'exilée à l'ISAE, Jeanne Methel l'incarnation même de la bonne humeur, Lorenzo Lanzillotta le randonneur et Vincent Drouet le sportif ! Les doctorants qui ont commencé avant moi et qui m'ont fait part de leur expérience, Jérémie Derré, Guillaume Bégou (premier co-bureau), Maxime Bouyges, Rémi Roncen, Sylvain Morilhat et Loïc Jecker. Sans oublier les futurs docteurs, bonne chance pour la dernière ligne droite (surtout en cette période compliquée de la Covid-19) Damien Toussaint, Gaétan Crouzy, Adèle Veilleux, Romain Paysant, Marc Schouler, Arthur Colombie, Yann Marchenay, Victor Lafont, Rémi Harry, Tanguy Theulier, Lola Rousseau, Beatrice Fragge, Félix Ducaffy, Matthias Averseng... et bonne route à ceux en première année ! Julien Saint-James tu as été mon co-bureau pendant 2 ans et demi, toujours la pêche et avec une motivation sans faille pour tes trails. Ton équilibre professionnel, sportif et personnel force le respect ! Et pour finir, les post-docs, dont les passages ont toujours été trop courts : Christian Carlsson, Romain Fievet et Alexis Marboeuf.

Cette thèse s'est en partie appuyée sur les données recueillies pendant la rentrée atmosphérique de l'Intermediate eXperimental Vehicle (IXV) de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Ces données ont pu être obtenues et analysées grâce au soutien et à la confiance accordés par l'ESA (Jose Longo et Neil Murray), Thales Alenia Space Italie (Vincenzo Mareschi) et Dassault Aviation (Jean-Pierre Tribot, Olivier Lambert, Michel Benhamou et Johnny Legendre). Je tiens à exprimer des remerciements spéciaux envers l'équipe de Dassault Aviation, dont la participation a été un véritable tremplin. Je remercie aussi ArianeGroup et plus particulièrement Thierry Pichon, pour le partage de données, le prêt d'un échantillon de C/SiC, l'expertise et tout le temps qu'il m'a accordé.

Ces quatre années n'ont pas tourné qu'autour de ma thèse, il y a bien eu une vie à côté. J'aimerais remercier toutes les personnes avec lesquelles j'ai échangé des volants au TUC Badminton. Que serai-je sans la « Familia » ? Alexandre, Lionel et Romain, malgré les études et le boulot qui nous ont séparés, l'amitié sera toujours là. Sal's et zmer's à la GadzCorp, dont les messages sur WhatsApp ont égayé mes journées. Une pensée pour toi, Loriane. Je garderai toujours des souvenirs tendres des deux années que nous avons partagées.

Et bien évidemment ma famille. Le mot « remercier » me paraît trop faible par rapport à toute l'affection que j'ai pour vous. Mes parents, Nicolas, Alexandra, Raphaël et Magali, votre amour et votre soutien ont fait de moi ce que je suis aujourd'hui.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>xi</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Synthèse bibliographique : les écoulements hypersoniques au cours d'une rentrée atmosphérique</b>	<b>11</b>
1.1 Caractérisation et description des écoulements de rentrée atmosphérique . . . . .	12
1.1.1 Le régime de vitesse . . . . .	13
1.1.2 Le comportement dynamique . . . . .	13
1.1.3 Le régime d'écoulement . . . . .	14
1.2 Processus physico-chimiques dans la couche de choc . . . . .	15
1.2.1 Description de la couche de choc . . . . .	15
1.2.2 Processus collisionnels et déséquilibre thermique . . . . .	18
1.2.3 Cinétique chimique et déséquilibre chimique . . . . .	19
1.3 Interactions gaz-paroi pour un véhicule réutilisable . . . . .	21
1.3.1 Mécanismes catalytiques pour la recombinaison . . . . .	21
1.3.2 Oxydation des composites à matrice céramique avec une base de <i>SiC</i> . . . . .	23
1.3.3 Transferts radiatifs entre la paroi et l'environnement extérieur . . . . .	24
1.4 Bilan des mécanismes physico-chimiques au cours d'une rentrée atmosphérique . . . . .	25
<b>2 Synthèse bibliographique : modélisation des écoulements hypersoniques pendant une rentrée atmosphérique depuis une orbite basse terrestre</b>	<b>27</b>
2.1 L'atmosphère terrestre . . . . .	28
2.2 Équations de conservation . . . . .	30
2.2.1 Équation de conservation de la masse . . . . .	31
2.2.2 Équation de conservation des espèces chimiques . . . . .	31
2.2.3 Équation de conservation la quantité de mouvement . . . . .	32
2.2.4 Équation de conservation de l'énergie totale . . . . .	32
2.3 Termes de transport . . . . .	32
2.3.1 Viscosité dynamique . . . . .	32
2.3.2 Conductivité thermique et capacité thermique massique . . . . .	33
2.3.3 Flux de diffusion massique . . . . .	35



2.4	Équations de la cinétique chimique . . . . .	35
2.4.1	Taux de production chimique . . . . .	35
2.4.2	Propriété catalytique d'un matériau . . . . .	38
2.5	Modélisation du flux de chaleur à la paroi . . . . .	40
2.5.1	Flux de chaleur de convection . . . . .	43
2.5.2	Flux de chaleur dû au flux de diffusion massique . . . . .	43
2.5.3	Flux de chaleur dû aux transferts radiatifs . . . . .	44
2.6	Outils de modélisation d'un écoulement hypersonique . . . . .	45
2.6.1	Code Navier-Stokes monodimensionnel CASL . . . . .	45
2.6.2	Solveur CHARME de la chaîne de calcul CEDRE . . . . .	46
<b>3</b>	<b>Synthèse bibliographique : problème inverse de conduction de la chaleur en vue d'une application aux protections thermiques d'un véhicule de rentrée atmosphérique</b> . . . . .	<b>49</b>
3.1	Description d'un problème inverse de conduction de la chaleur . . . . .	51
3.1.1	L'équation de la chaleur . . . . .	51
3.1.2	Le nombre de Fourier . . . . .	51
3.1.3	Définitions du problème direct et du problème inverse . . . . .	52
3.1.4	Problèmes bien posés et mal posés . . . . .	53
3.2	Méthodes de résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur . . . . .	56
3.2.1	Les méthodes analytiques et numériques . . . . .	56
3.2.2	Formulation du problème inverse par un critère des moindres carrés . . . . .	56
3.2.3	Approches globales et séquentielles pour la minimisation du critère des moindres carrés . . . . .	57
3.3	Résolution séquentielle du problème inverse de conduction de la chaleur par la méthode des pas de temps futurs de Beck . . . . .	59
3.3.1	Minimisation séquentielle du critère des moindres carrés . . . . .	59
3.3.2	Choix du nombre de pas de temps futurs pour la résolution du problème inverse . . . . .	62
3.3.3	Méthodes de régularisation du processus d'inversion . . . . .	64
3.4	Composantes de l'erreur d'estimation au cours de la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur . . . . .	66
3.5	Outils pour la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur . . . . .	68
3.5.1	Code THIDES . . . . .	68
3.5.2	Solveur ACACIA de la chaîne de calcul CEDRE . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Étude de la complémentarité de simulations de l'écoulement et de problèmes inverses pour l'analyse des échauffements pariétaux au cours d'une rentrée atmosphérique</b> . . . . .	<b>71</b>
4.1	Présentation du cas test basé sur la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia . . . . .	72
4.2	Étude du problème inverse de conduction de la chaleur à l'intrados de la navette spatiale américaine Columbia . . . . .	74
4.2.1	Présentation des mesures de température et de leur traitement par méthode inverse réalisé par la NASA . . . . .	75
4.2.2	Résolution du problème inverse de conduction de la chaleur avec le code THIDES . . . . .	78

4.2.3	Bilan de l'estimation du flux de chaleur par méthode inverse . . . . .	81
4.3	Étude des échauffements pariétaux à l'intrados de la navette Columbia à l'aide de simulations de l'écoulement . . . . .	83
4.3.1	Présentation des simulations de l'écoulement réalisées par la NASA . . . . .	83
4.3.2	Simulations de l'écoulement hypersonique de rentrée atmosphérique avec le code CASL . . . . .	88
4.3.3	Bilan de l'estimation du flux de chaleur par le code Navier-Stokes CASL . . . . .	93
4.4	Conclusion sur la complémentarité de simulations de l'écoulement et de problèmes inverses pour l'étude des échauffements pariétaux au cours d'une rentrée atmosphérique . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Présentation des mesures de température embarquées et des protections thermiques à l'intrados de la navette spatiale IXV, en vue d'une étude de sa rentrée atmosphérique</b>	<b>95</b>
5.1	Description générale de l'IXV et de sa mission . . . . .	96
5.1.1	Contexte et enjeux de la mission . . . . .	96
5.1.2	Positionnement de la thèse pour l'étude des flux de chaleur sur les parties intrados de l'IXV . . . . .	98
5.2	Description de l'intrados de l'IXV . . . . .	100
5.2.1	Protections thermiques du nez de l'IXV . . . . .	101
5.2.2	Protections thermiques de l'intrados du corps de l'IXV . . . . .	101
5.2.3	Structure des gouvernes de l'IXV . . . . .	102
5.3	Composite à matrice céramique <i>C/SiC</i> . . . . .	103
5.3.1	Catalycité du <i>C/SiC</i> . . . . .	104
5.3.2	Oxydations passive et active du <i>C/SiC</i> . . . . .	105
5.3.3	Émissivité du <i>C/SiC</i> . . . . .	109
5.4	Mesures de température par thermocouples . . . . .	110
5.4.1	Fonctionnement d'un thermocouple . . . . .	110
5.4.2	Mesures de température par thermocouples de la surface intrados de l'IXV . . . . .	111
5.5	Mesures de température par thermographie infrarouge . . . . .	113
5.5.1	Fonctionnement de la thermographie infrarouge . . . . .	113
5.5.2	Mesures de température par thermographie infrarouge de la surface extrados de la gouverne gauche de l'IXV . . . . .	115
<b>6</b>	<b>Estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV, à partir des mesures de température par thermocouples réalisées au cours du vol</b>	<b>119</b>
6.1	Présentation des mesures de température par thermocouples . . . . .	121
6.1.1	Emplacement et sélection des mesures par thermocouples . . . . .	121
6.1.2	Discussion sur les mesures par thermocouples . . . . .	123
6.2	Étude préliminaire pour l'utilisation d'un modèle thermique 1D . . . . .	125
6.2.1	Discussion sur le choix d'un modèle thermique 1D, 2D ou 3D . . . . .	125
6.2.2	Validation de l'approche 1D par l'étude du nombre de Fourier . . . . .	126
6.3	Estimations 1D du flux de chaleur net à la surface des protections thermiques de l'intrados de l'IXV par la méthode des pas de temps futurs de Beck . . . . .	128
6.3.1	Maillage . . . . .	128
6.3.2	Conditions aux limites et conditions initiales . . . . .	129

6.3.3	Choix du nombre de pas de temps futurs pour l'amélioration du conditionnement du problème inverse . . . . .	131
6.4	Analyse des estimations réalisées par méthode inverse 1D . . . . .	133
6.4.1	Reconstruction du flux de chaleur convecto-diffusif . . . . .	133
6.4.2	Étude de sensibilité . . . . .	134
6.5	Présentation et discussion des résultats . . . . .	138
<b>7</b>	<b>Estimations par méthode inverse 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV</b>	<b>145</b>
7.1	Présentation et pré-traitement des mesures de température à l'extrados de la gouverne gauche de l'IXV . . . . .	146
7.1.1	Géométrie de la gouverne gauche . . . . .	147
7.1.2	Présentation des cartes de température . . . . .	148
7.1.3	Sélection des images dans le temps . . . . .	152
7.2	Mise en place du problème inverse 3D de la gouverne gauche . . . . .	153
7.2.1	Présentation du maillage . . . . .	153
7.2.2	Projection des cartes des températures sur le maillage . . . . .	155
7.2.3	Conditions aux limites et condition initiale . . . . .	160
7.2.4	Amélioration du conditionnement du problème inverse . . . . .	165
7.2.5	Incertitudes dues aux conditions aux limites des surfaces latérales . . . . .	173
7.2.6	Présentation des résultats du problème inverse 3D . . . . .	175
7.3	Étude complémentaire à l'emplacement des thermocouples, basée sur une résolution 1D du problème inverse . . . . .	176
7.3.1	Étude préliminaire pour l'utilisation d'un modèle thermique 1D . . . . .	177
7.3.2	Étude de sensibilité des estimations 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche . . . . .	182
7.3.3	Étude des transferts radiatifs entre les surfaces à l'extrados de la gouverne . . . . .	184
7.3.4	Bilan de l'étude complémentaire basée sur la résolution 1D du problème inverse	187
7.4	Bilan de l'estimation par méthode inverse du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche . . . . .	190
<b>8</b>	<b>Simulations Navier-Stokes de l'écoulement hypersonique au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV</b>	<b>195</b>
8.1	Étude des transferts de chaleur au point d'arrêt de l'IXV à partir de simulations Navier-Stokes 1D de l'écoulement . . . . .	197
8.1.1	CASL, un outil Navier-Stokes monodimensionnel pour la simulation d'un écoulement hypersonique au point d'arrêt d'un corps émoussé . . . . .	197
8.1.2	Présentation de la trajectoire de rentrée atmosphérique de l'IXV . . . . .	198
8.1.3	Mise en place d'un cas de référence pour les estimations des flux de chaleur . . . . .	200
8.1.4	Présentation des estimations du transfert de chaleur au point d'arrêt de l'IXV et étude des incertitudes liées aux hypothèses de calcul . . . . .	207
8.1.5	Bilan de l'étude 1D des transferts de chaleur au point d'arrêt de l'IXV . . . . .	213
8.2	Comparaison entre les estimations du flux de chaleur au point d'arrêt pour le vol de l'IXV et pour la mission STS-2 de la navette Columbia . . . . .	216
8.3	Étude des transferts de chaleur à l'intrados de l'IXV à partir d'une simulation Navier-Stokes 3D de l'écoulement à Mach 20 . . . . .	220

8.3.1	Mise en place de la simulation 3D de l'écoulement . . . . .	220
8.3.2	Présentation des résultats issus de la simulation 3D de l'écoulement . . . . .	224
8.3.3	Analyse des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV . . . . .	227
8.4	Bilan de l'étude par simulations Navier-Stokes de l'écoulement hypersonique au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV . . . . .	228
<b>Conclusions et perspectives</b>		<b>233</b>
<b>Annexes</b>		<b>243</b>
<b>A Modèles pour les propriétés des gaz réels</b>		<b>243</b>
A.1	Définitions de la fraction massique et de la fraction molaire . . . . .	243
A.2	Modèle d'Armarly et Sutton pour la viscosité dynamique d'un mélange gazeux . . . . .	244
A.3	Coefficient du modèle de Blöttner pour la viscosité dynamique d'un gaz pur . . . . .	245
<b>B Modèles chimiques de l'air, extraits pour 5 espèces et 17 réactions</b>		<b>247</b>
B.1	Chimie de Gardiner . . . . .	248
B.2	Chimie de Moss . . . . .	249
B.3	Chimie de Park (1993) . . . . .	250
B.4	Chimie de Shatalov . . . . .	251
B.5	Comparaison des vitesses de dissociation du $O_2$ . . . . .	252
<b>C Méthodes pour la résolution et la régularisation d'un problème inverse</b>		<b>253</b>
C.1	Troncature de la décomposition en valeurs singulières (SVD) . . . . .	253
C.2	Transformée en Cosinus Discrète (DCT) . . . . .	254
C.3	Méthode de régularisation de Tikhonov . . . . .	257
<b>D Propriétés thermiques des matériaux composant les tuiles HRSI</b>		<b>259</b>
D.1	Revêtement RCG . . . . .	259
D.2	Matériau LI-900 RSI . . . . .	260
D.3	Adhésif RTV-560 . . . . .	260
D.4	Couche SIP . . . . .	260
D.5	Aluminium 2219-T8XX . . . . .	261
<b>E Données complémentaires aux estimations par méthode inverse</b>		<b>263</b>
E.1	Emplacement des thermocouples à l'intrados de l'IXV . . . . .	263
E.2	Mesures de température des thermocouples à l'intrados de l'IXV . . . . .	264
E.3	Estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV à partir des mesures de température réalisées en vol par des thermocouples . . . . .	268
E.4	Estimations par méthode inverse 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV . . . . .	272
E.5	Estimations par méthode inverse 1D et 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV . . . . .	273
E.6	Estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV à partir des mesures par thermocouple et par thermographie infrarouge . . . . .	274

E.7	Estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV . . . . .	275
E.8	Estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV avec prise en compte simplifiée des échanges radiatifs avec les parois . . . . .	276

# Nomenclature

## Caractères latins

$a$	vitesse locale du son [ $m.s^{-1}$ ]
$\underline{A}$	matrice quelconque représentant d'une carte de températures
$A_f$	coefficient de la loi d'Arrhenius pour la vitesse de réaction directe (éq. (2.32))
$A_b$	coefficient de la loi d'Arrhenius pour la vitesse de réaction inverse (éq. (2.33))
$A_{sk}$	coefficient du modèle d'Armaly et Sutton pour la viscosité dynamique (éq. (2.14))
$A_s^\mu$	coefficient du modèle de Blöttner de la viscosité dynamique du gaz pur $s$ (éq. (2.15))
$\underline{B}$	matrice des coefficients de la DCT (éq. (C.7))
$B_f$	coefficient de la loi d'Arrhenius pour la vitesse de réaction directe (éq. (2.32))
$B_b$	coefficient de la loi d'Arrhenius pour la vitesse de réaction inverse (éq. (2.33))
$B_{pq}$	coefficient de la matrice $\underline{B}$ de la DCT (éq. (C.7)) [même unité que le signal décomposé]
$B_{sk}$	coefficient du modèle d'Armaly et Sutton de la viscosité dynamique (éq. (2.14))
$B_s^\mu$	coefficient du modèle de Blöttner de la viscosité dynamique du gaz pur $s$ (éq. (2.15))
$C$	capacité thermique massique d'un solide ( $C_p = C_v$ ) [ $J.K^{-1}.kg^{-1}$ ]
$C_p$	capacité thermique massique à pression constante [ $J.K^{-1}.kg^{-1}$ ]
$C_{pM}$	coefficient de pression maximum
$C_v$	capacité thermique massique à volume constant [ $J.K^{-1}.kg^{-1}$ ]
$C_s^\mu$	coefficient du modèle de Blöttner de la viscosité dynamique du gaz pur $s$ (éq. (2.15))
$D$	dimension caractéristique du corps étudié [ $m$ ]
$D_{i,mél}$	coefficient de diffusion de l'espèce $i$ dans le mélange gazeux
$e$	énergie interne massique du mélange gazeux [ $J.kg^{-1}$ ]
$E$	énergie totale massique du mélange gazeux [ $J.kg^{-1}$ ]
$f$	coefficient de comparaison de trajectoires de rentrée atmosphérique (éq. (8.9))
$F_i$	facteur de forme de la surface $i$ (éq. (7.11) à (7.14))
$Fo$	nombre de Fourier
$Fo_{inv}$	nombre de Fourier inverse
$F_{sk}$	coefficient du modèle d'Armaly et Sutton de la viscosité dynamique (éq. (2.14))
$h$	coefficient de transfert thermique [ $W.m^{-2}.K^{-1}$ ]
$h_f^0(i)$	enthalpie spécifique de formation de l'espèce $i$ [ $J.kg^{-1}$ ]
$\underline{I}$	matrice identité sans dimension précisée

$I_n$	matrice identité de dimension $n$
$\vec{J}_i$	vecteur flux de diffusion de l'espèce chimique $i$
$J_{MC}$	critère des moindres carrés pour la résolution de la méthode inverse [ $K^2$ ]
$J_{Tikhonov}$	fonctionnelle pour la méthode de régularisation de Tikhonov (éq. (C.11))
$k_b$	constante de vitesse de réaction chimique inverse [ $m^3.mol^{-1}.s^{-1}$ ou $m^6.mol^{-2}.s^{-2}$ ]
$k_B$	constante de Boltzmann ( $1,38065 \times 10^{-23} J.K^{-1}$ )
$k_f$	constante de vitesse de réaction chimique directe [ $m^3.mol^{-1}.s^{-1}$ ]
$k_i$	constante de vitesse de réaction chimique de l'espèce $i$ [ $m^3.mol^{-1}.s^{-1}$ ]
$\underline{K}$	matrice de la conductivité thermique
$Kn$	nombre de Knudsen
$K_R$	coefficient correcteur des équations (4.3) et (4.4)
$K_S$	coefficient correcteur des équations (8.1) et (8.2)
$l$	libre parcours moyen [ $m$ ]
$L$	dimension caractéristique pour le nombre de Fourier (éq. (3.5)) [ $m$ ]
$Le$	nombre de Lewis
$M$	nombre de Mach
$\hat{M}$	masse molaire du mélange gazeux [ $kg.mol^{-1}$ ]
$\hat{M}_i$	masse molaire de l'espèce $i$ [ $kg.mol^{-1}$ ]
$nr$	nombre total de réactions chimiques
$ns$	nombre total d'espèces chimiques
$N_A$	nombre d'Avogadro ( $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ )
$N_{cl}$	nombre de surfaces élémentaires du culot
$N_{est}$	nombre de flux de chaleur estimés
$N_F$	nombre de pas de temps futurs
$N_{mes}$	nombre de températures mesurées
$N_{rf}$	nombre de surfaces élémentaires des renforts
$N_t$	nombre total de pas de temps
$P$	pression [ $Pa$ ]
$P_{O_2}$	pression partielle de $O_2$ [ $Pa$ ]
$Pr$	nombre de Prandtl
$q$	flux de chaleur / puissance thermique [ $W.m^{-2}$ ]
$q_i^n$	flux de chaleur au pas de temps $n$ et à l'emplacement $i$ [ $W.m^{-2}$ ]
$r$	constante spécifique du gaz étudié [ $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ] ( $287,058 J.kg^{-1}.K^{-1}$ pour l'air)
$R$	constante universelle des gaz parfaits ( $8,31446 J.mol^{-1}.K^{-1}$ )
$Re$	nombre de Reynolds
$R_N$	rayon de courbure [ $m$ ]
$s$	seuil pour la troncature de la décomposition en valeur singulière (éq. (C.5))
$s_{DCT}$	seuil pour la transformée en cosinus discrète (éq. (C.10))
$\underline{S}$	matrice de sensibilité
$t$	temps [ $s$ ]
$T$	température [ $K$ ]

$\underline{T}^n$	matrice colonne des température au pas de temps $n$
$T_a$	température représentative des modes contribuant au processus réactionnel [ $K$ ]
$T_i^n$	température au pas de temps $n$ et à l'emplacement $i$ [ $K$ ]
$T_p$	température de la paroi [ $K$ ]
$T_s$	température en surface [ $K$ ]
$T_0$	température initiale (pas de temps = 0) [ $K$ ]
$\underline{U}$	matrice pour la décomposition en valeurs singulières (éq. (C.2))
$\underline{U}_{tronc}$	matrice tronquée pour la décomposition en valeurs singulières (éq. (C.6))
$v$	vitesse moyenne du mélange [ $m.s^{-1}$ ]
$V$	vitesse de l'écoulement (égale à la vitesse de l'IXV) [ $m.s^{-1}$ ]
$V_0$	vitesse de référence pour une orbite circulaire ( $7950 m.s^{-1}$ ) (éq. (5.3))
$\vec{v}$	vecteur vitesse moyenne du mélange
$\vec{v}_i$	vecteur vitesse moyenne de l'espèce chimique $i$
$\vec{V}_i$	vecteur vitesse de diffusion de l'espèce chimique $i$
$\underline{V}$	matrice pour la décomposition en valeurs singulières (éq. (C.2))
$\underline{V}_{tronc}$	matrice tronquée pour la décomposition en valeurs singulières (éq. (C.6))
$\dot{w}$	taux de production globale d'une espèce dans un ensemble de réactions [ $kg.m^{-3}.s^{-1}$ ]
$w_i(\underline{A})$	valeur singulière $i$ de la matrice $\underline{A}$
$w_{max}$	valeur singulière maximale
$w_{min}$	valeur singulière minimale
$\underline{W}$	matrice pour la décomposition en valeurs singulières (éq. (C.2))
$\underline{W}_{tronc}$	matrice tronquée pour la décomposition en valeurs singulières (éq. (C.6))
$x, y, z$	coordonnées cartésiennes [ $m$ ]
$X_i$	fraction molaire de l'espèce $i$
$Y$	mesure de température [ $K$ ]
$\hat{Y}_i$	fraction massique de l'espèce $i$
$Y_i^n$	mesure de température au pas de temps $n$ et à l'emplacement $i$ [ $K$ ]

### Caractères grecs

$\alpha$	diffusivité thermique [ $m^2.s^{-1}$ ]
$\alpha_{AOA}$	angle d'attaque [ $^\circ$ ]
$\alpha_i$	diffusivité thermique de l'espèce chimique $i$ [ $m^2.s^{-1}$ ]
$\beta$	coefficient d'accommodation de l'énergie
$\underline{\Delta q}^{n+1}$	matrice colonne de l'évolution des flux de chaleur entre les pas de temps $n$ et $n + 1$
$\gamma$	coefficient de recombinaison
$\gamma_{eff}$	coefficient de recombinaison macroscopique (ou effectif)
$\gamma_i$	coefficient de recombinaison macroscopique de l'espèce $i$
$\gamma_L$	coefficient de Laplace ( $\gamma_L = C_p/C_v$ )
$\varepsilon$	émissivité
$\varepsilon_1$	critère d'arrêt sur le critère des moindres carrés
$\varepsilon_2$	critère d'arrêt sur le gradient du critère des moindres carrés
$\varepsilon_3$	critère d'arrêt sur les valeurs successives du flux de chaleur



$\eta$	réel pour la pondération de la régularisation par pénalisation (éq. (3.31))
$\theta_b$	coefficient de la loi d'Arrhenius pour la vitesse de réaction inverse (éq. (2.33))
$\theta_i$	température caractéristique de vibration pour l'espèce moléculaire $i$ [K]
$\theta_f$	coefficient de la loi d'Arrhenius pour la vitesse de réaction directe (éq. (2.32))
$\lambda$	conductivité thermique [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]
$\lambda_{max}$	valeur propre maximale
$\lambda_{min}$	valeur propre minimale
$\mu$	viscosité dynamique [ $Pa.s$ ]
$\mu_i$	viscosité dynamique de l'espèce $i$ [ $Pa.s$ ]
$\nu$	viscosité cinématique [ $m^2.s^{-1}$ ]
$\nu'$	coefficient st�oechiom�etrique du réactif associ�e
$\nu''$	coefficient st�oechiom�etrique de produit associ�e
$\xi$	réel pour la méthode de régularisation de Tikhonov (éq. (C.11))
$\pi$	Pi (3,1416)
$\rho$	masse volumique [ $kg.m^{-3}$ ]
$\rho_0$	masse volumique de l'air au niveau de la mer ( $1,225 kg.m^{-3}$ )
$\rho_i$	masse volumique de l'espèce chimique $i$ [ $kg.m^{-3}$ ]
$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann ( $5,6704 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$ )
$\sigma_{sd}$	écart-type [ <i>homogène à la variable mesurée</i> ]
$\underline{\underline{\tau}}$	tenseur des contraintes visqueuses
$\tau_{ch}$	temps caractéristique des réactions chimiques [s]
$\tau_{ec}$	temps d'advection de l'écoulement [s]
$\tau_{vib}$	temps de relaxation vibrationnelle [s]
$\Omega$	un solide quelconque
$\underline{\underline{\Omega}}$	matrice définie positive pour la régularisation par pénalisation (éq. (3.31))

### Indices

<i>atmos</i>	paramètre relatif à l'atmosphère terrestre
<i>cd</i>	convecto-diffusif
<i>cv</i>	convection
<i>eq</i>	équilibre
<i>eq, fg</i>	à l'équilibre thermique et chimiquement figé sur une composition chimique donnée
<i>ini</i>	paramètre initial / variable initiale
<i>moyenne</i>	paramètre moyen / variable moyenne
<i>r</i>	mode d'énergie : rotation
<i>ray</i>	rayonnement
<i>t</i>	mode d'énergie : translation
<i>v</i>	mode d'énergie : vibration
$\infty$	condition à l'infini amont

## Exposants

$n$	pas de temps pour la méthode inverse
$(r)$	relatif à la réaction chimique ( $r$ )

## Abréviations

ARD	Atmospheric Reentry Demonstrator
ATD	AéroThermoDynamique
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CASL	Computation Along the Stagnation Line
CATE	CATalytic Experiment
CEDRE	Calcul des Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique
CELHYO	Code Ecoulement Laminaire HYpersonique de l'ONERA
CFD	Computational Fluid Dynamics
CIRA	Centre Italien de Recherche Aérospatiale
CMC	Composite à Matrice Céramique
CVD	Dépôt Chimique en phase Vapeur (de l'anglais « Chemical Vapor Deposition »)
CVI	Infiltration Chimique en phase Vapeur (de l'anglais « Chemical Vapor Infiltration »)
DCT	Transformée par Cosinus Discrète (de l'anglais « Discrete Cosine Transform »)
ESA	Agence Spatiale Européenne (de l'anglais « European Space Agency »)
FT	Thermocouple des gouvernes arrières de l'IXV (de l'anglais « Flap Thermocouple »)
HRSI	High-temperature Reusable Surface Insulation
IR	InfraRouge
IXV	Intermediate eXperimental Vehicle
MESOX	Moyen d'Essai Solaire d'OXYdation
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NT	Thermocouple du nez de l'IXV (de l'anglais « Nose Thermocouple »)
RCC	Reinforced Carbon-Carbon
RCG	Reaction Cured Glass
SIP	Strain Isolator Pad
STS	Space Transportation System
SVD	Décomposition en Valeurs Singulières (de l'anglais « Singular Value Decomposition »)
TAS-I	Thales Alenia Space Italie
VKI	von Karman Institute
VSL	Viscous-Shock-Layer
WT	Thermocouple de l'intrados du corps de l'IXV (de l'anglais « Windward Thermocouple »)



# Introduction

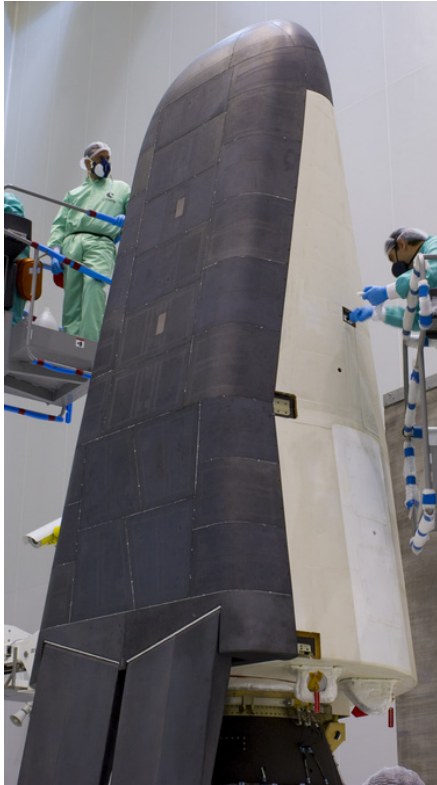
## Contexte général

Parmi les noms qui ont marqué le secteur aérospatial, se trouve celui de la chienne Laïka, premier être vivant à avoir été envoyé en orbite autour de la Terre, le 3 novembre 1957. Le vol de Laïka fut la deuxième mise en orbite de l'histoire, juste après l'envoi du satellite Spoutnik 1. Cette mission, au-delà de la prouesse technique, amène les questions « Est-ce que Laïka a survécu ? Et si oui, comment est-elle revenue sur Terre ? ». Malheureusement Laïka n'a pas survécu et son retour sur Terre en bonne santé n'avait jamais été prévu par les ingénieurs soviétiques. La chienne est décédée en orbite et sa capsule s'est consumée dans l'atmosphère terrestre le 14 avril 1958. Malgré sa fin funeste, cette mission a été le coup d'envoi de la course pour la mise en orbite d'un être humain et de son retour en bonne santé. D'un point de vue technique, cette course a marqué le début de la problématique des rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre.

Les rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre sont un réel défi technique, marqué par une importante contrainte thermique. Avant de préciser cette contrainte, voici quelques chiffres pour poser le contexte. Une orbite terrestre est qualifiée de basse si cette dernière est à une altitude inférieure à 2000 *km*. Une rentrée atmosphérique depuis une orbite définit la période pendant laquelle un objet se rapproche suffisamment de l'atmosphère pour être ralenti à son contact et finalement perdre en altitude jusqu'à soit s'y consumer, soit atteindre le sol. Un objet en orbite basse pénètre l'atmosphère terrestre à une vitesse comprise entre 7000  $m.s^{-1}$  et 8000  $m.s^{-1}$  à une altitude d'environ 100 *km* à 120 *km*. Dans ces conditions l'écoulement d'air par rapport à l'objet est hypersonique, avec une vitesse supérieure à Mach 25.

Lorsqu'un véhicule pénètre dans des couches de plus en plus denses de l'atmosphère, une onde de choc détachée se forme autour de ce dernier en raison de la forte compression des particules sur une distance très courte. Lors de cette compression une fraction importante de l'énergie cinétique du véhicule est transmise aux particules de l'écoulement. Ce transfert d'énergie se traduit par une montée en température de l'ordre de plusieurs milliers de kelvin et par une forte activité chimique. L'écoulement juste en aval du choc est alors en fort déséquilibre thermochimique. Pendant leur traversée de la couche de choc (zone comprise entre le choc et la paroi du véhicule), les particules sont le siège de phénomènes physico-chimiques complexes afin de revenir vers un état d'équilibre thermochimique. Cette situation donne lieu à d'importants transferts de chaleur à la paroi du véhicule, dont les effets sont visibles sur l'exemple des figures 1a et 1b. Ces dernières montrent le démonstrateur de navette autonome européenne IXV (Intermediate eXperimental Ve-

hicle) avant et après sa rentrée atmosphérique. Les échauffements pariétaux sont tellement élevés au cours d'une rentrée atmosphérique qu'ils constituent l'un des principaux points critiques lors du dimensionnement d'une navette ou d'une capsule spatiale.



(a) L'IXV avant son vol du 11 février 2015, d'après la photo de M. Pedoussaut pour l'ESA [1]



(b) L'IXV après son vol du 11 février 2015, d'après la photo de S. Corvaja pour l'ESA [2]

**FIGURE 1** – L'IXV avant et après sa rentrée atmosphérique, où les effets des échauffements à la surface des protections thermiques sont visibles - sur l'image de droite le nez de l'IXV a été remis au propre et les marques blanches sont dues au sel de l'océan où l'IXV a amerri

Les centres de recherche et les industriels du secteur spatial développent des protections thermiques afin d'assurer l'intégrité structurelle des véhicules de rentrée atmosphérique. Ces protections doivent garantir une bonne dissipation de l'énergie transmise à la paroi et ralentir l'augmentation de la température au niveau de la structure interne. Il existe de nombreux exemples de véhicules pour les rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre, comme les capsules soviétiques / russes Vostok et Soyouz, les capsules américaines Mercury et Gemini, la navette spatiale américaine, la navette spatiale soviétique Bourane, la capsule chinoise Shenzhou, le récent Crew Dragon de la société SpaceX, le démonstrateur de navette autonome européenne IXV... Deux types de véhicules apparaissent dans cette liste. Il y a d'un côté les capsules, dont la forme est optimisée pour générer un maximum de traînée, mais qui en contrepartie génère peu de portance. De l'autre côté il y a les navettes, dont la forme génère moins de traînée et plus de portance afin d'assurer un bon pilotage pendant la phase de rentrée. Les navettes ont l'avantage de pouvoir réaliser des atterrissages en douceur dans un lieu précis.

Au moment où ces lignes sont écrites, l'ESA (Agence Spatiale Européenne, de l'anglais « European Space Agency ») veut acquérir une maîtrise complète des rentrées atmosphériques depuis

l'orbite basse terrestre. Ce souhait se concrétise par la conception d'une navette spatiale autonome et réutilisable. Pour ce faire l'ESA peut s'appuyer sur d'importants programmes de rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre dont uniquement deux ont donné lieu à un vol : la capsule ARD (Atmospheric Reentry Demonstrator) le 21 octobre 1998 et la navette autonome IXV le 11 février 2015, déjà présentée dans les figures 1a et 1b. Un nouveau démonstrateur basé sur la même architecture que l'IXV, appelé Space Rider, est en cours de conception. Ce projet répond au besoin de l'Europe de garantir son accès à l'espace et sa capacité à réaliser des expériences en situation d'apesanteur. De plus, l'emploi d'une navette permet un atterrissage doux au cas où une expérience fragile ou sensible aurait lieu, ce que ne peuvent pas assurer les capsules en service aujourd'hui. La navette spatiale autonome X37-B des forces armées américaines est le seul véhicule pleinement opérationnel permettant aujourd'hui de telles missions.

Cette thèse prend place dans ce contexte, où l'ESA souhaite mener à bien la conception d'une navette spatiale autonome. Plus précisément, le domaine de cette thèse est l'estimation des flux de chaleur à l'intrados d'une navette réutilisable et le calcul de la réponse thermique de ses protections thermiques au cours d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre. L'intrados d'un véhicule de rentrée est sa surface directement exposée à l'écoulement, comme le montre la figure 3 page 7. Du fait de sa position, la surface intrados est une zone critique du véhicule soumise à un important flux de chaleur. La démarche scientifique des présents travaux s'appuie principalement sur les données recueillies au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV.

## Contexte scientifique

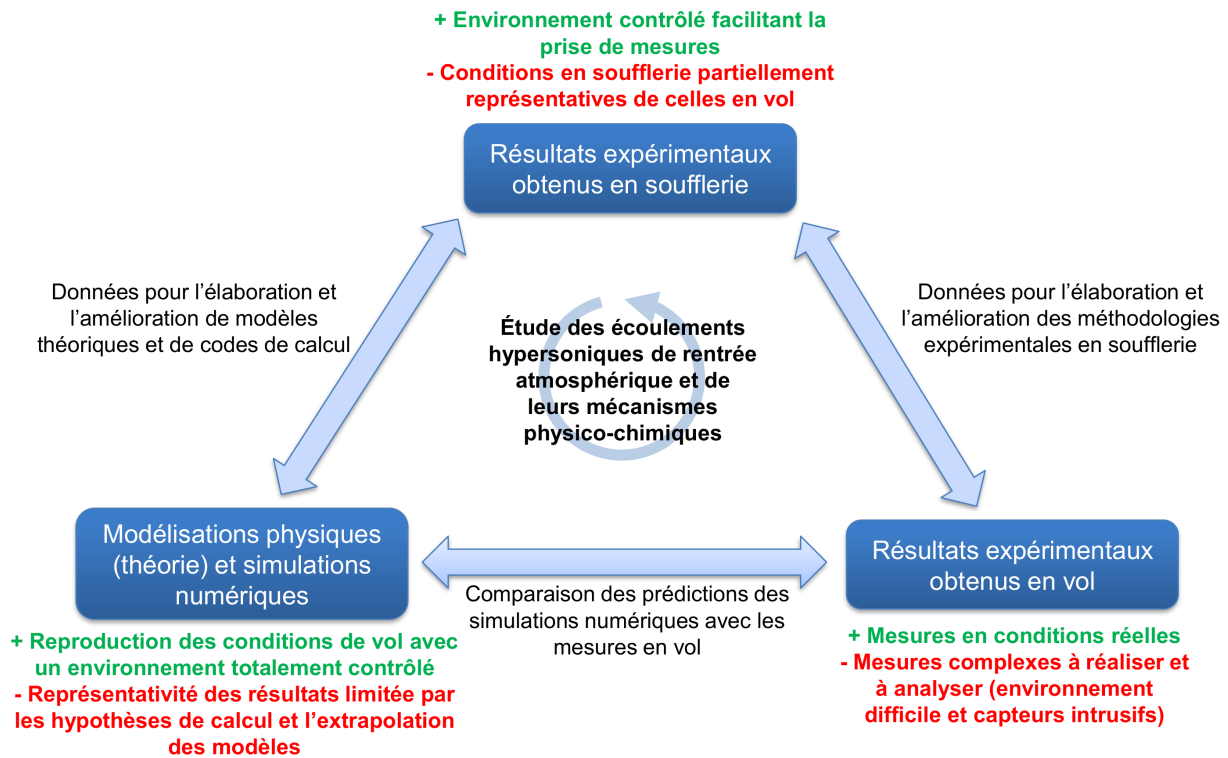
Une fois le contexte posé vient la question légitime : comment étudier les flux de chaleur à l'intrados d'un véhicule de rentrée ? Ces flux de chaleur sont la finalité de l'histoire des particules dans la couche de choc, de leur traversée du choc jusqu'à leur interaction avec la paroi. Par conséquent, l'étude des flux de chaleur à l'intrados passe par l'étude de l'ensemble des phénomènes physico-chimiques qui régissent l'état thermo-chimique des particules dans la couche de choc : évolution de la composition chimique de l'écoulement, quantité d'énergie transportée, interactions avec la paroi... Trois approches sont possibles pour étudier un écoulement hypersonique au cours d'une rentrée atmosphérique : réaliser des mesures en vol, réaliser des expériences en soufflerie, et réaliser une étude théorique en s'appuyant sur des résultats analytiques ou des simulations numériques. Ces trois approches sont détaillées par la suite et récapitulées dans la figure 2.

La réalisation de mesures en vol permet d'étudier les phénomènes physico-chimiques en conditions réelles, cependant cela est extrêmement complexe à mettre en place. Par ailleurs, les mesures effectuées peuvent être difficiles à analyser du fait de l'absence d'un environnement contrôlé et du possible aspect intrusif des capteurs.

Des mesures en soufflerie sont une bonne alternative car l'environnement contrôlé d'un laboratoire rend, dans la majorité des cas, la prise de mesures plus propre et plus facile qu'en vol. Cependant la reproduction des conditions d'un écoulement de rentrée atmosphérique est un réel défi. Généralement les conditions en soufflerie ne reproduisent que partiellement les conditions de vol.

La troisième approche est basée sur une étude théorique et apporte un autre compromis pour l'analyse d'un écoulement hypersonique lors d'une rentrée atmosphérique. Les simulations numé-

riques permettent une reproduction exacte des conditions de vol et la mise en place de capteurs sans contraintes de nombre, de placement, ou liées aux aspects matériels et intrusifs. Mais la contrepartie est que la modélisation numérique s'appuie sur des modèles théoriques, eux-mêmes basés sur des mesures en soufflerie dont les résultats ont pu être extrapolés au-delà de la plage de valeurs maîtrisée. Par conséquent, aussi fine que soit une simulation, elle reste limitée par les hypothèses posées et n'est pas une reproduction exacte de la réalité.



**FIGURE 2** – Schéma récapitulatif montrant la complémentarité de l'approche expérimentale en soufflerie, de l'approche par simulations numériques de l'écoulement et de l'approche expérimentale en vol pour l'étude des mécanismes physico-chimiques rencontrés dans la couche de choc au cours d'une rentrée atmosphérique

La NASA a par exemple exploité ces trois approches lors du programme STS (Space Transportation System) des cinq navettes spatiales américaines. Les études et mesures menées au cours de ce programme ont permis à la NASA de parfaire sa maîtrise des écoulements lors d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre et de mieux prévoir les échauffements pariétaux. Les travaux de Shinn et al. [3] sont une bonne illustration en centralisant les résultats des trois approches pour améliorer la modélisation des flux de chaleur pariétaux. Cette étude compare des estimations du flux de chaleur issues de mesures réalisées en vol (mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia) et des estimations issues de simulations numériques dont les modèles s'appuient sur des expériences en soufflerie. Les résultats permettent d'approfondir la compréhension des écoulements hypersoniques, de valider une partie des hypothèses de calcul et de mener une réflexion sur les axes d'amélioration des modèles théoriques. La limite de cette étude est que les données et les résultats appartiennent à la NASA. Si par exemple l'ESA veut parfaire sa maîtrise des écoulements hypersoniques en s'appuyant sur ces travaux, alors elle reste dépendante des mesures et des hypothèses de la NASA.

Dans ce contexte, l'ESA a lancé ses propres études autour du démonstrateur de navette auto-

nome IXV en se basant sur des simulations numériques, des expériences en soufflerie et des mesures en vol. Ce projet a été initié en France, sous le nom Pre-X, avant d'être repris par l'ESA [4]. Il est tout d'abord intéressant de citer les travaux de Roncioni et al. [5] où une soixantaine de simulations numériques Navier-Stokes 3D ont été réalisées afin de mener une analyse aérothermodynamique de l'écoulement et de prévoir les conditions à la surface des protections thermiques de l'IXV. Au cours de cette étude Roncioni et al. ont testé en différents points de vol la sensibilité des simulations par rapport aux principaux paramètres, tels que la cinétique chimique, le régime de l'écoulement, l'effet du braquage des gouvernes arrières, la modélisation des termes de transport... En même temps d'autres études basées sur des mesures en soufflerie ont pu être réalisées. Tribot et al. [6] ont par exemple mené une campagne de tests dans les souffleries S4MA et F4 de l'ONERA pour estimer les coefficients aérodynamiques de l'IXV en vue d'une validation des outils CFD. D'autres campagnes de tests en laboratoire ont eu lieu afin de caractériser finement les interactions gaz-paroi intervenant dans les échanges de chaleur à la surface des protections thermiques. Les travaux de Balat-Pichelin et al. [7] en sont un exemple, avec une caractérisation de l'oxydation du matériau composite  $C/SiC$  à la surface des protections thermiques de l'intrados de l'IXV. Cette étude s'appuie sur des mesures réalisées au sein du MESOX (Moyen d'Essai Solaire d'Oxydation) du laboratoire PROMES-CNRS et du Plasmatron du von Karman Institute for Fluid Dynamics. Cette étude a permis le calcul d'une loi spécifique au  $C/SiC$  à la surface de l'IXV afin de prévoir l'état de l'oxydation en fonction d'une trajectoire de rentrée donnée. Ces études ne sont que des exemples et d'autres analyses ont été réalisées afin de prévoir au mieux les conditions de vol de l'IXV. Cependant ces travaux ont tous les mêmes limites. Premièrement la reproduction des conditions de vol lors des campagnes de tests en soufflerie n'est pas complète du fait de sa complexité. Deuxièmement les simulations numériques ne sont pas une reproduction exacte de la réalité car les modèles comportent des hypothèses simplificatrices et n'ont pas pu être validés sur l'ensemble des conditions rencontrées lors d'une rentrée atmosphérique.

Le vol de l'IXV le 11 février 2015 a répondu à la nécessité de tester et de valider les travaux qui ont été menés au préalable lors des campagnes de tests en soufflerie et lors des campagnes de simulations numériques. Pour cela, l'IXV a été instrumenté par près de 300 capteurs, dont une centaine de thermocouples dans les protections thermiques de l'intrados et une caméra infrarouge à son culot. Les données obtenues sont uniques en Europe, car l'IXV est la seule navette européenne ayant volé. Une comparaison des mesures de température par rapport aux estimations a déjà été réalisée par Buffenoir et al. [8]. Cette première lecture des mesures montre que les protections thermiques du véhicule ont été surdimensionnées, ce qui était attendu puisque des marges de sécurité ont été prises lors de la conception. Mais il est nécessaire d'aller plus loin que ce constat en cherchant à estimer précisément les flux de chaleur à la paroi pendant le vol. Cela est possible en exploitant les mesures de température dans le cadre d'un problème inverse de conduction de la chaleur. La résolution de ce type de problème consiste à estimer les flux de chaleur auxquels aurait été soumis un corps à partir de mesures de température prises en son sein. L'avantage d'une approche par méthode inverse est qu'elle permet une estimation des flux de chaleur à la surface d'un véhicule de rentrée où l'environnement est difficile (haute température, écoulement hypersonique, réactions chimiques...), à l'aide de mesures de température à l'intérieur de ses protections thermiques, où l'environnement est moins critique. Les résultats de cette démarche peuvent compléter les estimations par simulations numériques de l'écoulement. Cela permettrait une meilleure maîtrise des prévisions pour une diminution des marges de sécurité des protections thermiques, et ainsi amener à un gain de masse pour la charge utile.



## Objectifs de la thèse

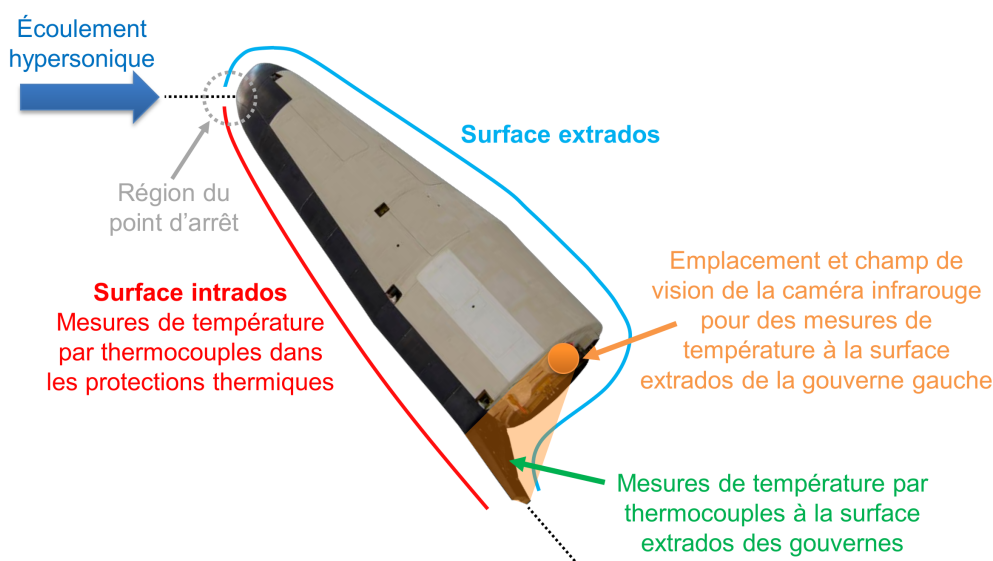
Il ressort de cette analyse du contexte scientifique que les recherches pour la conception d'un véhicule de rentrée atmosphérique sont bien engagées en Europe. Cependant, parmi les comparaisons des trois approches présentées dans la figure 2 pour l'étude d'un écoulement hypersonique de rentrée atmosphérique, la comparaison entre les résultats issus du vol et ceux issus des simulations reste à approfondir. Ce travail est nécessaire afin d'améliorer les outils qui permettront la préparation des futures missions européennes de rentrée atmosphérique. C'est ce qui justifie cette étude.

**La présente étude consiste à analyser les phénomènes physico-chimiques à l'origine des échauffements pariétaux à l'intrados d'un véhicule effectuant une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre.** L'intérêt pour la surface intrados s'explique par le fait que cette partie du véhicule concentre les zones où l'échauffement pariétal est le plus important. La spécificité de cette étude est qu'elle s'appuie sur des mesures réalisées au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV : la trajectoire de rentrée, les mesures de température par thermocouples à l'intérieur des protections thermiques de sa surface intrados, les mesures de température par thermocouples à la surface extrados des gouvernes arrières et les mesures de température par thermographie infrarouge de la surface extrados de la gouverne gauche. La localisation de ces mesures est récapitulée et illustrée dans la figure 3. Ces données ont été communiquées à l'ONERA par l'ESA (maître d'ouvrage), Thales Alenia Space Italie (maître d'œuvre) et Dassault Aviation (responsable Entry Descent and Landing System sous la tutelle du maître d'œuvre). Les présents travaux font partie des premières études traitant des échauffements pariétaux à l'intrados de l'IXV à partir des mesures du vol.

L'analyse des mesures s'articule autour de deux approches :

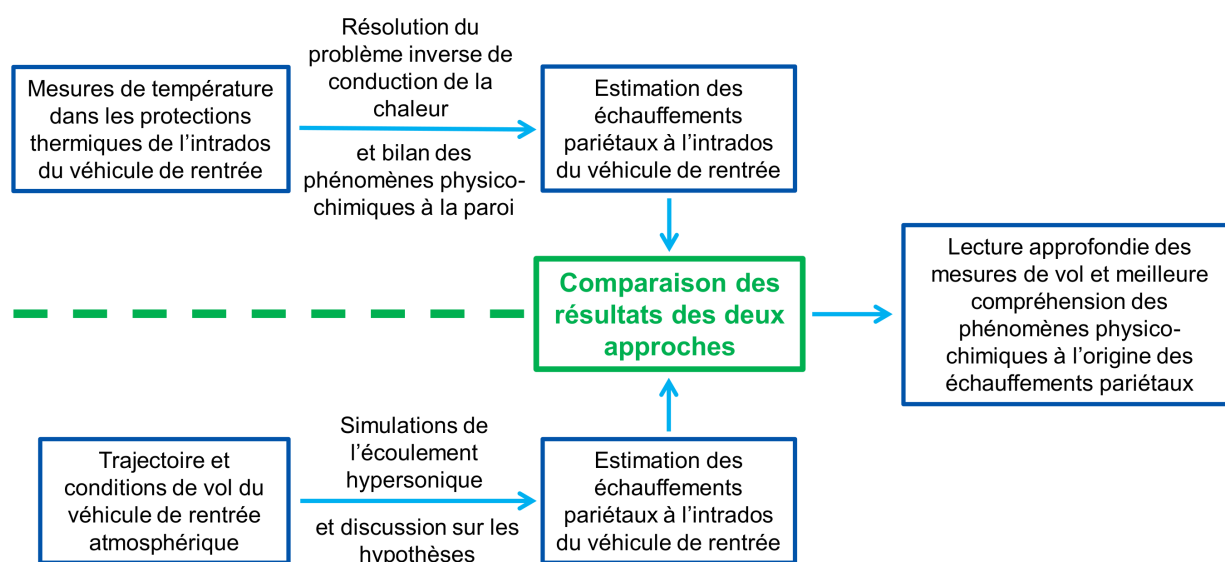
- **Une approche par méthode inverse**, où les mesures de température réalisées dans les protections thermiques de l'intrados et les mesures de température à l'extrados des gouvernes sont traitées afin d'estimer les flux de chaleur à la surface intrados du véhicule. Ces estimations étant réalisées à partir de mesures en vol, elles sont bien représentatives des conditions réelles. Cependant la limite de cette approche est qu'au-delà de l'estimation des flux de chaleur à la surface intrados, elle ne permet pas de remonter jusqu'aux phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc.
- **Une approche par simulations numériques de l'écoulement**, où l'objectif est d'identifier et d'analyser de possibles scénarios des phénomènes physico-chimiques qui permettraient de reproduire les niveaux des flux de chaleur estimés par méthode inverse. Alors que la première approche est une estimation sans possibilité de remonter jusqu'aux phénomènes physico-chimiques de la couche de choc, cette deuxième approche vient en complément par la modélisation de ces derniers.

La comparaison des résultats des deux approches doit permettre une lecture approfondie des mesures de vol et de mener une discussion sur les hypothèses à employer pour modéliser l'échauffement pariétal au cours d'une rentrée atmosphérique depuis une orbite basse terrestre. La figure 4 récapitule le principe de cette démarche.



**FIGURE 3** – Zones de l'IXV où ont eu lieu les mesures de température réalisées en vol et qui font l'objet des présents travaux, d'après la photo de M. Pedoussaut pour l'ESA [9]

### Approche par méthode inverse



### Approche par simulations numériques de l'écoulement

**FIGURE 4** – Schéma récapitulatif de la méthode globale basée sur une comparaison entre une approche par méthode inverse et une approche par simulations de l'écoulement

## Plan de l'étude

Le présent document est organisé en huit chapitres :

### Chapitre 1

Le premier chapitre présente une synthèse bibliographique des écoulements hypersoniques au cours d'une rentrée atmosphérique. Cette synthèse pose d'abord les bases permettant de caractériser un écoulement hypersonique, puis détaille les phénomènes physico-chimiques dans la couche de

choc et à la paroi qui sont responsables des échauffements pariétaux.

## Chapitre 2

Ce chapitre est une synthèse bibliographique autour de la modélisation d'un écoulement hypersonique lors d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre. Une attention particulière est portée à la modélisation des échanges de chaleur à la paroi. Cette synthèse a été rédigée en vue des simulations numériques de l'écoulement réalisées au cours des présents travaux.

## Chapitre 3

Le chapitre 3 quitte le domaine des écoulements hypersoniques pour aborder celui des problèmes inverses de conduction de la chaleur. Cette synthèse bibliographique se concentre notamment sur la formulation d'un problème inverse comme un problème de minimisation d'un critère des moindres carrés et sur sa résolution séquentielle à l'aide de la méthode des pas de temps futurs de Beck [10]. Cette synthèse a été menée dans la perspective de la résolution de problèmes inverses posés par des mesures de température réalisées en vol.

## Chapitre 4

Les présents travaux de thèse ont pour objectif de réaliser une étude des flux de chaleur à l'intrados d'une navette pendant sa rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre. La méthode proposée pour remplir cet objectif est une analyse portant sur une comparaison entre les résultats issus d'une approche par simulations numériques de l'écoulement et d'une approche par méthode inverse. Le chapitre 4 présente une application de cette méthode en deux approches sur le vol STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia. Le but de cette application est de tester la méthode globale proposée en reproduisant les résultats de la NASA [3].

## Chapitre 5

Une fois la méthode générale testée sur le cas de la mission STS-2, le chapitre 5 présente une description détaillée des éléments relatifs à l'étude des échauffement pariétaux à l'intrados de l'IXV : la structure des protections thermiques du nez et du corps, les thermocouples à l'intérieur de ces dernières, les thermocouples à la surface extradados des gouvernes et la caméra infrarouge au culot pour les mesures de température de la surface extradados de la gouverne gauche. Ce chapitre permet de comprendre le cadre dans lequel les mesures embarquées de température ont été réalisées.

## Chapitre 6

Le chapitre 6 porte sur l'analyse par méthode inverse des mesures de température par thermocouples dans les protections thermiques de l'intrados de l'IXV. Le chapitre justifie dans un premier temps les choix faits pour la méthode de résolution : approche 1D, formulation du problème inverse comme un problème de minimisation d'un critère des moindres carrés et sa résolution séquentielle à l'aide de la méthode des pas de temps futurs de Beck [10][11]. Dans un deuxième temps ce chapitre présente une étude de sensibilité afin de construire un intervalle d'incertitude autour des estimations par méthode inverse. Cette étude de sensibilité prend en compte les incertitudes des

---

différentes propriétés des protections thermiques et les erreurs de mesure des thermocouples.

## Chapitre 7

Le chapitre 7 garde la thématique des problèmes inverses de conduction de la chaleur, avec une application aux gouvernes de l'IXV. L'étude commence par une analyse des mesures de température prises par thermographie infrarouge et leur mise en forme pour pouvoir les traiter dans le cadre d'un problème inverse. Pour ce cas l'étude s'appuie sur un modèle thermique 3D. La résolution repose encore sur la minimisation d'un critère des moindres carrés et la méthode des pas de temps futurs de Beck [10][11]. Le conditionnement du problème inverse 3D est amélioré par une application de la DCT (Transformée par Cosinus Discrète, de l'anglais « Discrete Cosine Transform »). Les mesures de température des thermocouples à l'extrados des gouvernes sont ensuite traitées par méthode inverse, de la même manière que dans le chapitre 6. Le chapitre finit par une comparaison entre les estimations de flux de chaleur faites à partir des mesures par thermographie infrarouge et les estimations de flux de chaleur faites à partir des mesures des thermocouples.

## Chapitre 8

Le chapitre 8 présente l'approche par simulations numériques de l'écoulement afin d'identifier et d'analyser les mécanismes physico-chimiques qui seraient à l'origine des flux de chaleur estimés par méthode inverse. Cette analyse commence par une campagne de simulations numériques 1D de l'écoulement afin d'estimer le flux de chaleur au point d'arrêt de l'IXV (la région du point d'arrêt est localisée sur la figure 3). Plusieurs paramètres sont modifiés au cours de ces simulations 1D dans le but d'étudier la sensibilité des estimations du flux de chaleur aux incertitudes de modélisation. L'étude se poursuit par la réalisation d'une simulation 3D de l'écoulement hypersonique à Mach 20 à l'intrados de l'IXV. Cette simulation 3D permet de faire une comparaison avec les estimations par méthode inverse réalisées à partir des mesures de température des thermocouples de l'intrados en aval de la zone du point d'arrêt. Les différentes parties de ce chapitre s'articulent autour de discussions sur les écarts entre les estimations par méthode inverse et les estimations par simulations de l'écoulement. Cette dernière étape permet une lecture approfondie des mesures faites lors du vol de l'IXV afin de répondre aux objectifs de la thèse.



# Synthèse bibliographique : les écoulements hypersoniques au cours d'une rentrée atmosphérique

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Caractérisation et description des écoulements de rentrée atmosphérique</b>	<b>12</b>
1.1.1	Le régime de vitesse	13
1.1.2	Le comportement dynamique	13
1.1.3	Le régime d'écoulement	14
<b>1.2</b>	<b>Processus physico-chimiques dans la couche de choc</b>	<b>15</b>
1.2.1	Description de la couche de choc	15
1.2.2	Processus collisionnels et déséquilibre thermique	18
1.2.3	Cinétique chimique et déséquilibre chimique	19
<b>1.3</b>	<b>Interactions gaz-paroi pour un véhicule réutilisable</b>	<b>21</b>
1.3.1	Mécanismes catalytiques pour la recombinaison	21
1.3.2	Oxydation des composites à matrice céramique avec une base de <i>SiC</i>	23
1.3.3	Transferts radiatifs entre la paroi et l'environnement extérieur	24
<b>1.4</b>	<b>Bilan des mécanismes physico-chimiques au cours d'une rentrée atmosphérique</b>	<b>25</b>

---

Ce chapitre est une introduction aux écoulements hypersoniques appliqués à une rentrée atmosphérique. Ces écoulements se distinguent de ceux étudiés dans l'aéronautique par leur grande vitesse (entre environ 5 et 25 fois la vitesse du son) et l'importante quantité d'énergie mise en jeu. Dans un premier temps ces écoulements seront abordés de manière globale en donnant les premiers éléments permettant de les caractériser. Dans un deuxième temps le chapitre effectuera un zoom afin de présenter les mécanismes-physico chimiques entre les particules et leurs interactions avec la paroi d'un corps de rentrée

## 1.1 Caractérisation et description des écoulements de rentrée atmosphérique

Une rentrée atmosphérique est la phase durant laquelle un objet naturel (météorite) ou artificiel (satellite, navette, capsule, fragment de fusée...) pénètre dans l'atmosphère d'une planète et atteint des couches suffisamment denses pour provoquer des effets mécaniques et thermiques. Ces effets dépendent de la trajectoire de l'objet et de la composition chimique de l'atmosphère dans laquelle l'objet rentre. En fonction de ces deux paramètres une rentrée atmosphérique peut être le théâtre de phénomènes physico-chimiques très différents. Comme cette étude porte sur une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre (altitude inférieure à 2000 km), l'état de l'art présente uniquement les phénomènes physico-chimiques liés à l'atmosphère terrestre pour une vitesse de rentrée inférieure à  $8 \text{ km.s}^{-1}$  à 120 km d'altitude.

L'étude de la rentrée atmosphérique se passe dans le référentiel terrestre et par abus de langage il sera souvent évoqué la notion de « vitesse de l'écoulement », or dans le référentiel terrestre le milieu gazeux qui compose l'écoulement est fixe (en négligeant la vitesse du vent). En effet c'est le véhicule qui se déplace, par conséquent l'écoulement a une vitesse nulle dans le référentiel terrestre. Tout au long de cette étude, la notion de « vitesse de l'écoulement » dans le cadre d'une rentrée atmosphérique définira la vitesse de l'écoulement par rapport au corps rentrant. La norme du vecteur vitesse de l'écoulement par rapport au corps rentrant est égale à la norme du vecteur vitesse du corps rentrant dans le référentiel terrestre.



**FIGURE 1.1** – L'Intermediate eXperimental Vehicle pendant sa rentrée atmosphérique, d'après Dassault Aviation [12]

Au cours d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, un véhicule de rentrée rencontre différents régimes d'écoulement qui peuvent être caractérisés suivant trois points : le régime de vitesse, son comportement dynamique et son régime d'écoulement. En fonction des régimes rencontrés, l'étude de l'écoulement ne demande pas la même approche. Pour cela il est important de savoir caractériser l'écoulement en fonction de la phase de rentrée à laquelle le véhicule est confronté.

### 1.1.1 Le régime de vitesse

Le régime de vitesse se caractérise par le nombre de Mach  $M$ , défini par :

$$M = \frac{v}{a} \quad (1.1)$$

avec  $v$  la vitesse de l'écoulement et  $a$  la vitesse locale du son. Quatre régimes de vitesse sont à distinguer en fonction du nombre de Mach :

- **Le régime subsonique**,  $0 < M < 0,8$  : l'écoulement est à une vitesse inférieure à la vitesse locale du son. Ce régime est rencontré à la fin des rentrées atmosphériques, lorsque le véhicule a été fortement ralenti.
- **Le régime transsonique**,  $0,8 < M < 1,2$  : il s'agit d'un régime transitoire au cours duquel l'écoulement présente localement, sur le corps rentrant, des zones où le fluide atteint ou dépasse la vitesse locale du son.
- **Le régime supersonique**,  $1,2 < M < 5$  : un choc apparaît juste en amont du corps rentrant, au travers duquel des propriétés du fluide subissent une discontinuité (variation brutale de la pression, de la température et de la masse volumique sur une distance de l'ordre du libre parcours moyen des particules de l'écoulement). Les variations des propriétés à la traversée du choc peuvent être estimées à l'aide des relations de Rankine-Hugoniot [13].
- **Le régime hypersonique**,  $M > 5$  : la limite de Mach 5 est une convention, car rien ne se passe précisément à cette vitesse. Cette limite s'explique par l'apparition progressive de mécanismes physico-chimiques qui restaient négligeables à des vitesses inférieures à Mach 5. Ces phénomènes sont englobés dans le terme « effets de gaz réels » et demandent une nouvelle démarche de modélisation : l'aérodynamique hypersonique. De manière plus globale la modélisation des écoulements hypersoniques fait partie de l'aérothermodynamique.

### 1.1.2 Le comportement dynamique

Le comportement dynamique se caractérise par le nombre de Reynolds  $Re$ , défini par :

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu} \quad (1.2)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du gaz qui compose l'écoulement,  $v$  sa vitesse et  $D$  la dimension caractéristique du corps rentrant. Le nombre de Reynolds est le rapport des forces d'inertie par rapport aux forces de frottement. Trois régimes de comportement dynamique de l'écoulement sont à distinguer :

- **Le régime laminaire**, qui peut être arbitrairement associé à un nombre de Reynolds inférieur à  $10^5$  (à nuancer en fonction du véhicule et du cadre de la rentrée). Au cours de ce



régime l'ensemble des particules qui composent le fluide s'écoulent globalement dans la même direction.

- **Le régime transitoire**, qui marque le début d'un désordre. Pour un véhicule de rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, d'une longueur caractéristique de 10 m, le nombre de Reynolds passe de l'ordre de grandeur  $10^4$  à 100 km d'altitude à l'ordre de grandeur  $10^7$  vers 25 km d'altitude. Au cours d'une rentrée atmosphérique l'écoulement maintient globalement un haut nombre de Reynolds. De manière arbitraire la transition laminaire-turbulente est supposée vers un nombre de Reynolds de  $10^6$  pour une longueur caractéristique de 10 m [13].
- **Le régime turbulent**, pour des nombres de Reynolds dépassant ceux du régime transitoire. Le régime turbulent est caractérisé par des phénomènes non linéaires, tridimensionnels, à caractère aléatoire, non périodique et irrégulier dans le temps et l'espace. La turbulence favorise les transferts de chaleur, de masse et de quantité de mouvement. Au cours des cinq premières rentrées atmosphériques de la navette spatiale américaine Columbia la transition laminaire-turbulente a pu être repérée en fin de vol par des mesures de température le long de l'axe central de l'intrados [3][14]. La transition du régime laminaire au régime turbulent s'est traduite dans cet exemple par une augmentation très rapide de la température sur la face intrados.

### 1.1.3 Le régime d'écoulement

Le régime d'écoulement se caractérise par le nombre de Knudsen  $Kn$  défini par :

$$Kn = \frac{l}{D} = \sqrt{\frac{\gamma_L \pi}{2}} \frac{M}{Re} \quad (1.3)$$

où  $D$  est la longueur caractéristique du véhicule de rentrée atmosphérique,  $l$  le libre parcours moyen,  $\gamma_L$  la constante de Laplace,  $M$  le nombre de Mach et  $Re$  le nombre de Reynolds. Le libre parcours moyen représente statistiquement la distance moyenne parcourue par une particule de l'écoulement entre deux collisions. Pour une longueur caractéristique de 1 m dans le cadre d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, trois régimes peuvent être distingués :

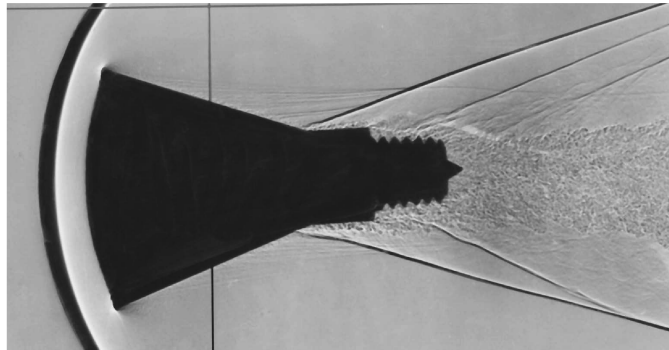
- **Le régime moléculaire libre**,  $Kn \geq 10$  : ce régime est rencontré pour des altitudes élevées, supérieures à 120 km, où la pression et la densité du fluide sont particulièrement faibles. Il est alors nécessaire d'adopter une approche microscopique pour décrire l'évolution du fluide, comme la loi de Newton par exemple.
- **Le régime de transition**,  $0,1 < Kn < 10$  : ce régime est rencontré pour des altitudes comprises entre approximativement 100 km et 120 km. La pression et la densité restent très faibles et il est préférable de s'appuyer sur une modélisation de type Boltzmann pour décrire l'écoulement.
- **Le régime glissement**,  $10^{-3} < Kn < 0,1$  : pour une altitude comprise entre 80 km et 100 km, où l'écoulement peut être décrit par une modélisation de type Boltzmann ou par une modélisation de type Navier-Stokes avec une condition de glissement à la paroi.
- **Le régime continu**,  $Kn \leq 10^{-3}$  : ce régime est rencontré à des altitudes inférieures à 80 km, où la pression et la densité sont suffisamment élevées pour que les diverses grandeurs macroscopiques qui caractérisent le fluide soient parfaitement définies. La description de l'écoulement peut s'obtenir par exemple par la résolution des équations de Navier-Stokes.

Une rentrée atmosphérique est avant tout une phase de freinage aérodynamique, lorsque le milieu devient suffisamment dense pour ralentir le véhicule. Au cours de ce freinage, l'énergie cinétique du véhicule est alors convertie et transmise par divers mécanismes physico-chimiques à la paroi du véhicule sous la forme d'un fort échauffement. Comme l'objet de cette étude est l'analyse de l'échauffement des protections thermiques à l'intrados d'un véhicule de rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, la suite de cette étude bibliographique se concentrera uniquement sur les écoulements en régime hypersonique et continu. L'hypothèse d'un régime laminaire ou turbulent nécessite une discussion plus approfondie, cependant une rentrée atmosphérique débute toujours et se déroule majoritairement en régime laminaire.

## 1.2 Processus physico-chimiques dans la couche de choc

### 1.2.1 Description de la couche de choc

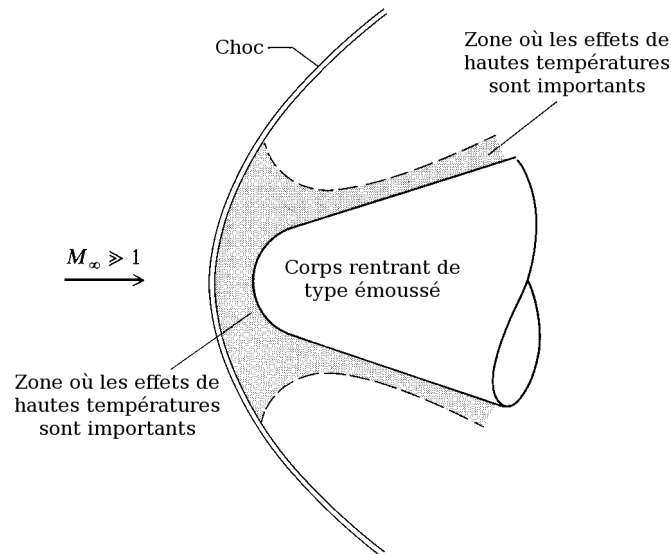
Lorsqu'un corps de rentrée de forme émoussée (navette, capsule, réservoir de lanceur...) pénètre à grande vitesse dans une atmosphère planétaire, un choc fort et détaché se forme en amont du corps (figure 1.2). La zone d'écoulement comprise entre le choc et la paroi du corps est appelée la couche de choc. L'étude des couches de choc a fait l'objet de plusieurs ouvrages de référence comme celui de Bertin [15], d'Anderson [13] ou d'Hirschel [16], ainsi que diverses études ou thèses [17][18][19][20][21][22]. Ces documents sont utilisés ici pour décrire les mécanismes physico-chimiques rencontrés dans une couche de choc.



**FIGURE 1.2** – Image strioscopique de la capsule Mercury,  $M = 3,28$  et angle d'attaque  $= 2,4^\circ$ , d'après Compton et al. [23]. L'écoulement va de la gauche vers la droite. Le choc détaché de compression est bien visible en amont de la capsule. En aval se trouve le choc de queue qui entoure une zone de sillage (turbulente).

La fine couche de choc est générée en permanence par le brusque ralentissement et la forte compression de l'écoulement en amont du véhicule. Au cours de cette compression une part importante de l'énergie cinétique du véhicule est transmise aux particules sous la forme d'énergie interne. Cela se traduit par une hausse brutale de l'agitation des particules de l'écoulement. Une autre partie de l'énergie cinétique est dissipée par la viscosité de l'écoulement. Ces deux phénomènes participent à l'échauffement de l'écoulement. Par exemple, au cours de la rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre d'une sphère de  $1\text{ m}$  de rayon, pour une vitesse de  $5800\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  à  $65\text{ km}$  d'altitude, la température peut augmenter de plus de  $10000\text{ K}$  à la traversée du choc. Dans la couche de choc qui fait alors environ  $7\text{ cm}$  d'épaisseur, la température redescend et se stabilise aux alentours de  $6000\text{ K}$ . La température à la surface même de la sphère dépend des propriétés du matériau en surface. La couche de choc est alors le siège d'intenses mécanismes physico-chimiques déjà cités précédem-

ment : les effets de gaz réels, aussi appelés effets de haute-température. La figure 1.3 montre la zone où les effets des gaz réels sont importants dans la couche de choc autour d'un corps émoussé.



**FIGURE 1.3** – Zone fortement impactée par les effets de hautes températures dans un écoulement hypersonique autour d'un corps émoussé, d'après Anderson [13]

Les principaux effets de hautes températures appliqués à l'atmosphère terrestre, pour une pression de  $101325 Pa$ , sont les suivants. Cette liste de phénomènes est là pour introduire les notions qui seront expliquées par la suite. Pour le lecteur qui commence l'étude des effets des gaz réels il est normal de ne pas connaître tous les phénomènes évoqués dans cette liste, ils sont explicités dans les parties suivantes.

- **Pour une température inférieure à 800 K**, l'énergie interne des molécules est répartie sur les modes de translation et de rotation (la notion de mode d'énergie est expliquée dans la partie 1.2.2). L'air est considéré comme gaz idéal, ce qui suppose :
  - un gaz thermiquement parfait : son état est caractérisé par la loi des gaz parfaits  $P = \rho r T$ , avec  $P$  la pression,  $\rho$  la masse volumique,  $r$  la constante universelle des gaz parfaits divisée par la masse molaire du gaz considéré et  $T$  la température ;
  - un gaz calorifiquement parfait : sa capacité thermique ( $C_p$  ou  $C_v$ ) et son coefficient de Laplace ( $\gamma_L$ ) sont constants. L'approximation  $\gamma_L = 1,4$  est souvent posée ;
  - un gaz à l'équilibre chimique (composition volumique connue et stable : 78 % de diazote  $N_2$ , 21 % de dioxygène  $O_2$  et 1% de divers gaz pour l'air). Les réactions chimiques peuvent alors être considérées infiniment rapides.
- **À partir de 800 K** l'augmentation du nombre de collisions entre molécules et de leur intensité modifient les propriétés du gaz. L'excitation vibrationnelle des molécules, explicitée dans la partie 1.2.2, devient de plus en plus importante. Dans ces conditions le gaz ne peut plus être considéré comme idéal, car il n'est plus calorifiquement parfait : sa capacité thermique ( $C_p$  ou  $C_v$ ) dépend de la température et l'approximation  $\gamma_L = 1,4$  n'est plus valable. Les hypothèses d'un gaz thermiquement parfait et non réactif sont toujours acceptables.
- **À partir de 2500 K**, l'agitation moléculaire est tellement forte que le dioxygène commence à se dissocier en atomes d'oxygène ( $O_2 \rightarrow 2O$ ). En même des molécules de monoxyde

d'azote  $NO$  commencent à se former. L'écoulement est alors considéré comme réactif, la composition de l'air n'est plus connue et demande une approche plus poussée (voir partie 1.2.3). L'approximation d'un gaz thermiquement parfait n'est plus applicable au mélange gazeux, la loi des gaz parfaits doit être appliquée de manière indépendante à chaque espèce chimique.

- **À partir de 4000 K**, le dioxygène est totalement dissocié, il n'y a plus que de l'oxygène atomique. C'est aussi à cette température que débute la dissociation du diazote ( $N_2 \rightarrow 2N$ ), qui sera totale lorsque la température aura atteint 9000 K. Les molécules de monoxyde d'azote  $NO$  commencent à s'ioniser en  $NO^+$  et libèrent des électrons libres. Ces électrons sont responsables du phénomène de black-out en absorbant les ondes électromagnétiques des communications radios. Ce phénomène à l'avant du véhicule empêche une communication directe de ce dernier vers les stations au sol. Par exemple la navette spatiale américaine envoyait ses données vers l'arrière, à un satellite relais, afin de garantir la qualité des communications tout au long de sa rentrée. À part l'effet de black-out, la ionisation du monoxyde d'azote  $NO$  a un faible impact sur la composition de l'écoulement et les échanges thermiques.
- **Au-delà de 9000 K**, l'énergie collisionnelle est suffisante pour que l'ionisation de l'azote et de l'oxygène commencent :  $N \rightarrow N^+ + e^-$  et  $O \rightarrow O^+ + e^-$ .

Regions with Chemical Thermal Nonequilibrium		Chemical Species in High Temperature Air		
Region	Aerothermal Equilibrium	Region	Air Chemical Model	Species Present
A	Chemical and thermal equilibrium	I	2 species	$O_2, N_2$
B	Chemical nonequilibrium with thermal equilibrium	II	5 species	$O_2, N_2, O, N, NO$
C	Chemical and thermal nonequilibrium	III	7 species	$O_2, N_2, O, N, NO, NO^+, e^-$
		IV	11 species	$O_2, N_2, O, N, NO, O_2^+, N_2^+, O^+, N^+, NO^+, e^-$

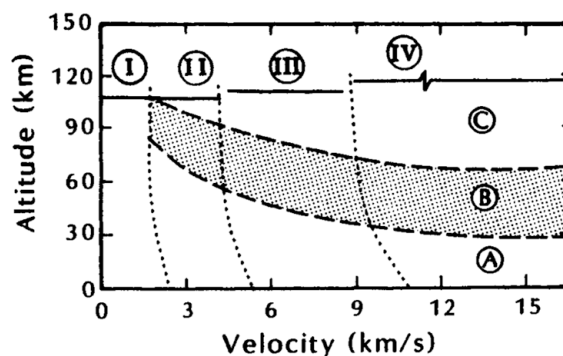


FIGURE 1.4 – Caractérisation thermo-chimique d'un écoulement d'air autour d'une sphère de 30,5 cm de rayon, d'après Hansen et Heims [24] et adapté par Bertin [15]

La figure 1.4 montre que l'excitation par translation, par rotation, par vibration et électronique, ainsi que les réactions chimiques de dissociation et de recombinaison, sont à prendre en compte pour la simulation du comportement de l'écoulement lors d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre. La précision des résultats dépendra des modèles utilisés.

### 1.2.2 Processus collisionnels et déséquilibre thermique

L'énergie interne d'une molécule peut se répartir sur cinq modes : translation, rotation, vibration, énergie de formation et excitation électronique. Pour le cas d'une molécule de dioxygène  $O_2$  par exemple :

- La molécule peut se déplacer dans l'espace, elle possède donc une énergie de translation.
- La molécule peut tourner autour de trois axes orthogonaux définissant une base de l'espace, elle possède donc une énergie de rotation. Un atome seul ne peut pas avoir d'énergie de rotation.
- Les deux atomes d'oxygène  $O$  qui constituent la molécule peuvent vibrer autour d'une position d'équilibre comme s'ils étaient les extrémités d'un ressort. La molécule possède alors une énergie de vibration. Un atome seul ne peut pas avoir d'énergie de rotation.
- Les électrons sont en mouvement autour du noyau de chaque atome d'oxygène, par conséquent les molécules et les atomes possèdent une énergie électronique.

Les molécules répartissent rapidement leur énergie interne à travers le mode translationnel et le mode rotationnel. Lorsque leur énergie interne atteint un niveau suffisant, les molécules vont aussi la répartir sur le mode vibrationnel. Ce mécanisme peut amener à une dissociation des molécules. Dans un dernier temps, lorsque l'énergie interne augmente encore, les molécules ou les atomes concernés répartissent leur énergie sur un mode supplémentaire : le mode électronique (amenant à la formation d'ions). Dans le cadre des rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre, uniquement les modes d'énergie de translation, rotation et vibration sont concernés. En effet, dans ces conditions le mode électronique est très peu peuplé car peu de particules atteindront des niveaux d'énergie interne suffisants pour ce dernier. Au cours de cette étude le mode électronique est considéré négligeable.

Au cours de leurs nombreuses collisions, chaque particule du gaz tend à revenir à un état dit d'équilibre. Pour chaque mode, les particules se transmettent leur énergie au cours de leurs collisions, où la particule la plus chargée transmet une partie de son énergie à la particule la moins chargée. De cette manière, pour chaque mode, deux particules qui rentrent en contact tendent à équilibrer leur énergie. Pour un gaz il faut un certain nombre de collisions entre toutes les particules pour qu'elles se répartissent de manière égale leur énergie. Lorsque toutes les particules ont, pour chaque mode, approximativement la même quantité d'énergie alors le gaz est dit à l'équilibre thermique. Le temps de relaxation associé à chaque mode est la durée nécessaire pour qu'il y ait suffisamment de collisions afin de revenir à l'équilibre. Le nombre de collisions dépend des conditions, mais pour une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre une dizaine de collisions suffisent pour retrouver l'équilibre du mode translationnel et du mode rotationnel. Deux cent mille collisions sont nécessaires pour retrouver l'équilibre thermique du mode vibrationnel, ce qui est beaucoup plus long.

### Équilibre et déséquilibre thermique

Dans le cadre des rentrées atmosphériques, la problématique de l'équilibre thermique est importante dans la couche de choc. Pour commencer il faut considérer le temps d'advection de l'écoulement ( $\tau_{ec}$ ) dans la couche de choc. Concernant les modes translationnel et rotationnel, l'hypothèse de l'équilibre thermique peut tout de suite être adoptée. Les temps de relaxation associés à ces

modes sont très courts par rapport au temps d'advection de l'écoulement : chaque particule retrouve rapidement son état d'équilibre sur une très courte distance.

Pour le mode vibrationnel, le temps de relaxation ( $\tau_{vib}$ ) est beaucoup plus long, les particules ont le temps de parcourir une certaine distance avant de retrouver leur équilibre. Il n'est alors plus possible de définir clairement un état thermodynamique en chaque point de l'écoulement. Trois cas peuvent être distingués :

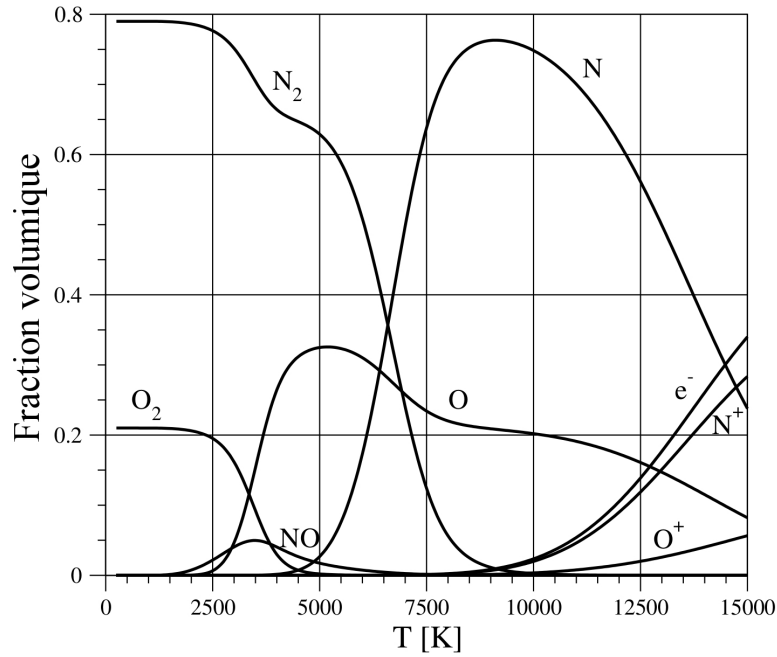
- Si  $\tau_{vib} \gg \tau_{ec}$ , l'écoulement est figé vibrationnellement. Le temps d'advection est tellement court par rapport au temps de relaxation que l'état thermodynamique obtenu juste après la traversée du choc peut être considéré comme constant le long de l'écoulement ;
- Si  $\tau_{vib} \ll \tau_{ec}$ , le temps de relaxation est négligeable par rapport au temps d'advection. Dès la traversée du choc l'écoulement retrouve l'équilibre vibrationnel. Par exemple pour la navette spatiale américaine le temps d'advection était assez long pour que l'écoulement ait le temps de tendre vers un état proche de l'équilibre vibrationnel. Dans ce cas l'hypothèse d'équilibre thermique pouvait être posée.
- Si  $\tau_{vib} \sim \tau_{ec}$ , l'écoulement est en déséquilibre vibrationnel, également appelé déséquilibre thermique, puisque la température de vibration de chaque molécule vibrante peut être différente de la température de translation-rotation du mélange.

### 1.2.3 Cinétique chimique et déséquilibre chimique

Les collisions entre différentes espèces (atomes et atomes, atomes et molécules, électrons et molécules...) peuvent conduire à la formation de nouvelles espèces chimiques qui doivent être prises en compte dans les simulations numériques. Cette problématique est bien illustrée par la figure 1.5 qui présente la variation de l'équilibre chimique de l'atmosphère terrestre en fonction de la température pour une pression constante de 101325 Pa. L'atmosphère terrestre est composée de diazote  $N_2$ , de dioxygène  $O_2$ , d'argon  $Ar$ , de dioxyde de carbone  $CO_2$ , de néon  $Ne$  et d'autres espèces en une quantité négligeable. Les fractions massiques et volumiques du  $N_2$  et du  $O_2$  sont prédominantes sur les fractions massiques et volumiques des autres espèces. L'hypothèse que l'air à 273,15 K et  $10^5$  Pa est volumiquement composé à 79 % de  $N_2$  et à 21 % de  $O_2$  est une bonne approximation pour les applications liées aux rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre [13].

Pour la modélisation de la composition chimique de l'écoulement en fonction du couple température / pression ou du couple température / densité, il est important de choisir le nombre d'espèces à modéliser et par extension le nombre de réactions chimiques à prendre en compte. Trois principaux modèles pour la composition chimique de l'atmosphère terrestre sont à retenir :

- Quand l'écoulement ne s'ionise pas, il peut être représenté par le modèle 5 espèces :  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$  et  $O$ .
- Quand l'écoulement commence à s'ioniser et que ce phénomène n'est plus négligeable, un modèle intermédiaire est celui avec 7 espèces :  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $NO^+$  et  $e^-$ .
- Si les conditions permettent d'obtenir un écoulement encore plus ionisé, l'approche la plus complète est le modèle avec 11 espèces :  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$ ,  $N^+$ ,  $O^+$  et  $e^-$ .



**FIGURE 1.5** – Variation de la composition de l'équilibre chimique de l'atmosphère terrestre pour une pression de 101325 Pa, pour une modélisation à 11 espèces (N<sub>2</sub>, NO, O<sub>2</sub>, N, O, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sup>+</sup>, O<sup>+</sup> et e<sup>-</sup>), d'après Barbante et Magin [25]

Pour chaque modélisation de la composition chimique de l'atmosphère il faut associer un ensemble de réactions chimiques qui ont été identifiées et étudiées [26][27]. Voici les principaux types de réactions :

- Les réactions de dissociation (directe) et de recombinaison (inverse), avec un troisième corps  $M$  qui joue de rôle de catalyseur :



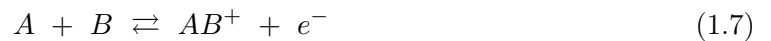
- Les réactions d'échange d'atome :



- Les réactions d'échange de charge :



- Les réactions d'ionisation associatives :



### Équilibre et déséquilibre chimique

Des phénomènes de non équilibre ont également lieu lorsque des réactions chimiques existent au sein de l'écoulement. Comme pour l'équilibre thermique, la modélisation doit prendre en compte trois cas possibles en fonction du temps caractéristique des réactions chimiques  $\tau_{ch}$  et du temps d'advection de l'écoulement  $\tau_{ec}$  :

- Si  $\tau_{ch} \gg \tau_{ec}$ , le temps d'advection est tellement court que les réactions chimiques n'ont pas le temps de se développer à l'intérieur de l'écoulement. La composition du gaz juste en aval du choc reste la même que celle juste en amont. L'écoulement est chimiquement figé.
- Si  $\tau_{ch} \ll \tau_{ec}$ , dès le passage du choc, l'écoulement tend vers l'équilibre : la composition chimique du gaz s'adapte aux conditions locales de pression et de température sur un temps très court et une distance très faible. En chaque point de l'écoulement, l'équilibre chimique est atteint.
- Si  $\tau_{ch} \sim \tau_{ec}$ , l'écoulement est en déséquilibre chimique. La composition chimique du gaz évolue avec les conditions de l'écoulement. La relaxation vers l'équilibre prend suffisamment de temps et d'espace pour que la composition ne puisse pas être connue en tout point de l'écoulement. Lors des rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre, comme celles de la navette spatiale américaine, l'écoulement est en déséquilibre chimique.

### 1.3 Interactions gaz-paroi pour un véhicule réutilisable

Les présents travaux se déroulent dans le contexte d'une rentrée atmosphérique d'un véhicule réutilisable, et plus précisément dont les protections thermiques sont réutilisables. Dans ce cadre là, l'état de l'art est concentré sur les interactions gaz-paroi pour des protections thermiques non ablatives.

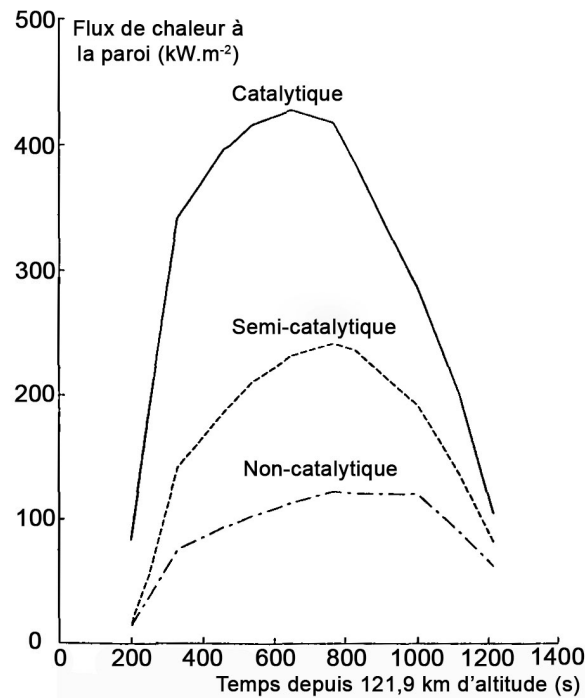
#### 1.3.1 Mécanismes catalytiques pour la recombinaison

Au cours d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, les molécules comprises dans la couche de choc se dissocient en grande partie. Les espèces atomiques qui découlent des réactions de dissociation peuvent alors se recombiner dans la couche de choc ou à la surface des protections thermiques du véhicule de rentrée. Un matériau peut avoir différents comportements lorsque des atomes arrivent à sa surface. Quand le matériau n'a aucun impact chimique sur les atomes (pas de réaction de recombinaison) le matériau est dit « non catalytique ». A l'opposé, si le matériau favorise toutes les réactions de recombinaison possibles lorsque des atomes arrivent à son contact, le matériau est dit « totalement catalytique ». Comme son nom l'indique, le matériau joue alors le rôle de catalyseur. Dans les faits, aucun matériau n'est totalement catalytique ni non catalytique, chaque matériau peut avoir un effet catalyseur plus ou moins important. De manière plus générale, la capacité d'un matériau à forcer ou non la recombinaison des atomes à son contact s'appelle la catalycité.

Les réactions chimiques de recombinaison sont exothermiques et elles peuvent céder une part de leur énergie aux protections thermiques lorsqu'elles ont lieu à la paroi. De cette manière ces processus chimiques contribuent à l'augmentation de la température pariétale du véhicule. Pour une rentrée atmosphérique, le flux de chaleur à la paroi avec l'hypothèse d'une paroi totalement catalytique peut être égal à deux voire trois fois la valeur du flux de chaleur avec l'hypothèse d'une paroi non catalytique. Ce phénomène est montré par la figure 1.6 issue de la thèse d'Eldem [28].

La catalycité a été l'objet de nombreuses études, à commencer par Goulard en 1958 [29]. La littérature sur ce sujet est riche, avec par exemple des études basées sur des expériences en soufflerie à la NASA [30][31], dans les laboratoires français, belges et russes [32], au PROMES-CNRS [33] et au VKI [34]. D'autres auteurs ont analysé les données recueillies au cours de rentrées atmosphériques





**FIGURE 1.6** – Flux de chaleur incident au point d'arrêt pendant la rentrée atmosphérique de la navette spatiale américaine Columbia (mission STS-2), d'après Eldem [28]

telles que celles des missions STS de la NASA [35][36] ou la rentrée de l'IXV de l'Agence Spatiale Européenne [37][38]. Dans le domaine des rentrées atmosphériques, l'objectif étant de réduire au maximum les échauffements pariétaux, les matériaux peu catalytiques sont privilégiés. Pour la conception des protections thermiques réutilisables, les acteurs du spatial se sont tournés vers des composites à matrice céramique à base de carbone  $C$ , de silice  $SiO_2$  ou de carbure de silicium  $SiC$  pour avoir une faible catalycité à la surface [39][36][37].

### Mécanismes basiques de la catalycité

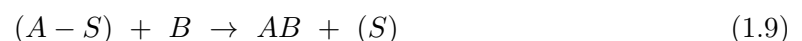
Les réactions catalytiques entre les espèces atomiques de l'écoulement et la surface du véhicule de rentrée englobent quatre mécanismes fondamentaux [40][25] : l'adsorption, la recombinaison suivant deux mécanismes et la désorption.

- L'adsorption des atomes :



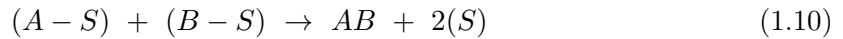
Après dissociation d'une molécule  $A_2$ , un atome gazeux  $A$  percute la surface et interagit avec elle : des liaisons chimiques insaturées de la surface forment des sites libres (notés  $(S)$ ) où les atomes incidents peuvent être capturés et devenir ainsi des « adatoms ».

- Le mécanisme de recombinaison d'Eley-Rideal (E-R) :



La recombinaison E-R se produit lorsqu'un atome gazeux  $B$  et un adatome  $(A - S)$  se percutent, formant ainsi une molécule  $AB$  tout en rompant la liaison entre l'adatome et la surface. La molécule recombinée  $AB$  est alors désorbée.

- Le mécanisme de recombinaison de Langmuir-Hilsenwood (L-H) :



La recombinaison L-H est possible quand un adatome ( $A - S$ ) peut migrer le long de la paroi de site en site dans le but d'atteindre un second adatome ( $B - S$ ) pour former une molécule  $AB$ .

- La désorption des atomes :



Ce mécanisme a lieu à des températures plus élevées que pour les trois mécanismes précédents. Lorsque les adatoms ont suffisamment d'énergie, ils peuvent casser leur liaison chimique avec la surface pour finalement la quitter.

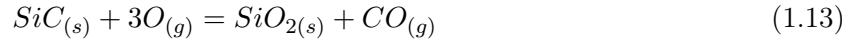
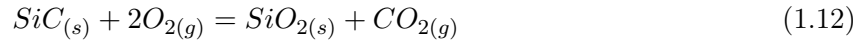
### Processus énergétiques

Comme expliqué dans la partie précédente, les adatoms peuvent être recombinaisonés selon les mécanismes d'Eley-Rideal ou de Langmuir-Hilsenwood. Dans la recombinaison L-H, l'un des deux atomes impliqués peut migrer depuis son site au site voisin, il a donc suffisamment d'énergie pour outre-passer la barrière d'énergie nécessaire à cette migration. Cela n'est pas le cas pour la recombinaison E-R où l'adatome est bloqué dans son site. Pour cette raison l'énergie d'activation de la recombinaison L-H est considérée supérieure à celle de la recombinaison E-R. Cette observation permet de supposer que le processus L-H est généré pour des températures pariétales plus élevées que pour le processus E-R. De même, la désorption est due à une trop forte température pariétale pour permettre à l'atome d'y « rester ». Par conséquent, une probable succession de mécanismes peut être établie avec l'élévation de la température de la paroi : adsorption  $\rightarrow$  E-R  $\rightarrow$  L-R  $\rightarrow$  désorption.

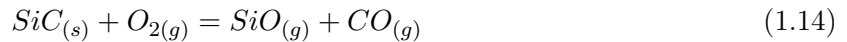
### 1.3.2 Oxydation des composites à matrice céramique avec une base de $SiC$

Cette partie est spécifique aux composites à matrice céramique avec une base de  $SiC$ , comme cela a été le cas pour les protections thermiques de l'IXV avec du  $C/SiC$ . Les composites avec une matrice à base de  $SiC$  sont souvent utilisés à la surface des protections thermiques pour les véhicules réutilisables de rentrée depuis l'orbite basse terrestre. Comme le véhicule doit être réutilisable il ne faut pas que les protections thermiques s'ablatent. Cette problématique est abordée ici à travers le prisme de l'oxydation du  $SiC$ . En fonction de la pression partielle de  $O_2$  et de la température, l'oxydation peut se dérouler soit de manière passive (non ablative) soit de manière active (ablative). La transition entre ces deux types d'oxydation a déjà été étudiée par plusieurs auteurs comme Herdrich et al. [41] pour les matériaux composites à base de  $SiC$  avec une application à la mission EXPERT, ou Balat-Pichelin et al. [7] et Panerai et al. [42] pour le  $C/SiC$  pendant la préparation de la mission IXV.

L'oxydation passive, qui se déroule souvent à basse température et à une haute pression partielle de  $O_2$  se caractérise par la formation d'une fine couche solide de  $SiO_2$  à la surface. Cette même couche ralentit l'oxydation (il n'y a plus de contact entre le  $O_2$  et le  $SiC$ ) et protège la surface. L'oxydation passive se déroule suivant deux réactions chimiques :



L'oxydation active se déroule plutôt dans des conditions combinant une haute température et une faible pression partielle de  $O_2$ , comme celles rencontrées à haute altitude au début des rentrées atmosphériques. Cette oxydation entraîne la production de  $SiO$  sous forme gazeuse, ce qui implique une importante perte de masse.



La transition entre l'oxydation passive et l'oxydation active dépend de la pression partielle de  $O_2$ , de la température et des propriétés du matériau. L'étude de cette transition est importante parce qu'il est nécessaire de limiter au maximum l'oxydation active. Premièrement l'oxydation active s'accompagne d'une importante perte de masse et par conséquent d'une diminution des protections thermiques. Deuxièmement, l'oxydation est une réaction exothermique, ce qui implique une augmentation de la température des protections thermiques. L'oxydation passive a quant à elle un effet plus limité, car la couche de  $SiO_2$  solide qu'elle génère agit comme une couche de protection : elle entrave fortement la diffusion massique du  $O_2$  vers le  $SiC$  de la paroi et empêche la propagation de l'oxydation.

### 1.3.3 Transferts radiatifs entre la paroi et l'environnement extérieur

Toutes les valeurs données dans cette partie viennent de l'ouvrage d'Hirschel [16]. Au cours des rentrées atmosphériques il y a des échanges radiatifs entre l'environnement extérieur et la paroi du corps de rentrée. L'intensité de ces échanges radiatifs dépend principalement de la température du milieu depuis lequel ils sont émis : plus le milieu sera chaud et plus il émettra un flux de chaleur radiatif important. Le flux de chaleur radiatif émis par la paroi vers l'environnement extérieur joue un rôle primordial lors d'une rentrée atmosphérique : c'est l'un des principaux moyens de refroidissement du corps de rentrée. Pour cette raison le flux de chaleur radiatif de la paroi vers l'environnement extérieur doit être modélisé. En ce qui concerne le flux de chaleur radiatif émis ou réfléchi par l'environnement extérieur (couche de choc, atmosphère, surface de la planète, Soleil, nuages...) vers la paroi, la situation est plus complexe. La nécessité de modéliser ces transferts de chaleur radiatifs dépend de leur importance par rapport aux autres sources de transferts de chaleur issues des phénomènes physico-chimiques et des réactions chimiques à la paroi décrites précédemment. Pour la rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre d'un objet de quelques mètres (une capsule de type Apollo, une navette de la taille d'une voiture, une sphère d'un mètre de rayon...), caractérisée par une vitesse inférieure à  $8000 \text{ m.s}^{-1}$  à  $100 \text{ km}$  d'altitude, le flux de chaleur radiatif émis par l'environnement extérieur vers la paroi représente environ quelques pourcents des transferts de chaleur incidents. Dans ce cas là, les transferts radiatifs vers la paroi peuvent être considérés comme négligeables par rapport aux autres sources de chaleur. Cependant pour les rentrées atmosphériques terrestres plus rapides, les échauffements radiatifs ne sont plus négligeables. Par exemple pendant le programme Apollo, lors de la rentrée atmosphérique des capsules depuis une trajectoire circumlunaire ( $11000 \text{ m.s}^{-1}$  à  $52 \text{ km}$  d'altitude), le réchauffement par rayonnement a représenté près de 30% de l'échauffement total.

## 1.4 Bilan des mécanismes physico-chimiques au cours d'une rentrée atmosphérique

Lorsqu'un corps pénètre à grande vitesse dans l'atmosphère d'une planète il est soumis à un écoulement hypersonique. Une telle situation est propice à la formation d'une zone de forte compression juste en amont du corps, appelée choc hypersonique. L'objectif de ce chapitre était de donner les clés permettant de définir et de comprendre ces écoulements. Lors d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre par exemple, l'écoulement est généralement en régime hypersonique, laminaire et continu à partir d'une altitude avoisinant les 80 *km* d'altitude. Ces éléments sont à nuancer en fonction du véhicule et de la trajectoire. Par exemple, l'écoulement hypersonique tout le long de l'intrados de la navette spatiale américaine n'était pas totalement laminaire au cours des rentrées. La compréhension de ces écoulements passe par l'étude des phénomènes physico-chimiques en leur sein. Ces phénomènes découlent du transfert de l'énergie cinétique du corps de rentrée vers les particules de l'écoulement lors de leur traversée du choc hypersonique. Les particules sont alors soumises à des processus collisionnels et des réactions chimiques permettant d'échanger et de dissiper cette énergie. En fonction de l'historique d'un écoulement dans la couche de choc il est alors possible de définir son état d'équilibre ou de déséquilibre thermo-chimique. Les éléments finaux à considérer ici sont les interactions avec la paroi, car ce sont ces dernières qui conditionnent la réponse thermique du corps de rentrée. Dans le cadre de la préparation de la rentrée atmosphérique d'un corps (débris, navette, capsule...), il est nécessaire de savoir modéliser ces mécanismes physico-chimiques afin de dimensionner les protections thermiques des parois en fonction des objectifs de la mission.

Ce chapitre a donné les éléments permettant de définir un écoulement hypersonique lors d'une rentrée atmosphérique et a présenté les mécanismes physico-chimiques dans la couche de choc. Maintenant que le contexte global d'une rentrée atmosphérique a été posé, il est temps de se recentrer sur l'objectif de ces travaux : une application aux rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre. Pour cela le prochain chapitre présentera des modèles permettant la modélisation des phénomènes physico-chimiques spécifiques à ces rentrées.



# Synthèse bibliographique : modélisation des écoulements hypersoniques pendant une rentrée atmosphérique depuis une orbite basse terrestre

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>L'atmosphère terrestre</b>	<b>28</b>
<b>2.2</b>	<b>Équations de conservation</b>	<b>30</b>
2.2.1	Équation de conservation de la masse	31
2.2.2	Équation de conservation des espèces chimiques	31
2.2.3	Équation de conservation la quantité de mouvement	32
2.2.4	Équation de conservation de l'énergie totale	32
<b>2.3</b>	<b>Termes de transport</b>	<b>32</b>
2.3.1	Viscosité dynamique	32
2.3.2	Conductivité thermique et capacité thermique massique	33
2.3.3	Flux de diffusion massique	35
<b>2.4</b>	<b>Équations de la cinétique chimique</b>	<b>35</b>
2.4.1	Taux de production chimique	35
2.4.2	Propriété catalytique d'un matériau	38
<b>2.5</b>	<b>Modélisation du flux de chaleur à la paroi</b>	<b>40</b>
2.5.1	Flux de chaleur de convection	43
2.5.2	Flux de chaleur dû au flux de diffusion massique	43
2.5.3	Flux de chaleur dû aux transferts radiatifs	44
<b>2.6</b>	<b>Outils de modélisation d'un écoulement hypersonique</b>	<b>45</b>
2.6.1	Code Navier-Stokes monodimensionnel CASL	45
2.6.2	Solveur CHARME de la chaîne de calcul CEDRE	46

---

Le chapitre précédent a introduit les écoulements hypersoniques appliqués aux rentrées atmosphériques. Au cours de ce chapitre 2 le champ est réduit à l'étude des rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre pour un véhicule réutilisable. Cela fixe plusieurs éléments : la composition chimique de l'écoulement (air), une vitesse d'environ  $7500 \text{ m.s}^{-1}$  à  $100 \text{ km}$  d'altitude et des protections thermiques non ablatives. L'objectif de ce chapitre est de présenter une étude bibliographique des modélisations permettant la simulation de l'écoulement et l'estimation du flux de chaleur transmis à la paroi lors d'une telle rentrée.

## 2.1 L'atmosphère terrestre

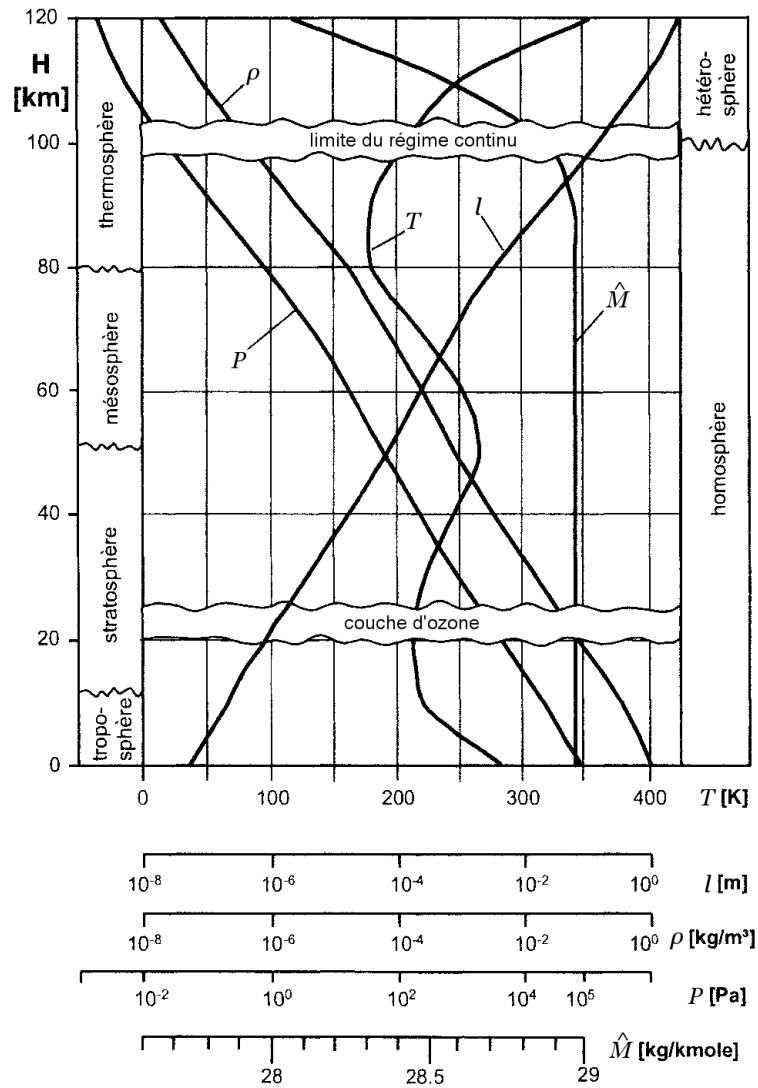
Pour pouvoir simuler et étudier une rentrée atmosphérique terrestre il faut tout d'abord connaître et caractériser l'environnement dans lequel elle se passe. Pour cela de nombreuses expériences (fusées sondes, mesures à l'aide de tubes de Pitot, mesures par spectrométrie de masse...) et des mesures par satellites ont eu lieu afin d'établir des tables pour la température, la pression, la masse volumique et la composition de l'atmosphère en fonction de l'altitude, la longitude, la latitude, le temps et d'autres paramètres tels que l'activité du soleil et ses interactions avec l'atmosphère terrestre. Hedin [43] a résumé une grande partie de ces expériences pour la mise en place de la table d'atmosphère MSISE-90, et plus récemment Picone et al. [44] pour la table NRLMSISE-00. De son côté la NASA a aussi fourni un travail important, basé sur des fusées sondes et l'exploitation des mesures faites lors de leurs nombreuses rentrées atmosphériques (les programmes Mercury, Gemini, Apollo et les navettes spatiales américaines), comme le montrent les travaux de Price et al. [45] et de Throckmorton et al. [46]. Côté européen un travail similaire est mené autour de la mission de l'IXV dans le cadre de la caractérisation aérodynamique du véhicule et l'amélioration des outils de navigation, guidage et pilotage (GNC) [47].

L'atmosphère terrestre comprise entre  $0 \text{ km}$  et  $120 \text{ km}$  d'altitude peut être décomposée en quatre couches :

- La troposphère, de la surface de la Terre jusqu'à environ  $12 \text{ km}$  d'altitude ;
- la stratosphère, entre environ  $12 \text{ km}$  et environ  $50 \text{ km}$  d'altitude ;
- la mésosphère, entre environ  $50 \text{ km}$  et environ  $80 \text{ km}$  d'altitude ;
- la thermosphère, au-delà d'environ  $80 \text{ km}$ .

En parallèle il existe un second découpage, avec l'homosphère comprise entre le sol et  $100 \text{ km}$  d'altitude, et l'hétérosphère située au dessus. L'homosphère, qui contient la troposphère, la stratosphère, la mésosphère et une partie de la thermosphère, définit la zone de l'atmosphère dans laquelle les principaux constituants de l'air sont en proportions quasiment constantes. Par conséquent du sol à  $100 \text{ km}$  d'altitude la modélisation de l'atmosphère peut reposer sur une seule et unique composition chimique. L'hétérosphère quant à elle définit une zone de l'atmosphère dans laquelle les molécules sont dissociées en ions et en atomes et où prédominent les gaz légers (hydrogène et hélium). Ces informations sont récapitulées dans la figure 2.1.

Comme évoqué au début de cette partie, il existe de nombreux modèles permettant de décrire la variation des principales grandeurs physiques de l'atmosphère en fonction de l'altitude, de la position géographique et du temps. Il faut rester vigilant lors de leur utilisation car ce sont des données



**FIGURE 2.1** – Couches atmosphériques et quelques propriétés de l'atmosphère en fonction de l'altitude, d'après Hirschel [16], avec  $l$  le libre parcours moyen,  $\rho$  la masse volumique,  $P$  la pression et  $\hat{M}$  la masse molaire de l'atmosphère terrestre

moyennées sur le temps et sur l'espace. D'importants phénomènes météorologiques, tels que les saisons, l'activité du soleil ou les couches d'inversion dans la mésosphère [48][49], peuvent induire des variations locales dans le temps et dans l'espace. Pour prendre en compte ces phénomènes il faut établir un écart-type relatif à la zone et à la période étudiée afin d'établir un intervalle d'incertitude sur les prévisions de vol. Cette problématique est bien montrée par la figure 2.2 issue des travaux de Throckmorton et al. [46] sur les rentrées atmosphériques de la navette spatiale américaine.

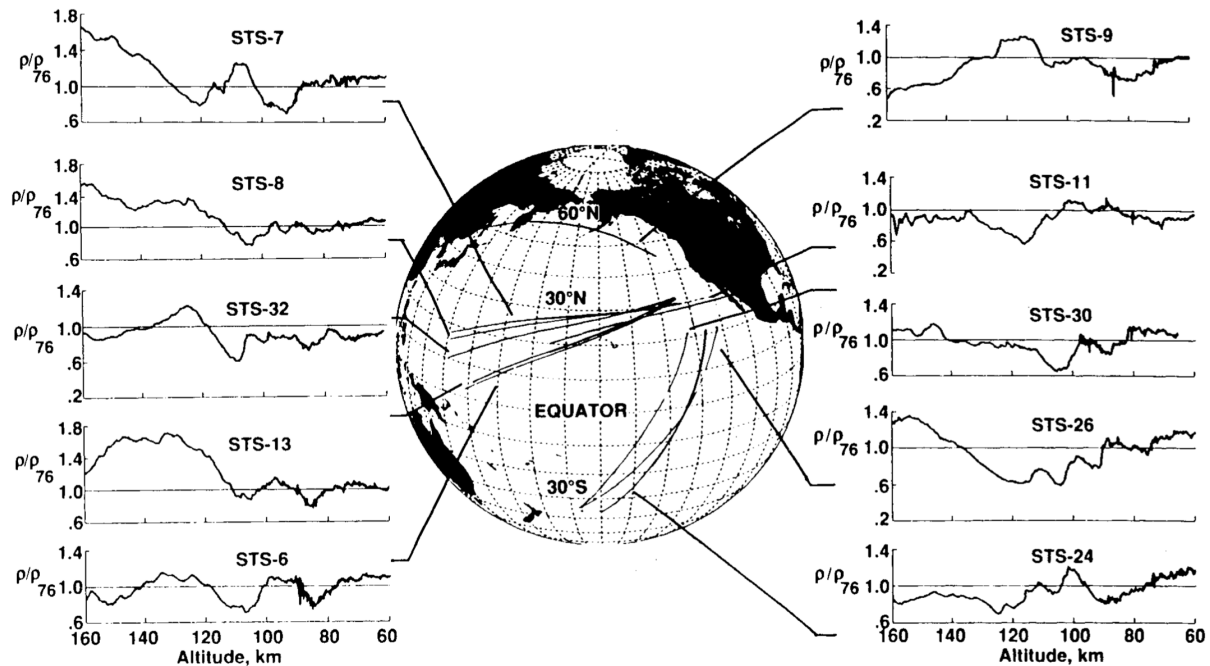
Voici trois exemples de modèles d'atmosphère :

- **1976 U.S. Standard Atmosphere** (abrégé US 76) [50], qui ne prend ni les variations spatiales, ni les variations temporelles. Les paramètres de l'atmosphère dépendent uniquement de l'altitude.
- **MSISE-90** [43], qui prend en compte les variations temporelles suivant plusieurs échelles (annuelle, semi-annuelle, diurne, semi-diurne et tri-diurne), les variations spatiales, ainsi que



les écarts dus aux interactions entre l'activité du soleil et l'atmosphère terrestre.

- **NRLMSISE-00** [44], qui est une mise à jour et une importante amélioration du modèle MSISE-90 pour une altitude supérieure à 80 km. A l'aide des nouvelles mesures faites à hautes altitudes depuis la sortie du modèle MSISE-90, le modèle NRLMSISE-00 permet une meilleure description des phénomènes qui ont lieu dans la thermosphère.



**FIGURE 2.2** – Reconstruction de la masse volumique de l'atmosphère terrestre le long de la trajectoire de rentrée des navettes spatiales américaines (missions STS) à partir des données de vol et comparaison avec le modèle 1976 U.S. Standard Atmosphere, d'après Throckmorton et al. [46]

## 2.2 Équations de conservation

Au cours de cette étude, l'écoulement hypersonique de rentrée atmosphérique est modélisé par le système d'équations de Navier-Stokes [51][25]. Ce système d'équations aux dérivées partielles représente les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Pour la modélisation d'un écoulement de rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, plusieurs hypothèses sont à poser :

- Le gaz qui constitue l'écoulement est newtonien.
- Les forces de pesanteur sont négligeables.
- Le gaz qui constitue l'écoulement est neutre car les mécanismes d'ionisation sont considérés négligeables.
- L'écoulement est composé de plusieurs espèces chimiques. Pour le domaine de température et de pression dans la couche de choc, chaque espèce gazeuse peut être considérée comme thermiquement parfaite.
- Les équations de conservation serviront à décrire l'écoulement uniquement pour les points de vol où l'écoulement est considéré continu ( $Kn \leq 10^{-3}$ ).
- Les effets du rayonnement du gaz sont négligés.

### 2.2.1 Équation de conservation de la masse

Cette équation définit la conservation de la masse pour le mélange gazeux considéré :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.1)$$

Avec  $\rho$  la masse volumique,  $t$  le temps,  $\nabla$  l'opérateur nabla et  $\vec{v}$  la vitesse moyenne du mélange gazeux, définie par :

$$\vec{v} = \frac{\sum_{i=1}^{ns} \rho_i \vec{v}_i}{\rho} \quad (2.2)$$

Avec  $\vec{v}_i$  la vitesse moyenne de l'espèce chimique  $i$ ,  $\rho_i$  la masse volumique de l'espèce chimique  $i$  et  $ns$  le nombre total d'espèces chimiques dans le mélange gazeux. La vitesse moyenne du mélange gazeux peut aussi être appelée vitesse barycentrique.

### 2.2.2 Équation de conservation des espèces chimiques

Comme en hypersonique le gaz qui compose l'écoulement est réactif, il est aussi nécessaire d'étudier la conservation de la masse de chaque chimique  $i$  présente :

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_i \vec{v}_i) = \dot{w}_i \quad (2.3)$$

Avec  $\dot{w}_i$  le taux de production de l'espèce chimique  $i$  dû aux réactions chimiques dans l'écoulement. Lorsqu'un fluide est en mouvement, il se déplace à une vitesse moyenne  $\vec{v}$ . Pour un mélange d'espèces  $i$  différentes, chaque espèce  $i$  a elle-même sa propre vitesse moyenne  $\vec{v}_i$ . La différence entre la vitesse moyenne de l'espèce  $i$  et la vitesse moyenne du mélange gazeux est la vitesse de diffusion  $\vec{V}_i$  de l'espèce  $i$ , définie de la manière suivante :

$$\vec{V}_i = \vec{v}_i - \vec{v} \quad (2.4)$$

Avec  $\vec{V}_i$  le vecteur vitesse de diffusion de l'espèce chimique  $i$ , qui peut s'exprimer ainsi :

$$\vec{J}_i = \rho_i \vec{V}_i = -\rho D_{i,mél} \vec{\nabla} \hat{Y}_i \quad (2.5)$$

$\vec{J}_i$  est le flux de diffusion pour l'espèce  $i$ , exprimé ici à l'aide de la loi de Fick avec  $D_{i,mél}$  le coefficient de diffusion de l'espèce  $i$  dans le mélange et  $\hat{Y}_i$  la fraction massique de l'espèce chimique  $i$ . Cette loi est valable uniquement pour un nombre de Lewis constant (nombre défini après, par l'équation (2.24) page 35). La somme des équations de conservation de toutes les espèces chimiques donne l'équation (2.1) de conservation de la masse de l'écoulement. De cela découlent deux équations importantes pour la conservation de la masse :

$$\sum_{i=1}^{ns} \dot{w}_i = 0 \quad (2.6)$$

$$\sum_{i=1}^{ns} \vec{J}_i = \sum_{i=1}^{ns} \rho_i \vec{V}_i = 0 \quad (2.7)$$

Ces équations permettent de réécrire l'équation (2.3) sous la forme finale suivante :

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_i \vec{v} + \vec{J}_i) = \dot{w}_i \quad (2.8)$$

### 2.2.3 Équation de conservation la quantité de mouvement

Cette équation définit la conservation de la quantité de mouvement pour le mélange gazeux considéré :

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v})}_{\text{convection}} + \underbrace{\vec{\nabla} P}_{\text{gradient de pression}} = \underbrace{\vec{\nabla} \cdot \underline{\underline{\tau}}}_{\text{diffusion visqueuse}} \quad (2.9)$$

Avec  $P$  la pression du mélange et  $\underline{\underline{\tau}}$  le tenseur des contraintes visqueuses.

### 2.2.4 Équation de conservation de l'énergie totale

Cette équation définit la conservation de l'énergie pour le mélange gazeux considéré :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot [(\rho E + p) \vec{v}]}_{\text{convection}} = \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\underline{\underline{\tau}} \cdot \vec{v})}_{\text{travail de } \underline{\underline{\tau}}} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} \quad (2.10)$$

Avec  $E$  l'énergie totale massique du mélange et  $\vec{q}$  un vecteur pour la variation volumique d'énergie due aux flux et aux puissances thermiques (conduction de la chaleur, réactions chimiques exothermiques ou endothermiques, transferts radiatifs...). L'énergie totale massique est composée de l'énergie interne massique  $e$  et de l'énergie cinétique massique.

$$E = e + \frac{v^2}{2} \quad (2.11)$$

## 2.3 Termes de transport

Différentes propriétés de transport apparaissent en approfondissant les équations de conservation : la viscosité dynamique (transfert de la quantité de mouvement), la conductivité thermique (transfert de chaleur) et la diffusivité des espèces (transfert de masse et de chaleur). Au cours de cette partie, des modèles vont être présentés afin d'illustrer ces phénomènes. Pour chaque phénomène il existe de nombreux modèles, mais dans un esprit de synthèse uniquement un ou deux modèles seront présentés à chaque fois. Les modèles présentés correspondent aux modèles utilisés au cours de cette étude.

### 2.3.1 Viscosité dynamique

A l'aide de l'hypothèse de Stokes, le tenseur des contraintes visqueuses  $\underline{\underline{\tau}}$  peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\underline{\underline{\tau}} = \mu \left( \vec{\nabla} \vec{v} + (\vec{\nabla} \vec{v})^T - \frac{2}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \underline{\underline{I}} \right) \quad (2.12)$$

Avec  $\mu$  la viscosité dynamique et  $\underline{I}$  la matrice unité. Par conséquent le tenseur des contraintes visqueuses dépend de la viscosité dynamique. Pour la modélisation de cette propriété, une première approche serait de considérer le mélange gazeux compris dans la couche de choc comme un gaz parfait. Les interactions subies par les particules pourraient alors être représentées par le modèle de Sutherland [13] :

$$\frac{\mu}{\mu_{ref}} = \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \frac{T_{ref} + S}{T + S} \quad (2.13)$$

Avec  $\mu_{ref} = 1,789 \times 10^{-5} Pa.s$ ,  $T_{ref} = 288 K$ ,  $S = 110 K$  et  $T$  la température de l'écoulement. Cependant le domaine de validité de ce modèle est restreint à des écoulements non dissociés et dont la température est comprise entre 200 K et 1500 K. Les écoulements hypersoniques des entrées atmosphériques ne respectant pas ces conditions il vaut mieux ne pas suivre cette approche.

L'un des modèles qui respecte les conditions rencontrées par un écoulement hypersonique est celui d'Armalay et Sutton [52] :

$$\mu = \sum_{s=1}^{ns} \frac{\mu_s}{1 + \frac{\sum_{\substack{k=1 \\ k \neq s}}^{ns} \frac{X_k}{X_s} \left( F_{sk} + \sqrt{\frac{\mu_s}{\mu_k}} \left( \frac{\hat{M}_k}{\hat{M}_s} \right)^{1/4} B_{sk} \right)^2 \left( \frac{\hat{M}_s}{\hat{M}_s + \hat{M}_k} \right) \left( \frac{5}{3A_{sk}} + \frac{\hat{M}_k}{\hat{M}_s} \right)}{\sqrt{8 \left( 1 + \frac{\hat{M}_s}{\hat{M}_k} \right)}} \quad (2.14)$$

Les coefficients  $A_{sk}$ ,  $B_{sk}$  et  $F_{sk}$  sont explicités dans l'annexe A.2 (page 244).  $\mu$  est la viscosité dynamique du mélange gazeux,  $ns$  est le nombre total d'espèces présentes,  $\mu_i$  est la viscosité dynamique de l'espèce gazeuse  $i$ ,  $X_i$  est la fraction molaire de l'espèce  $i$  et  $\hat{M}_i$  est la masse molaire de l'espèce  $i$ .

Cependant la viscosité dynamique de chaque espèce reste à définir. Pour cela le modèle de Blöttner [53] peut être utilisé, avec un domaine de validité allant de 1000 K à 30000 K. Pour le gaz pur composé de l'espèce  $s$ , la viscosité dynamique  $\mu_s$  d'après le modèle de Blöttner est :

$$\mu_s = 0,1 \exp \left[ (A_s^\mu \ln(T) + B_s^\mu) \ln(T) + C_s^\mu \right] \quad (2.15)$$

Les coefficients  $A_s^\mu$ ,  $B_s^\mu$  et  $C_s^\mu$  sont explicités dans l'annexe A.3 (page 245) pour chaque espèce comprise dans l'atmosphère terrestre et celles qui peuvent découler des réactions chimiques. Bien que le modèle de Blöttner soit validé pour des températures comprises entre 1000 K et 30000 K, ses écarts relatifs par rapport au modèle de Sutherland sont inférieurs à 9% si il est utilisé pour des températures comprises entre 300 K et 400 K, et inférieurs à 5% si il est utilisé pour des températures comprises entre 400 K et 1000 K.

### 2.3.2 Conductivité thermique et capacité thermique massique

Dans le terme  $\vec{q}$  de l'équation de la conservation de l'énergie totale (2.10) apparaît la quantité d'énergie thermique échangée par le phénomène de conduction thermique. Ce flux de conduction

thermique  $\vec{q}_{conduction}$  est modélisé par la loi de Fourier [54] :

$$\vec{q}_{conduction} = -\lambda \vec{\nabla} T \quad (2.16)$$

Avec  $\lambda$  la conductivité thermique du gaz et  $T$  la température. Pour modéliser la conductivité thermique, l'une des possibilités est l'utilisation du nombre de Prandtl  $Pr$  :

$$\lambda = \frac{\mu C_p}{Pr} \quad (2.17)$$

Avec  $\lambda$  la conductivité thermique globale du mélange gazeux,  $\mu$  la viscosité dynamique et  $C_p$  la capacité thermique du mélange gazeux à pression constante. Le nombre de Prandtl  $Pr$  exprime le rapport entre la viscosité cinématique du fluide et sa diffusivité thermique. Cette approche repose sur l'hypothèse d'un nombre de Prandtl connu. Pour les conditions rencontrées au cours d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, la valeur du nombre de Prandtl varie dans la littérature entre 0,7 et 0,75. Dans le cadre de cette étude le nombre de Prandtl sera égal à 0,72 dans tout l'écoulement.

La capacité thermique à pression constante  $C_p$  reste à déterminer. Ce terme est particulièrement important car il porte les spécificités de la modélisation gaz réel en étant représentatif de l'équilibre thermique pour les modes translation, rotation et vibration (le mode électronique est supposé négligeable au cours de cette étude). Pour la suite de cette partie, la capacité thermique massique est définie pour un mélange gazeux à l'équilibre thermique et chimiquement figé sur une composition chimique donnée. Dans ces conditions elle est définie par  $C_{p_{eq,fg}}$  et ne comporte pas une contribution due aux réactions chimiques.

$$C_{p_{eq,fg}} = C_{v_{eq,fg}} + \frac{R}{\hat{M}} \quad (2.18)$$

$$C_{v_{eq,fg}} = \sum_{s=1}^{ns} \hat{Y}_s C_{v_{t,s}} + \sum_{m=1}^{nm} \hat{Y}_m (C_{v_{r,m}} + C_{v_{v,m}}) \quad (2.19)$$

Avec  $C_{v_{eq,fg}}$  la capacité thermique massique pour un mélange gazeux de volume constant à l'équilibre thermique et chimiquement figé sur une composition chimique donnée,  $R$  la constante universelle des gaz parfaits,  $\hat{M}$  la masse molaire du mélange,  $C_{v_{mode,i}}$  la capacité thermique massique à volume constant pour le mode  $mode$  ( $t$  pour translation,  $r$  pour rotation et  $v$  pour vibration) de l'espèce  $i$ ,  $\hat{Y}_i$  la fraction massique de l'espèce  $i$ ,  $ns$  le nombre d'espèces chimiques dans le mélange et  $nm$  le nombre d'espèces moléculaires dans le mélange. Les termes  $C_{v_{mode,i}}$  s'écrivent de la manière suivante :

$$C_{v_{t,s}} = \frac{3}{2} \frac{R}{\hat{M}_s} \quad (2.20)$$

$$C_{v_{r,m}} = \frac{R}{\hat{M}_m} \quad (2.21)$$

$$C_{v_{v,m}} = \frac{R}{\hat{M}_m} \left( \frac{\theta_{v,m}}{T} \right)^2 e^{\theta_{v,m}/T} \left( e^{\theta_{v,m}/T} - 1 \right)^{-2} \quad (2.22)$$

$\theta_{v,m}$  est la température caractéristique de vibration de la molécule  $m$ . Concernant les espèces moléculaires rencontrées lors d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre :

- $\theta_{v,N_2} = 3390 \text{ K}$  pour le diazote  $N_2$ ,
- $\theta_{v,O_2} = 2270 \text{ K}$  pour le dioxygène  $O_2$ ,
- $\theta_{v,NO} = 2743 \text{ K}$  pour le monoxyde d'azote  $NO$ .

Pour le mode vibrationnel, l'expression repose sur le modèle de l'oscillateur harmonique à nombre infini de niveaux de vibration [18].

### 2.3.3 Flux de diffusion massique

Comme déjà évoqué dans la partie précédente 2.2.2 sur l'équation de conservation des espèces chimiques, chaque espèce chimique  $i$  du mélange gazeux a une vitesse de diffusion  $\vec{V}_i$ , qui peut être exprimée à l'aide de la loi de Fick :

$$\rho_i \vec{V}_i = -\rho D_{i,mél} \vec{\nabla} \hat{Y}_i \quad (2.23)$$

Cette définition du flux de diffusion dépend du coefficient de diffusion  $D_{i,mél}$  de l'espèce  $i$  dans le mélange. Au cours de cette étude, le coefficient de diffusion est déterminé à l'aide du nombre de Lewis  $Le$  défini par l'équation :

$$Le = \frac{D_{i,mél}}{\alpha_i} = \frac{\rho_i C p_i D_{i,mél}}{\lambda_i} \quad (2.24)$$

Le nombre adimensionné de Lewis est le rapport entre le transport d'énergie dû à la diffusion massique et la conduction thermique. Dans la littérature, pour un écoulement d'air à l'équilibre, sa valeur est comprise entre 1,0 pour les zones de compression dans le choc et 1,4 pour les zones de détente. Une valeur constante dans tout le domaine de calcul sera employée au cours de cette étude.

## 2.4 Équations de la cinétique chimique

### 2.4.1 Taux de production chimique

Soit (r) une réaction chimique écrite sous la forme générale :



Avec  $A_s^{(r)}$  une espèce chimique du gaz considéré,  $\nu_s^{(r)}$  le coefficient stœchiométrique pour le réactif  $A_s^{(r)}$ ,  $\nu_s^{\prime\prime(r)}$  le coefficient stœchiométrique pour le produit  $A_s^{(r)}$ . Par convention, les coefficients stœchiométriques des réactifs et des produits sont comptés positifs. De plus, le coefficient stœchiométrique  $\nu_s^{(r)}$  (resp.  $\nu_s^{\prime\prime(r)}$ ) sera nul si le composé  $A_s^{(r)}$  n'intervient pas dans les réactifs (resp. dans les produits) de la réaction étudiée. Les espèces qui demeurent inchangées au cours d'une réaction chimiques sont appelées « catalyseurs ».

### Mise en équation du taux de production pour une espèce donnée dans un ensemble de réactions chimiques

Le taux de production d'une espèce chimique définit le taux de production ou de destruction d'une espèce par unité de temps pour une cinétique chimique décrite par un ensemble de réactions

chimiques. Pour une espèce donnée  $A_s^{(r)}$ , le taux de production pour une réaction  $(r)$  s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{d[A_s^{(r)}]}{dt} = \underbrace{\left(\frac{d[A_s^{(r)}]}{dt}\right)_{\text{sens direct}}}_{\text{destruction}} + \underbrace{\left(\frac{d[A_s^{(r)}]}{dt}\right)_{\text{sens inverse}}}_{\text{production}} \quad (2.26)$$

$$\left(\frac{d[A_s^{(r)}]}{dt}\right)_{\text{sens direct}} = (\nu_s''^{(r)} - \nu_s'^{(r)})k_f^{(r)} \prod_{i=1}^{ns} [A_i^{(r)}]^{\nu_i'^{(r)}} \quad (2.27)$$

$$\left(\frac{d[A_s^{(r)}]}{dt}\right)_{\text{sens inverse}} = (\nu_s'^{(r)} - \nu_s''^{(r)})k_b^{(r)} \prod_{i=1}^{ns} [A_i^{(r)}]^{\nu_i''^{(r)}} \quad (2.28)$$

Avec  $k_f^{(r)}$  (resp.  $k_b^{(r)}$ ) représente la constante de vitesse directe (resp. inverse) de la réaction  $(r)$  et  $[A_s^{(r)}]$  la concentration molaire du composé  $A_s^{(r)}$ . Si le composé  $A_s^{(r)}$  intervient dans plusieurs réactions chimiques, alors le taux de production globale  $\dot{w}_s$  de l'espèce  $s$  s'écrit :

$$\dot{w}_s = \sum_{r=1}^{nr} \dot{w}_s^{(r)} = \hat{M}_s \sum_{r=1}^{nr} \frac{d[A_s^{(r)}]}{dt} \quad (2.29)$$

$$= \hat{M} \sum_{r=1}^{nr} (\nu_s''^{(r)} - \nu_s'^{(r)}) \left( k_f^{(r)} \prod_{i=1}^{ns} [A_i^{(r)}]^{\nu_i'^{(r)}} - k_b^{(r)} \prod_{i=1}^{ns} [A_i^{(r)}]^{\nu_i''^{(r)}} \right) \quad (2.30)$$

$$= \hat{M} \sum_{r=1}^{nr} (\nu_s''^{(r)} - \nu_s'^{(r)}) \left( k_f^{(r)} \prod_{i=1}^{ns} \left( \frac{\rho_i}{\hat{M}_i} \right)^{\nu_i'^{(r)}} - k_b^{(r)} \prod_{i=1}^{ns} \left( \frac{\rho_i}{\hat{M}_i} \right)^{\nu_i''^{(r)}} \right) \quad (2.31)$$

Avec  $nr$  le nombre total de réactions chimiques,  $ns$  le nombre total d'espèces chimiques et  $\hat{M}$  la masse molaire (à ne pas confondre avec  $M$  le nombre de Mach). Les deux éléments clés de cette formulation du taux de production globale sont les vitesses des réactions directes  $k_f^{(r)}$  et inverses  $k_b^{(r)}$ .

### Estimation de la vitesse de réaction avec la loi d'Arrhenius

Pour qu'une réaction ait lieu, il faut que l'énergie mise en jeu au cours de la collision dépasse une valeur seuil appelée « énergie d'activation »  $E_a$ . Il a été montré que les vitesses de réaction peuvent être modélisées sous la forme d'une loi de type Arrhenius qui dépend de la température :

$$k_f = A_f T_a^{B_f} e^{-\frac{\theta_f}{T_a}} \quad (2.32)$$

$$k_b = A_b T_a^{B_b} e^{-\frac{\theta_b}{T_a}} \quad (2.33)$$

Avec  $A_f$ ,  $B_f$ ,  $\theta_f$ ,  $A_b$ ,  $B_b$ ,  $\theta_b$  les coefficients des réactions étudiées. Ces coefficients dépendent de la réaction étudiée mais sont indépendants de la température. La température  $T_a$  est représentative des modes qui contribuent au processus réactionnel. Elle est généralement égale à la température

de translation, sauf pour les réactions de dissociation et de recombinaison où alors  $T_a$  doit être représentative des effets de la température de translation et de la température de vibration.

Les valeurs des coefficients de la loi d'Arrhenius pour les réactions chimiques viennent généralement d'études expérimentales. Pour cela les expérimentateurs utilisent des tubes à choc pour élever le gaz à haute température et provoquer la dissociation des molécules. Ils mesurent ainsi l'augmentation de la concentration (ou de la masse volumique) d'un composé au cours du temps, soit par une méthode utilisant un faisceau d'électrons, soit par une étude de son spectre d'absorption ou d'émission. Ils déduisent alors les constantes de vitesse des réactions correspondantes. L'estimation des vitesses directe et inverse d'une réaction est liée à l'estimation de l'équilibre chimique. Dans certains cas les vitesses directes et inverses sont toutes les deux estimées expérimentalement. Cependant, à cause des incertitudes des mesures, la constante d'équilibre chimique déduite expérimentalement n'est pas rigoureusement égale à la constante d'équilibre théorique. Dans d'autres cas, uniquement la vitesse directe ou inverse est estimée expérimentalement, la vitesse complémentaire est alors déduite théoriquement à l'aide de la constante d'équilibre. L'approximation d'une thermodynamique réversible de la cinétique chimique doit alors être posée pour ce calcul.

### Données bibliographiques sur la cinétique chimique de l'atmosphère terrestre

Il existe de nombreux modèles sur la cinétique chimique de l'air issus de différentes campagnes de mesures. Ces derniers spécifient les espèces présentes, les réactions chimiques identifiées et pour chacune d'elles une vitesse de réaction directe et inverse.

Avant de présenter quelques modèles, il est important d'évoquer les incertitudes sur les constantes de vitesse. Premièrement il ne faut pas oublier que les données viennent en partie d'expériences. Les processus chimiques étudiés sont complexes et certaines réactions sont difficiles à mesurer, voire même à identifier. De plus le domaine de température couvert lors des mesures expérimentales est relativement restreint. L'interpolation des points expérimentaux n'est donc valable que sur la plage de température des mesures. Le manque de données expérimentales oblige à utiliser les lois estimées en dehors de leur domaine de validité.

Quelques exemples de modèles de cinétique chimique appliquée à l'atmosphère terrestre sont présentés ci-dessous. Lorsque les modèles n'étaient pas initialement écrits sous la forme d'une loi d'Arrhenius, ils ont été interpolés et ré-écrits sous cette forme.

- Le modèle de Gardiner [55] : ce modèle est basé sur une chimie à 5 espèces et 17 réactions. Le modèle de Gardiner modélise une cinétique plus lente que les autres modèles connus, cela a pour conséquence de surestimer les flux de chaleur au cours d'une rentrée atmosphérique. Les coefficients sont présentés dans le tableau B.1 des annexes (page 248).
- Le modèle de Park [26] (1993) : ce modèle est basé sur une chimie à 13 espèces et 49 réactions. Les coefficients pour les 5 espèces et 17 réactions chimiques étudiées au cours de ces travaux sont présentés dans le tableau B.3 des annexes (page 250).
- Le modèle de Moss [56] : ce modèle est basé sur une chimie à 5 espèces et 17 réactions, il a notamment été utilisé par Shinn et al. [3] pour l'étude des premiers vols de la navette spatiale américaine Columbia. Les coefficients sont présentés dans le tableau B.2 des annexes (page 249).



- Le modèle de Shatalov [57] : ce modèle est basé sur une chimie à 7 espèces et 39 réactions. Les coefficients pour 5 espèces et 17 réactions chimiques étudiées au cours de ces travaux sont présentés dans le tableau B.4 des annexes (page 251).

Afin de visualiser les écarts entre les différents modèles, les vitesses des réactions de dissociation du  $O_2$  ont été tracées pour chaque modèle dans la figure B.1 de l'annexe B.5. Le fait que le modèle de Gardiner soit globalement plus lent que les autres modèles y est observable.

## 2.4.2 Propriété catalytique d'un matériau

Pour modéliser ces phénomènes pariétaux un coefficient de recombinaison  $\gamma$  a été défini (à ne pas confondre avec  $\gamma_L$  le coefficient de Laplace) :

$$\gamma = \frac{\text{flux d'atomes qui sont recombinés}}{\text{flux total d'atomes percutant la surface}} \quad (2.34)$$

Le coefficient de recombinaison  $\gamma$  varie entre 0 pour une surface non catalytique, et 1 pour une surface totalement catalytique. La valeur du coefficient de recombinaison dépend essentiellement de la température de la surface et de la pression du gaz environnant, comme le montre Panerai et al. [34] pour le matériau composite  $C/SiC$ . Par conséquent, pour une pression fixée, le coefficient de recombinaison va lentement augmenter avec la température (mécanisme E-R), puis plus rapidement avec la température (mécanisme L-R) pour finalement décroître (désorption) si la température continue d'augmenter, comme l'explique Reggiani et al. [40].

Des auteurs dont Balat et al. [58][33] ont eu une approche plus fine de la catalycité, en conjuguant une approche sur les mécanismes chimiques (en mesurant la concentration des espèces à la surface) et une approche thermique afin d'évaluer la quantité réelle d'énergie transmise à la paroi. Ces études ont permis d'estimer les effets de l'accommodation de l'énergie à la paroi à l'aide du coefficient  $\beta$  :

$$\beta = \frac{\text{énergie transmise à la paroi}}{\text{énergie totale de recombinaison}} \quad (2.35)$$

Le coefficient d'accommodation  $\beta$  varie entre 0 pour une non accommodation, et 1 pour une accommodation totale. Ce coefficient d'accommodation est souvent supposé égal à 1, mais des études comme celles de Balat et al. [58][33] ont montré que ce n'était pas le cas. La mise en place du coefficient d'accommodation permet de faire la nuance entre le coefficient effectif et macroscopique de recombinaison  $\gamma_{eff}$ , qui est mesuré expérimentalement, et le coefficient de recombinaison réel  $\gamma$  :

$$\gamma_{eff} = \beta\gamma \quad (2.36)$$

Derrière le coefficient de recombinaison qui varie entre 0 et 1, il y a la notion de vitesse des réactions chimiques de recombinaison. En effet fixer le niveau de catalycité d'une paroi revient à imposer les vitesses des réactions de recombinaison à sa surface. Pour cela deux équations ont déjà été mises en place, comme le résume Barbante et al. [25]. La première équation est basée sur une distribution de Maxwell pour les atomes qui viennent se recombiner à la paroi :

$$k_i = \gamma_i \sqrt{\frac{k_B T_s N_A}{2\pi \hat{M}_i}} \quad (2.37)$$

La deuxième équation est basée sur la méthode de Chapman-Enskog plus rigoureusement représentative de la réalité, notamment pour un faible nombre de Knudsen et de petits écarts par rapport à l'équilibre thermique :

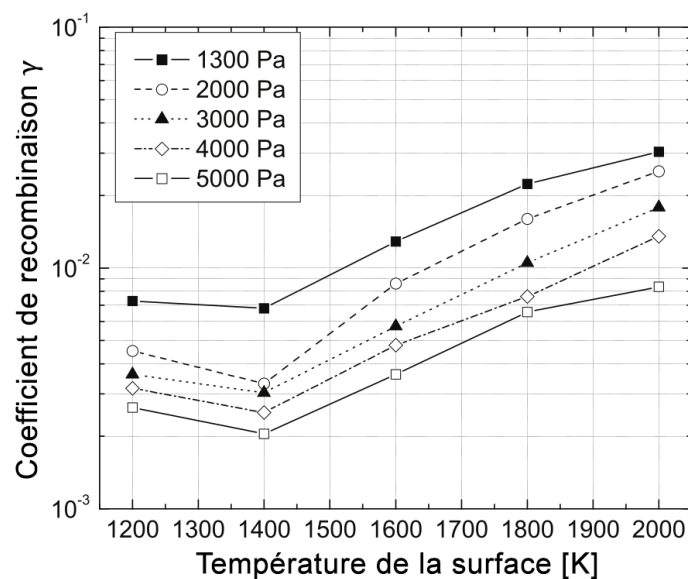
$$k_i = \frac{2\gamma_i}{2 - \gamma_i} \sqrt{\frac{k_B T_s N_A}{2\pi \hat{M}_i}} \quad (2.38)$$

Avec  $k_i$  la vitesse de la réaction de recombinaison de l'espèce  $i$ ,  $\gamma_i$  la catalycité macroscopique de l'espèce  $i$ ,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_s$  la température à la surface de la paroi étudiée,  $M_i$  la masse molaire de l'espèce  $i$  et  $N_A$  le nombre d'Avogadro.

### Modèles pour le coefficient de recombinaison

Plusieurs modèles pour le coefficient de recombinaison de matériaux composites existent et ont déjà été testés par rapport à des mesures en vol ou en soufflerie. Pour les véhicules de rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre et ayant pour vocation d'être réutilisables, les recherches se sont portées sur les matériaux composites avec une matrice en carbone ou en carbure de silicium. Au-delà de leurs propriétés mécaniques, ces matériaux sont particulièrement intéressants pour leur importante émissivité, leur comportement face à l'oxydation et leur faible catalycité [34]. Les modèles présentés ci-dessous sont le fruit des études pour les protections thermiques de l'ESA pour l'IXV et de la NASA pour leurs véhicules. Bien que ce ne soient pas les mêmes matériaux, ils ont des comportements similaires et sont représentatifs des faibles niveaux de catalycité que les industriels et les agences spatiales arrivent à obtenir aujourd'hui. Ces équations s'appuient sur la nomenclature suivante :  $T_s$  représente la température de la surface et le coefficient  $\gamma_i$  représente le coefficient macroscopique de recombinaison de l'espèce chimique  $i$ .

- Le modèle de Panerai [34], pour le matériau *C/SiC SepcarbInox*<sup>®</sup> L6 d'ArianeGroup utilisé à la surface des protections thermiques de l'intrados de l'IXV [8]. Pour cette modélisation de la catalycité, l'oxygène *O* et l'azote *N* ont le même coefficient de recombinaison :



**FIGURE 2.3** – Coefficient de recombinaison de l'oxygène *O* et de l'azote *N* à la surface du SepcarbInox<sup>®</sup> L6 *C/SiC* (ArianeGroup), en fonction de la température et pour des pressions fixées, d'après Panerai et al. [34]

- Le modèle de Scott de 1980 [59], pour la couche RCG (ReactionCured Glass) qui était à la surface des protections thermiques HRSI (High-temperature Reusable Surface Insulation) [39] de l'intrados de la navette spatiale américaine :

$$\gamma_N = 0,0714e^{-2219/T_s} \quad \text{avec} \quad 1090 \text{ K} < T_s < 1670 \text{ K} \quad (2.39)$$

$$\gamma_O = 16e^{-10271/T_s} \quad \text{avec} \quad 1400 \text{ K} < T_s < 1650 \text{ K} \quad (2.40)$$

- Le modèle de Scott [31] repris par Bruno en 1989 [60] :

$$\gamma_N = 0,071e^{-2219/T_s} \quad \text{avec} \quad 1090 \text{ K} < T_s < 1670 \text{ K} \quad (2.41)$$

$$\gamma_O = 0,00941e^{-658,9/T_s} \quad \text{avec} \quad 1400 \text{ K} < T_s < 1650 \text{ K} \quad (2.42)$$

- Le modèle de Stewart [61], pour le matériau RCG (Reaction Cured Glass) qui était à l'étude pour la mission AFE (Aeroassist Flight Experiment) de la NASA :

$$\begin{cases} \gamma_N = 1,1 \times 10^{-3} & \text{avec} \quad T_s \leq 1307 \text{ K} \\ \gamma_N = 100e^{-14871/T_s} & \text{avec} \quad 1307 \text{ K} < T_s < 1580 \text{ K} \\ \gamma_N = 6,2 \times 10^{-6}e^{12100/T_s} & \text{avec} \quad 1580 \text{ K} < T_s < 1845 \text{ K} \end{cases} \quad (2.43)$$

$$\begin{cases} \gamma_O = 1,4 \times 10^{-3}e^{-560/T_s} & \text{avec} \quad T_s \leq 926 \text{ K} \\ \gamma_O = 1,75e^{-6833/T_s} & \text{avec} \quad 926 \text{ K} < T_s < 1580 \text{ K} \\ \gamma_O = 39 \times 10^{-9}e^{21410/T_s} & \text{avec} \quad 1580 \text{ K} < T_s < 1845 \text{ K} \end{cases} \quad (2.44)$$

Les effets de la recombinaison de l'oxygène  $O$  et de l'azote  $N$  en monoxyde d'azote  $NO$  sur les transferts de chaleur à la paroi sont négligeables par rapport aux effets des recombinaisons de l'oxygène  $O$  et de l'azote  $N$ . Dans ces conditions cette réaction de recombinaison a été négligée lors de la constitution des quatre modèles présentés ci-dessus.

## 2.5 Modélisation du flux de chaleur à la paroi

Le flux de chaleur est une donnée fondamentale pour l'étude d'un véhicule de rentrée atmosphérique. De l'estimation du flux de chaleur va dépendre le dimensionnement, le choix et l'agencement des matériaux dans les protections thermiques, ainsi que la trajectoire du véhicule de rentrée. L'objectif pendant une étude aérothermodynamique est de s'assurer que le véhicule et sa charge utile puissent supporter la charge thermique qui leur est appliquée.

### IMPORTANT

Avant de présenter la modélisation des différents mécanismes physico-chimiques intervenant dans l'estimation du flux de chaleur échangé à la paroi, deux points doivent être précisés. Il est demandé au lecteur de bien noter ces éléments car ils structurent la suite du document.

### Système modélisé :

Ce chapitre a pour objectif de présenter une recherche bibliographique sur la modélisation d'un écoulement hypersonique au cours d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, avec une attention particulière portée à la modélisation du flux de chaleur échangé à la paroi. Par conséquent, dans ce chapitre le système modélisé est l'écoulement. Lorsqu'un flux de chaleur à la paroi du corps de rentrée a une valeur négative, c'est que l'écoulement cède de l'énergie à la paroi, donc que le corps de rentrée est chauffé par l'écoulement.

Cependant, ces travaux de thèse s'appuient sur deux approches complémentaires pour l'étude des flux de chaleur à la paroi. Dans la deuxième approche, appelée « problème inverse de conduction de la chaleur », le système modélisé est la paroi du corps de rentrée. Ainsi, lors de la modélisation des flux de chaleur par méthode inverse, un flux de chaleur de valeur positive implique que la paroi se réchauffe, et une valeur négative que cette dernière se refroidit.

Afin de faciliter la présentation des présents travaux il a été décidé d'utiliser pour tout le document, à l'exception de ce chapitre, la paroi du corps de rentrée comme système de référence. Pour rester cohérent avec la littérature sur les écoulements hypersoniques, les modélisations présentées dans ce chapitre gardent exceptionnellement l'écoulement comme système de référence. Mais dans tous les autres chapitres la paroi est le système de référence, où un flux de chaleur positif induit un réchauffement de la paroi et inversement si la valeur est négative.

### Nomenclature des flux de chaleur :

Le chapitre 1 a mis en avant plusieurs mécanismes physico-chimiques intervenant dans l'estimation du flux de chaleur à la paroi d'un corps de rentrée. Ces mécanismes sont récapitulés dans la figure 2.4. La terminologie utilisée pour définir ces contributions au flux de chaleur total n'est pas la même si l'étude est abordée par un.e thermicien.ne ou par un.e aérothermodynamicien.ne. Afin d'éviter des confusions entre la terminologie de chaque domaine, il a été décidé d'en fixer une seule pour tout le document. Voici la nomenclature des flux de chaleur utilisée tout au long de ces travaux :

- $q_{convection}$  : Flux de chaleur dû au phénomène de convection entre l'écoulement et la paroi.
- $q_{diffusion}$  : Puissance thermique surfacique générée par les réactions chimiques de recombinaison des espèces atomiques à la paroi. Ce terme est calculé à partir du flux de diffusion massique des espèces atomiques allant se recombiner à la paroi. Afin de rester cohérent avec la littérature en aérothermodynamique, ce flux de chaleur est nommé  $q_{diffusion}$ . Lors de ce document, le terme diffusion isolé fait référence à la diffusion massique, et jamais à la diffusion thermique.
- $q_{convecto-diffusif}$  : Ce terme est la somme du flux de chaleur convectif  $q_{convection}$  et de la puissance thermique surfacique  $q_{diffusion}$  due à la diffusion massique des espèces se recombinant à la paroi. Par abus de langage, au cours des présents travaux ce terme total est qualifié de flux de chaleur, même si une partie de ce terme est une puissance thermique surfacique.

- $q_{transferts\ radiatifs}$  : Le flux de chaleur dû aux transferts radiatifs représente le flux de chaleur net radiatif. Il est la somme du transfert de chaleur radiatif de la paroi vers l'environnement extérieur et du transfert de chaleur radiatif de l'environnement extérieur vers la paroi.
- $q_{net}$  : Le flux de chaleur net est le bilan à la surface de la paroi des flux de chaleur reçus et perdus. Ce flux de chaleur net est aussi égal au flux de chaleur de conduction à la surface de la paroi. Dans le cadre d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, le flux de chaleur net est la somme des contributions présentées ci-dessus [18] :

$$q_{net} = \underbrace{q_{convection} + q_{diffusion}}_{q_{convecto-diffusif}} + q_{transferts\ radiatifs} \quad (2.45)$$

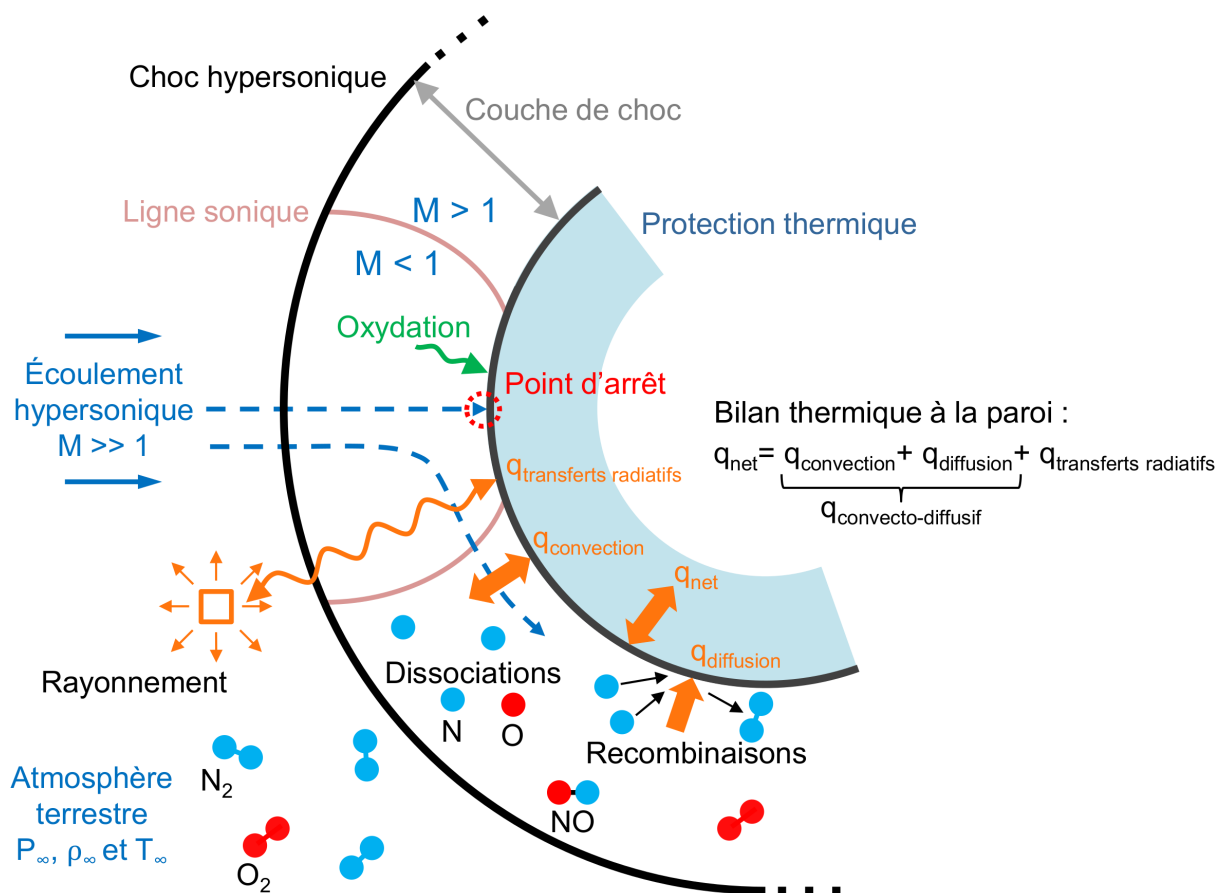


FIGURE 2.4 – Schéma récapitulatif des phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc d'un écoulement hypersonique autour d'un corps émoussé, au cours d'une rentrée atmosphérique depuis une orbite basse terrestre - les flèches oranges représentent les transferts de chaleur pris en compte au cours de cette étude

### 2.5.1 Flux de chaleur de convection

Le flux de chaleur dû au phénomène de convection  $q_{convection}$  du gaz vers la paroi est modélisé de la manière suivante :

$$q_{convection} = h(T_{paroi} - T_{gaz}) \quad (2.46)$$

$$= -\lambda \vec{\nabla} T_{gaz} \cdot \vec{n}_{paroi} \quad (2.47)$$

Avec  $h$  le coefficient de transfert thermique local,  $T_{paroi}$  la température de la paroi,  $T_{gaz}$  la température du gaz juste en amont de la paroi,  $\lambda$  la conductivité thermique du gaz à la paroi et  $\vec{n}_{paroi}$  un vecteur unitaire normal à la paroi. L'équation (2.47) est une modélisation du flux de chaleur de convection par la loi de Fourier [54].

### 2.5.2 Flux de chaleur dû au flux de diffusion massique

Le flux de chaleur dû au flux de diffusion massique  $q_{diffusion}$  concerne le flux de chaleur dû à la diffusion massique des espèces atomiques venant se recombinaer à la paroi. Si une paroi est non catalytique, il n'y aura aucune interaction chimique, donc aucun transfert de chaleur dû au flux de diffusion massique. À l'inverse, plus la paroi sera catalytique et plus le flux de chaleur dû au flux de diffusion massique sera important. Ce flux de chaleur peut être modélisé ainsi [25] :

$$q_{diffusion} = \sum_{i=1}^{ns} h_i \rho_i \vec{V}_i \cdot \vec{n}_{paroi} = - \sum_{i=1}^{ns} h_i \rho D_{i,mél} \vec{\nabla} \hat{Y}_i \cdot \vec{n}_{paroi} \quad (2.48)$$

$$\text{avec } h_i = h_f^0(i) + \int_{T_{ref}}^T C_{p_i} dT \quad (2.49)$$

Avec  $\rho_i$  la masse volumique de l'espèce  $i$ ,  $h_i$  l'enthalpie spécifique de l'espèce  $i$ ,  $\vec{V}_i$  la vitesse de diffusion massique de l'espèce  $i$ ,  $\rho$  la masse volumique du mélange gazeux,  $D_{i,mél}$  le coefficient de diffusion massique de l'espèce  $i$  dans le mélange gazeux,  $\hat{Y}_i$  la fraction massique de l'espèce  $i$ ,  $h_f^0(i)$  l'enthalpie spécifique de formation de l'espèce  $i$ ,  $T_{ref}$  la température de référence égale à 298,15 K et  $C_{p_i}$  la capacité thermique à pression constante de l'espèce  $i$  définie par l'équation (2.18) à l'équilibre thermique. Les valeurs de l'enthalpie spécifique de formation du  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$  et  $O$  sont présentées dans le tableau 2.1.

Espèce	$h_f^0$ [ $J.kg^{-1}$ ]
$N_2$	0
$O_2$	0
$NO$	$2,992 \times 10^6$
$N$	$3,359 \times 10^7$
$O$	$1,541 \times 10^7$

TABLE 2.1 – Enthalpie spécifique de formation des espèces présentes dans l'air [18]

Pour estimer le flux de diffusion massique des espèces chimiques qui viennent se recombinaer à la paroi et faire le lien avec la catalycité de la paroi, il est nécessaire de supposer le bilan massique suivant : les flux de diffusion massique des particules se recombinaer à la paroi sont compensés

par les réactions chimiques à la paroi. En prenant l'exemple de la recombinaison de l'oxygène atomique  $O$ , le flux de diffusion massique d'oxygène  $O$  venant se recombiner à la paroi est égal au taux de formation de dioxygène  $O_2$  dû à la catalycité de la paroi. Par conséquent, pour une paroi partiellement catalytique et pour le schéma réactionnel simplifié de recombinaison  $X + X \rightarrow X_2$ , les flux massiques des espèces chimiques  $X$  et  $X_2$  à la paroi sont définis par :

$$\rho_X \vec{V}_X \cdot \vec{n}_{paroi} = -\rho_{X_2} \vec{V}_{X_2} \cdot \vec{n}_{paroi} \quad (2.50)$$

$$= -k_X \rho_X \quad (2.51)$$

Avec  $k_X$  la vitesse de la réaction chimique de recombinaison pour l'espèce  $X$  associée à la catalycité de la paroi. En injectant l'équation (2.37) dans le cadre du modèle de Maxwell (voir partie 2.4.2) dans l'équation (2.51), puis en réinjectant l'ensemble dans l'équation (2.48), le flux de chaleur dû à la diffusion massique pour le schéma réactionnel simplifié de recombinaison  $X + X \rightarrow X_2$  est :

$$q_{diffusion} = (h_{X_2} - h_X) \rho_X \gamma_X \sqrt{\frac{k_B T_s N_A}{2\pi \hat{M}_X}} \quad (2.52)$$

En injectant l'équation (2.38) dans le cadre du modèle de Chapman-Enskog (voir partie 2.4.2) dans l'équation (2.51), puis en réinjectant l'ensemble dans l'équation (2.48), le flux de chaleur dû à la diffusion massique pour le schéma réactionnel simplifié de recombinaison  $X + X \rightarrow X_2$  est :

$$q_{diffusion} = (h_{X_2} - h_X) \rho_X \frac{2\gamma_X}{2 - \gamma_X} \sqrt{\frac{k_B T_s N_A}{2\pi \hat{M}_X}} \quad (2.53)$$

Avec  $\gamma_X$  la catalycité macroscopique de l'espèce  $X$  à la paroi,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_s$  la température à la surface de la paroi étudiée,  $\hat{M}_X$  la masse molaire de l'espèce  $X$  et  $N_A$  le nombre d'Avogadro. Pour l'étude de l'air, comme l'enthalpie spécifique de formation du  $NO$  est environ 11 fois plus faible et environ 5 fois plus faible que respectivement l'enthalpie spécifique de formation du  $N$  et du  $O$ , le flux de chaleur dû à la diffusion massique du  $NO$  peut être négligé par rapport aux flux de chaleur dus à la diffusion massique du  $N$  et du  $O$ . C'est notamment pour cette raison que les modèles de catalycité présentés dans la partie 2.4.2 ne modélisent que les effets de la recombinaison du  $N$  en  $N_2$  et du  $O$  en  $O_2$ .

### 2.5.3 Flux de chaleur dû aux transferts radiatifs

Le flux de chaleur dû aux transferts radiatifs est la somme du flux de chaleur radiatif de la paroi du corps de rentrée vers l'environnement extérieur, appelé refroidissement radiatif de la paroi, et du flux de chaleur radiatif de l'environnement extérieur vers la paroi. Ces deux contributions peuvent être estimées par une approche simple basée sur la loi de Stefan-Boltzmann, présentée par l'équation (2.54). Dans le cadre de cette étude, l'absence de données plus complètes sur les matériaux des protections thermiques n'a pas permis de mettre en place une modélisation plus approfondie des transferts radiatifs.

$$q_{transferts\ radiatifs} = \underbrace{\varepsilon(T_p)\sigma T_p^4}_{\text{refroidissement radiatif}} - \varepsilon(T_p)\sigma T_\infty^4 = \varepsilon(T_p)\sigma(T_p^4 - T_\infty^4) \quad (2.54)$$

Avec  $q_{transferts\ radiatifs}$  le flux de chaleur dû aux transferts radiatifs,  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann,  $\varepsilon$  l'émissivité du matériau à la surface de la paroi,  $T_p$  la température de la paroi et  $T_\infty$  la température de l'atmosphère à l'infini amont. L'émissivité est une propriété qui dépend de la température et de l'état de surface (une oxydation de la paroi peut faire varier l'émissivité par exemple). Cette équation s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- La paroi du corps de rentrée est modélisée comme un corps gris, dont l'émissivité et l'absorptivité sont égales.
- Pour un rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, caractérisée par une vitesse inférieure à  $8000\ m.s^{-1}$  à  $100\ km$  d'altitude, le flux de chaleur radiatif émis par la couche de choc vers la paroi représente au maximum quelques pourcents du flux de chaleur total incident [16]. Dans ces conditions la couche de choc est considérée comme un milieu transparent.
- L'environnement extérieur à l'infini amont (atmosphère, surface de la Terre, Soleil, nuages...) est considéré comme un corps noir à la même température que l'atmosphère  $T_\infty$ .
- Dans ce chapitre, le système de référence est l'écoulement, donc le refroidissement radiatif de la paroi est positif. Dans les autres chapitres, où le système de référence est la paroi, ce terme est négatif.

Pour des vitesses de rentrée plus importantes, supérieures à  $8000\ m.s^{-1}$  à  $100\ km$  d'altitude, le rayonnement de la couche de choc ne peut plus être négligé. Un couplage total entre l'aérodynamique et les transferts radiatifs doit alors être réalisé pour une bonne modélisation.

## 2.6 Outils de modélisation d'un écoulement hypersonique

### 2.6.1 Code Navier-Stokes monodimensionnel CASL

La simulation numérique des écoulements hypersoniques à haute enthalpie est une pratique difficile en raison des nombreux phénomènes à prendre en compte. La nécessité de simuler les interactions entre ces phénomènes (chimiques, thermodynamiques, aérodynamiques...) au sein de l'écoulement hypersonique rend le temps de calcul important pour l'obtention de résultats fiables. Afin de pouvoir analyser l'influence de chaque phénomène sur l'ensemble de l'écoulement, le numéricien doit pouvoir procéder à une étude paramétrique et par conséquent s'appuyer sur un grand nombre de simulations, or les simulations sont coûteuses en ressources informatiques.

Pour répondre à cette problématique, le code CASL (Computations Along the Stagnation Line) de la plate-forme CELHYO (Code Écoulement Laminaire HYpersonique de l'ONERA) a été conçu à l'ONERA au cours des années 1990. CASL s'appuie sur une réduction monodimensionnelle des équations de Navier-Stokes en déséquilibre thermo-chimique et faiblement ionisé le long de la ligne d'arrêt pour un écoulement autour d'une sphère. Pour ce faire, CASL est codé en Fortran 77 avec une approche volumes finis. Une description du code et de ses capacités peut être trouvée dans la thèse de Johann William [18]. L'objectif de cet outil numérique est de pouvoir mener des études paramétriques pour une vaste gamme de modélisations physiques et numériques en un temps de calcul relativement court pour l'opérateur (entre une heure et une demi-journée pour un calcul sur un processeur, en fonction des hypothèses).



De nombreuses simulations CASL ont été effectuées et comparées à différents codes bidimensionnels afin d'en valider le fonctionnement, mais les résultats de ces dernières ne sont accessibles que dans un rapport technique de l'ONERA [62]. Les résultats obtenus mettent en avant un écart de 10% environ dans la localisation spatiale du choc, l'évaluation 1D étant plus proche du corps. Le transfert de chaleur à la paroi et les variables aérothermodynamiques sur la ligne d'arrêt sont prédits avec un écart inférieur à 5%. Une loi d'épaississement du rayon de nez permet de minimiser l'écart 1D/3D au niveau de la position du choc avec moins de 1% de déviation pour les grandeurs de champ et de paroi.

L'une des limites de cette approche est que pour la simulation au point d'arrêt d'un corps émoussé, la forme de ce dernier doit être ramenée à une sphère de rayon local équivalent. Cependant comme un corps émoussé a, par définition, son rayon local au point d'arrêt qui varie lentement, l'utilisation du code CASL reste intéressante. De plus, l'avantage de pouvoir tester rapidement différentes physiques a motivé l'utilisation du code CASL pour cette étude.

### 2.6.2 Solveur CHARME de la chaîne de calcul CEDRE

La plateforme logicielle CEDRE (Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique) est une chaîne de calcul développée à l'ONERA pour l'énergétique et la propulsion. Une description complète du code et de ses capacités est disponible sur le site internet dédié à CEDRE [63] et dans l'article de Refloch et al. [64]. CEDRE est composé de plusieurs solveurs en interaction, chaque solveur traitant un sous-système physique :

- CHARME : les écoulements de fluides compressibles réactifs multi-espèces à l'aide des équations de Navier-Stokes,
- ACACIA : les transferts thermiques dans les solides,
- ASTRE : le rayonnement, avec une approche Monte-Carlo,
- SPIREE : les phases dispersées avec une approche eulérienne,
- SPARTE : les phases dispersées avec une approche lagrangienne,
- FILM : les films liquides minces,
- PEUL : les particules stochastiques avec une approche lagrangienne.

Ces solveurs ont accès à la bibliothèque THERMOLIB qui leur permet la gestion des propriétés thermophysiques des différentes espèces utilisées. Les solveurs de la plateforme CEDRE constituent au final plus de 5300 sous-programmes écrits en Fortran 90. La plateforme CEDRE s'appuie sur l'approche volumes finis et utilisent des maillages non structurés généralisés : ils sont constitués de polyèdres à  $n$  faces, l'unique contrainte étant que deux mailles ne peuvent avoir en commun qu'une seule face. Dans le cadre de cette étude, uniquement le solveur Navier-Stokes CHARME et le solveur ACACIA sont utilisés.

La plateforme CEDRE est aussi accompagnée de trois d'utilitaires permettant le bon déroulement des calculs, de leur préparation à leur post-traitement :

- EPINETTE : pré-traitement géométrique permettant le découpage du maillage d'origine en autant de processus que souhaités,
- EPICEA : outil de mise en données des paramètres physiques et numériques,

- EXPLORE : outil permettant le post-traitement des fichiers binaires de sortie ainsi que leur export au format souhaité.

Le domaine de calcul de CEDRE peut-être divisé en plusieurs «domaines utilisateurs». Ce découpage offre la possibilité à l'utilisateur de faire appel à un modèle de comportement physique différent dans chacun de ces domaines s'il le souhaite, ou encore d'utiliser un pas de temps différent dans chaque domaine. La plateforme CEDRE a été codée pour les calculs massivement parallèles. Pour cela chaque domaine utilisateur est lui-même divisé en « sous-domaines », chacun étant confié à un processeur.

L'utilisation du solveur CHARME a été motivée par la nécessité d'avoir une approche complémentaire à celle proposée par CASL. Alors que CASL permet de tester rapidement plusieurs modélisations physiques ou méthodes numériques le long de la ligne d'arrêt d'un écoulement autour d'une sphère afin d'avoir une appréciation fine des incertitudes, le solveur CHARME permet de traiter la géométrie exacte du corps rentrant et d'analyser les effets 3D qui en découlent. Cela permet dans un premier temps d'étudier d'autres zones que celle du point d'arrêt, et dans un deuxième temps d'étudier les limites d'une approche 1D par rapport à une approche 3D pour l'étude d'un véhicule de rentrée atmosphérique. Par exemple Rakich et al. [65] a montré que pour l'étude des flux de chaleur au point d'arrêt de la navette spatiale américaine Columbia, une approche basée sur une sphère de rayon local équivalent pouvait surestimer le flux entre 3% pour un angle d'attaque de 30° et 10% pour un angle d'attaque de 40° par rapport à une approche 3D avec la géométrie exacte. Cependant une approche Navier-Stokes 3D avec CHARME demande beaucoup plus de ressources informatiques qu'une approche Navier-Stokes 1D avec CASL. Par exemple et sans rentrer dans les détails des hypothèses de calcul, l'étude d'un point de vol de l'IXV avec CHARME nécessite 80 heures de calcul sur 560 cœurs.

Les motivations pour l'utilisation du solveur ACACIA sont expliquées dans la partie 3.5.2 qui présente les outils pour l'étude du problème inverse de conduction de la chaleur.

Ce chapitre clôture l'étude bibliographique sur la modélisation des écoulements hypersoniques appliquée à la rentrée atmosphérique depuis une orbite basse terrestre d'un corps émoussé. Les modèles présentés ici ont servi de base pour les simulations lancées au cours des présents travaux. L'étude des écoulements est mise de côté au cours du chapitre suivant afin de présenter la deuxième approche de cette thèse : l'estimation des flux de chaleur par la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur. L'objectif final de ces travaux est une comparaison entre ces deux approches.



# Synthèse bibliographique : problème inverse de conduction de la chaleur en vue d'une application aux protections thermiques d'un véhicule de rentrée atmosphérique

## Sommaire

---

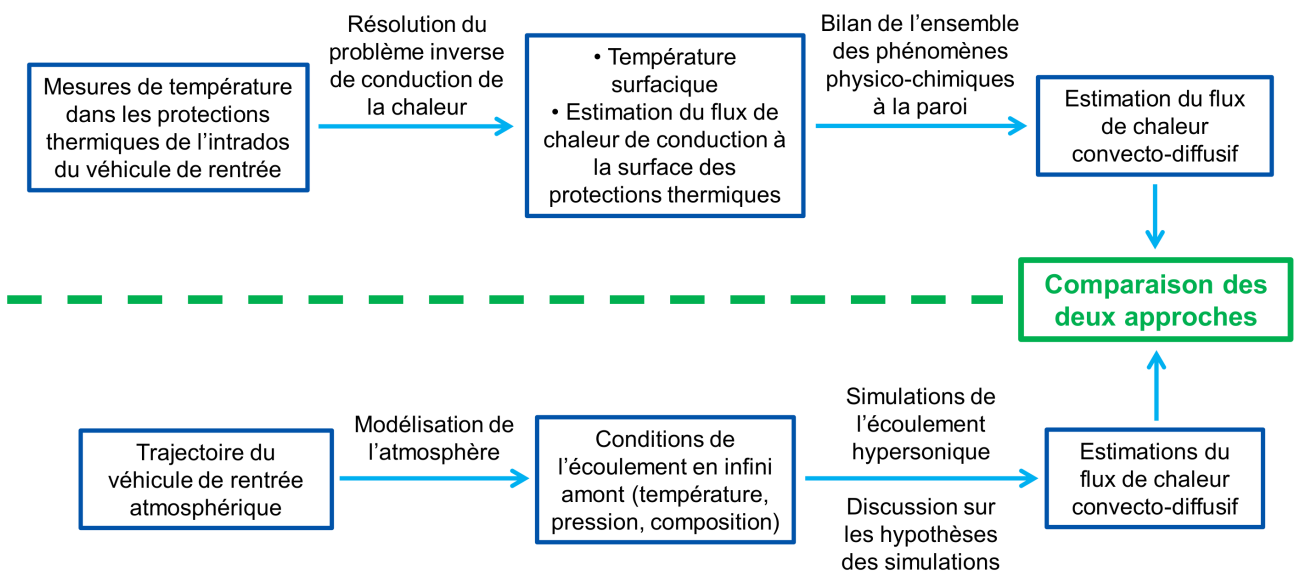
<b>3.1</b>	<b>Description d'un problème inverse de conduction de la chaleur . . . . .</b>	<b>51</b>
3.1.1	L'équation de la chaleur . . . . .	51
3.1.2	Le nombre de Fourier . . . . .	51
3.1.3	Définitions du problème direct et du problème inverse . . . . .	52
3.1.4	Problèmes bien posés et mal posés . . . . .	53
<b>3.2</b>	<b>Méthodes de résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur . . . . .</b>	<b>56</b>
3.2.1	Les méthodes analytiques et numériques . . . . .	56
3.2.2	Formulation du problème inverse par un critère des moindres carrés . . . . .	56
3.2.3	Approches globales et séquentielles pour la minimisation du critère des moindres carrés . . . . .	57
<b>3.3</b>	<b>Résolution séquentielle du problème inverse de conduction de la chaleur par la méthode des pas de temps futurs de Beck . . . . .</b>	<b>59</b>
3.3.1	Minimisation séquentielle du critère des moindres carrés . . . . .	59
3.3.2	Choix du nombre de pas de temps futurs pour la résolution du problème inverse . . . . .	62
3.3.3	Méthodes de régularisation du processus d'inversion . . . . .	64
<b>3.4</b>	<b>Composantes de l'erreur d'estimation au cours de la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur . . . . .</b>	<b>66</b>
<b>3.5</b>	<b>Outils pour la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur . . . . .</b>	<b>68</b>
3.5.1	Code THIDES . . . . .	68
3.5.2	Solveur ACACIA de la chaîne de calcul CEDRE . . . . .	69

---

Les présents travaux sont une comparaison entre deux approches complémentaires, présentées dans la figure 3.1. Les chapitres 1 et 2 ont présenté une synthèse bibliographique sur les bases de l'approche par simulations de l'écoulement. Cette approche permet de simuler les phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc, mais elle comporte des biais dus aux hypothèses posées lors de la mise en place des simulations. C'est de là que vient l'idée de la deuxième approche présentée lors de ce chapitre : l'estimation du flux de chaleur à la paroi par la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur. Le principe d'un problème inverse de conduction de la chaleur est d'analyser l'évolution de la température d'un milieu solide pendant une période donnée et d'en déduire les flux de chaleur auxquels le milieu aurait été soumis pendant cette période. Appliqué à l'étude d'un véhicule de rentrée atmosphérique, l'approche par méthode inverse consiste à estimer le flux de chaleur à la surface des protections thermiques à partir de mesures de température réalisées en leur sein pendant le vol. Au final, la comparaison entre les résultats de ces deux approches consiste à réaliser des simulations des phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc qui expliqueraient les flux de chaleur estimés par méthode inverse.

L'objectif de ce chapitre est de présenter une synthèse bibliographique des méthodes de résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur. Dans un premier temps ce chapitre définit un problème inverse et les contraintes liées à sa résolution (mauvais conditionnement). Dans un deuxième temps plusieurs familles de méthodes de résolution sont présentées. La troisième partie est focalisée sur la méthode de résolution utilisée au cours de ces travaux : la minimisation séquentielle d'un critère des moindres carrés par la méthode des pas de temps futurs de Beck. La quatrième partie permet de prendre du recul sur la résolution d'un problème inverse et présente les composantes de l'erreur d'estimation des flux de chaleur. La dernière et cinquième partie conclut sur les codes utilisés au cours de ces travaux.

**Approche par méthode inverse**



**Approche par simulations de l'écoulement**

FIGURE 3.1 – Schéma récapitulatif de la méthode globale basée sur une comparaison entre une approche par méthode inverse et une approche par simulations de l'écoulement

## 3.1 Description d'un problème inverse de conduction de la chaleur

### 3.1.1 L'équation de la chaleur

Soit  $\Omega$  un solide orthotrope soumis à un flux de chaleur connu. Pendant ce transfert de chaleur le solide  $\Omega$  ne contient pas de source interne de chaleur, ne présente aucun changement de phase, a une masse volumique constante et ses propriétés thermiques dépendent de sa température. Le champ de température  $T(x, y, z, t)$  doit alors vérifier l'équation non linéaire de la chaleur :

$$C(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\underline{\underline{K}} \vec{\nabla} T) \quad (3.1)$$

Avec  $C$  la capacité thermique massique (comme ici le milieu étudié est solide, il n'y a pas de distinction entre  $C_p$  et  $C_v$ ),  $\rho$  la masse volumique,  $t$  le temps et  $\underline{\underline{K}}$  la matrice de la conductivité thermique :

$$\underline{\underline{K}} = \begin{bmatrix} \lambda_x(T) & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_y(T) & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_z(T) \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

La condition initiale est :

$$T(x, y, z, t_0) = T_0, \quad (x, y, z) \in \Omega \quad (3.3)$$

La condition à la frontière  $\partial\Omega$  du solide s'écrit sous la forme suivante :

$$(\underline{\underline{K}} \vec{\nabla} T(x, y, z, t)) \cdot \vec{n} = q_{\partial\Omega} \quad (3.4)$$

Avec  $\vec{n}$  un vecteur normal à la surface étudiée  $\partial\Omega$  et  $q_{\partial\Omega}$  le flux de chaleur à la surface  $\partial\Omega$ .

Il est important de noter l'importance de la dépendance des propriétés thermiques par rapport à la température. Lorsque les propriétés thermiques varient en fonction de la température, alors le problème est qualifié de non-linéaire. Cependant, si l'hypothèse que les propriétés thermiques sont constantes (donc indépendantes de la température) est posée, alors le problème devient linéaire. Cette notion sera plus approfondie dans la suite de l'étude.

### 3.1.2 Le nombre de Fourier

Avant de résoudre un problème direct ou inverse de conduction de la chaleur, il est possible de rapidement caractériser le milieu par l'approche 1D du nombre de Fourier  $Fo$ . Le nombre de Fourier est défini de la manière suivante :

$$Fo = \frac{\alpha \Delta t}{L^2} = \frac{\lambda \Delta t}{\rho C L^2} \quad (3.5)$$

$\Delta t$  est la durée caractéristique du phénomène étudié,  $L$  la dimension caractéristique du corps à caractériser,  $\alpha$  sa diffusivité thermique,  $\lambda$  sa conductivité thermique,  $\rho$  sa masse volumique et  $C$  sa capacité thermique massique. Le nombre de Fourier est une échelle de temps adimensionnée permettant de caractériser la diffusion de la chaleur dans un milieu suivant une direction. Plus le nombre de Fourier est grand et plus les flux de chaleur aux interfaces ont eu le temps de pénétrer profondément à l'intérieur du corps au cours de la durée étudiée. Un nombre de Fourier supérieur à 1 caractérise un milieu où le flux de chaleur incident a eu le temps de pénétrer totalement au

cours de la durée étudiée. À l'inverse, un faible nombre de Fourier ( $Fo < 0,1$ ) signifie que le flux de chaleur incident a peu pénétré dans le milieu pour la durée étudiée.

Le nombre de Fourier peut être utilisé par exemple pour comparer au sein d'un milieu si les transferts de chaleur se font suivant une ou des directions privilégiées. Si cela est bien le cas, un tel résultat peut permettre la réduction du problème afin de le résoudre plus efficacement. Cette approche a été utilisée plusieurs fois au cours de la présente étude.

### 3.1.3 Définitions du problème direct et du problème inverse

Un problème direct consiste à déterminer des effets à l'aide des connaissances sur les causes, comme par exemple l'estimation d'une variation de température (effet) due à un flux de chaleur (cause). Par opposition le problème inverse consiste à déduire les causes à l'aide de l'observation des effets. Ces deux problèmes et leurs enjeux sont illustrés ici par un cas 1D de conduction de la chaleur à travers un mur d'épaisseur finie, comme le montre la figure 3.2 :

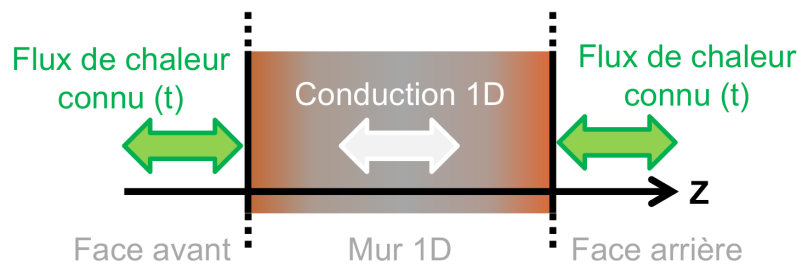


FIGURE 3.2 – Problème direct 1D de conduction de la chaleur pour un mur d'épaisseur finie

La face de gauche, qui est la première rencontrée suivant l'axe  $Z$ , est appelée face avant. La face de droite, qui est la dernière rencontrée suivant l'axe  $Z$ , est appelée face arrière. Le mur est soumis sur ses deux faces à un flux de chaleur quelconque. Tout au long de cet exemple les propriétés du mur (conductivité, capacité thermique massique et masse volumique) et son épaisseur sont supposées connues.

Dans le cadre d'un problème direct de conduction de la chaleur, l'objectif est d'estimer l'évolution de la température du mur au cours du temps. Pour cela il est nécessaire de connaître les échanges de chaleur au niveau de chaque face ainsi que la distribution initiale de température au sein du mur. Autrement exprimé : il est nécessaire de connaître toutes les conditions aux limites ainsi que la condition initiale.

Le problème inverse de conduction de la chaleur se distingue du problème direct par l'absence de connaissance d'une partie des conditions aux limites. En reprenant le cas du mur, cela reviendrait par exemple à ne plus avoir d'information sur les flux de chaleur au niveau de la face avant. L'objectif du problème inverse est alors l'estimation du flux de chaleur au niveau de la face avant au cours du temps. Cependant cela ne peut être effectué qu'à l'aide d'un apport d'informations supplémentaires. Ces informations supplémentaires forment une équation dite d'observation. Pour le cas du mur, les informations supplémentaires seraient par exemple des mesures de température effectuées à l'intérieur, comme cela est présenté dans la figure 3.3 :

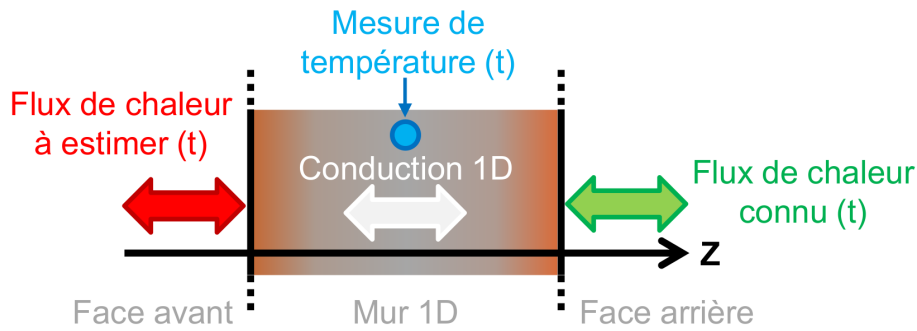


FIGURE 3.3 – Problème inverse 1D de conduction de la chaleur pour un mur d'épaisseur finie

Bien que ces deux problèmes soient symétriques dans leur énoncé respectif (estimer les effets en connaissant les causes, ou estimer les causes en observant les effets), leurs résolutions sont différentes. Alors que pour le problème direct les mêmes causes produisent les mêmes effets, la situation inverse qui est rencontrée dans le problème inverse n'est pas toujours vraie. Cela a des conséquences sur les résolutions des deux problèmes : le problème direct de conduction de la chaleur est bien posé alors que le problème inverse de conduction de la chaleur est mal posé.

### 3.1.4 Problèmes bien posés et mal posés

Un problème est qualifié de bien posé, au sens d'Hadamard [66], s'il respecte trois conditions :

- sa solution existe,
- sa solution est unique,
- sa solution dépend continûment des données d'entrée (autrement expliqué : des variations infinitésimales des variables d'entrée du problème impliquent des variations infinitésimales des valeurs de sortie).

Les problèmes directs des phénomènes physiques, basés sur l'estimation des effets à partir d'une cause connue, sont des problèmes qui respectent les trois conditions d'Hadamard [67]. En ce sens ils sont bien posés. Cependant les problèmes inverses sont souvent mal posés car ils ne respectent pas une ou plusieurs des trois conditions. Le problème inverse de conduction de la chaleur est notamment un problème mal posé. Mathématiquement, cela se traduit par un mauvais conditionnement du problème. Avant d'aller plus loin la notion d'un problème mal posé, car mal conditionné, est détaillée à travers un exemple.

#### Illustration mathématique d'un problème mal posé

La logique de cet exemple de problème mal posé est repris des travaux de Maillet et al. [68]. Soit un système linéaire dont le comportement est défini par la matrice carrée  $\underline{\underline{S}}$  :

$$\underline{\underline{S}} \underline{x} = \underline{y} \quad (3.6)$$

Les valeurs de la matrice colonne  $\underline{x}$  représente les entrées du problème direct, ses valeurs sont des signaux envoyés au système. Les valeurs de la matrice colonne  $\underline{y}$  représentent la réponse du système. Lors d'un problème direct  $\underline{\underline{S}}$  et  $\underline{x}$  sont connues et permettent le calcul de  $\underline{y}$ . Afin de distinguer les valeurs de  $\underline{x}$  et  $\underline{y}$  lors des applications numériques dans les cas direct et inverse, l'indice *dir* est rajouté dans le cas direct et l'indice *inv* est rajouté dans le cas inverse. Dans les deux cas la matrice carrée  $\underline{\underline{S}}$  est strictement la même.



$$\underline{\underline{S}} = \begin{bmatrix} 12 & 11 \\ 13 & 12 \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

$$\underline{x}_{dir} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

$$\underline{y}_{dir} = \underline{\underline{S}} \underline{x}_{dir} = \begin{bmatrix} 23 \\ 25 \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

Une fois les éléments du problème direct présentés, voici son équivalent dans le cadre d'un problème inverse. Cette fois la matrice colonne  $\underline{x}$  est inconnue, la matrice  $\underline{\underline{S}}$  est connue et une équation d'observation de la matrice  $\underline{y}$  est fournie. Cette équation d'observation est l'équivalent de mesures de la sortie, par conséquent elle est composée de la valeur exacte de sortie  $\underline{y}_{dir}$  et d'une erreur de mesure  $\varepsilon_{mes}$ . Dans cet exemple l'erreur est inférieure à 1 % de la valeur d'origine.

$$\underline{y}_{inv} = \underline{y}_{dir} + \varepsilon_{mes} = \underline{y}_{dir} + \begin{bmatrix} 0, 2 \\ -0, 2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 23, 2 \\ 24, 8 \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

Au cours de ce problème inverse, les données d'entrée sont les observations  $\underline{y}_{inv}$  et les données de sortie constituent la matrice colonne  $\underline{x}_{inv}$  :

$$\underline{\underline{S}} \underline{x}_{inv} = \underline{y}_{inv} \quad (3.11)$$

$$\begin{bmatrix} 12 & 11 \\ 13 & 12 \end{bmatrix} \underline{x}_{inv} = \begin{bmatrix} 23, 2 \\ 24, 8 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

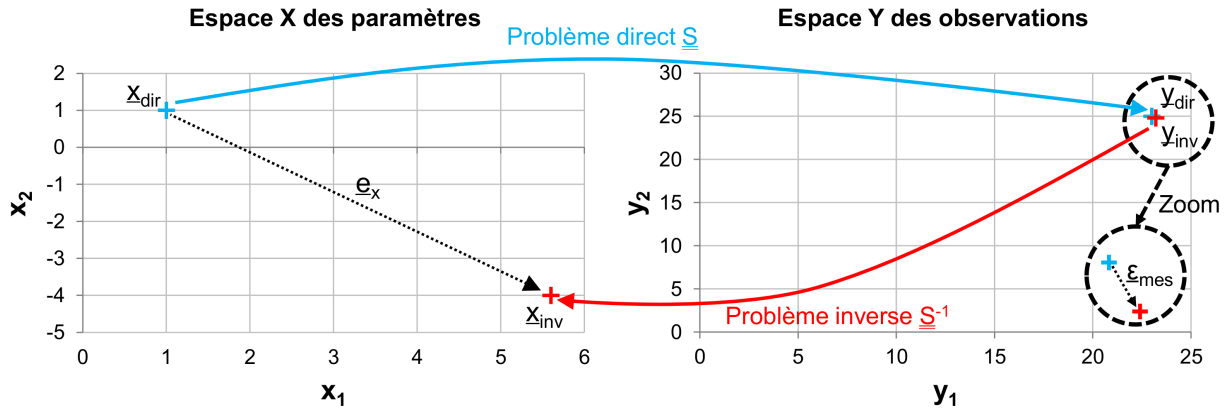
L'application numérique aboutit au résultat suivant :

$$\underline{x}_{inv} = \begin{bmatrix} 5, 6 \\ -4, 0 \end{bmatrix} = \underline{x}_{dir} + \underline{e}_x \quad (3.13)$$

Où le résultat  $\underline{x}_{inv}$  est égal à la somme de la solution du problème inverse  $\underline{x}_{dir}$  s'il n'y avait pas eu de bruit et de l'erreur  $\underline{e}_x$ . L'erreur  $\underline{e}_x$  est due à l'erreur de mesure  $\varepsilon_{mes}$  qui a été amplifiée par le caractère mal posé du problème. La figure 3.4 présente le caractère mal posé de ce problème inverse, avec à gauche l'espace des paramètres où se trouvent  $\underline{x}_{dir}$  et  $\underline{x}_{inv}$ , et à droite l'espace des observations avec  $\underline{y}_{dir}$  et  $\underline{y}_{inv}$ . Il est possible de quantifier l'amplification de l'erreur de mesure due au caractère mal posé en faisant le rapport entre l'erreur relative de l'estimation de  $\underline{x}$  dans le domaine des paramètres et l'erreur relative de la mesure dans le domaine des observations. Cette comparaison permet notamment de s'affranchir du fait que les deux espaces ne sont pas forcément dans les mêmes unités. L'application numérique, présentée par l'équation (3.14), montre la forte amplification due au caractère mal posé.

$$\frac{\|e_x\|/\|\underline{x}_{dir}\|}{\|\varepsilon_{mes}\|/\|\underline{y}_{dir}\|} = \frac{6,79/1,41}{0,28/33,97} = 577 \quad (3.14)$$

La norme  $\|u\|$  dans l'équation (3.14) est définie par  $\|u\| = \left(\sum_{i=1}^2 u_i^2\right)^{0,5}$ . Cette application nu-



**FIGURE 3.4** – Effet de l'erreur de mesure sur la résolution d'un problème inverse, d'après les travaux de Mailet et al. [68]

mérique permet aussi d'illustrer le non respect du troisième point de la définition d'Hadamard [66] d'un problème bien posé. Dans cet exemple de problème inverse, une variation infinitésimale des variables d'entrée  $\underline{y}$  n'implique pas une variation infinitésimale des valeurs de sortie  $\underline{x}$ , d'où son caractère mal posé.

Le caractère mal posé d'un problème inverse découle de son mauvais conditionnement, par conséquent il peut être prévu en estimant le nombre de conditionnement de la matrice  $\underline{S}$  qui définit le système :

$$\text{cond}(\underline{S}) = \frac{w_{\max}(\underline{S})}{w_{\min}(\underline{S})} \quad (3.15)$$

$w_{\max}(\underline{S})$  et  $w_{\min}(\underline{S})$  sont respectivement la valeur singulière maximale et la valeur singulière minimale de la matrice  $\underline{S}$ . Une valeur singulière est définie par :

$$w_i(\underline{S}) = \sqrt{\lambda_i(\underline{S}^T \underline{S})} \quad (3.16)$$

Avec  $\lambda_i$  une valeur propre de la matrice  $\underline{S}^T \underline{S}$ . Dans l'application numérique présentée plus haut, la valeur singulière maximale et la valeur singulière minimale de  $\underline{S}$  sont respectivement 24,04 et 0,04, d'où un nombre de conditionnement égal à 578. Ce haut nombre de conditionnement confirme le mauvais conditionnement de la matrice  $\underline{S}$ .

### Caractère mal posé du problème inverse de conduction de la chaleur

Maintenant que le problème direct de conduction de la chaleur et la problématique du caractère mal posé des problèmes inverses ont été présentés, il est temps d'étudier plus spécifiquement le problème inverse de conduction de la chaleur. Le but de cette sous-partie est d'expliquer pourquoi le problème inverse de conduction de la chaleur est mal posé. Pour cela il est nécessaire de repartir des trois points d'Hadamard [66] qui définissent un problème bien posé et de voir s'ils sont respectés ou non :

- La solution existe, cette condition est bien respectée.
- La condition d'unicité n'est pas respectée car les données d'entrée du problème inverse sont des mesures, qui par définition comportent du bruit. Dans ces conditions le problème inverse

ne peut pas permettre de trouver une solution exacte qui serait unique. Le problème inverse consiste alors à trouver une solution approximative mais suffisamment précise pour répondre aux besoins de l'inverseur. Il n'y a donc pas une solution unique, mais un champ de solutions possibles répondant aux besoins de l'inverseur et dépendant de la méthode de résolution employée.

- La solution ne dépend pas continûment des données d'entrée car le problème inverse de conduction de la chaleur est mal conditionné : des variations infinitésimales des variables d'entrée du problème n'impliquent pas des variations infinitésimales des valeurs de sortie. Plus concrètement la réduction des erreurs des mesures n'assure pas forcément une solution plus proche de la réalité. Une régularisation de la méthode de résolution doit alors être mise en place afin de limiter les effets du mauvais conditionnement et de permettre une estimation satisfaisante de la solution.

## 3.2 Méthodes de résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur

### 3.2.1 Les méthodes analytiques et numériques

Deux types de méthodes peuvent être distingués pour résoudre le problème inverse de conduction de la chaleur : les méthodes analytiques et les méthodes numériques.

Les méthodes analytiques permettent une résolution très rapide des problèmes de conduction de la chaleur. Cependant les méthodes analytiques ont un champ d'application plutôt limité car leurs formulations reposent souvent sur des hypothèses préalables spécifiques à un type de cas d'étude. Un exemple est la méthode analytique du quadripôle thermique mono [69], bi ou tridimensionnel [70] pour des géométries simples. Cette méthode permet de traiter rapidement des problèmes directs et inverses de conduction de la chaleur pour des cas transitoires, multicouches, avec des contacts imparfaits entre les couches, avec ou sans sources internes, et avec des déséquilibres initiaux de température, mais avec la contrainte que le cas étudié soit linéaire (propriétés des matériaux indépendantes de la température).

Les méthodes numériques reposent sur les méthodes de discrétisation classiques (différences finies, éléments finis et volumes finis) qui sont très largement utilisées. Les approches numériques sont plus longues à mettre en place et demandent plus de ressources informatiques, cependant elles permettent de traiter un grand nombre de cas réels : problèmes linéaires et non linéaires, pas de limitation concernant la géométrie du milieu, pas de limitation sur la nature des conditions aux limites, prise en compte de sources internes... Les méthodes numériques ont été choisies pour mener les présents travaux car les cas traités au cours du chapitre 6 sont non linéaires et les cas traités au cours du chapitre 7 sont non linéaires et avec une géométrie complexe.

### 3.2.2 Formulation du problème inverse par un critère des moindres carrés

Il existe de nombreuses méthodes numériques permettant la résolution du problème inverse de conduction de la chaleur, cependant dans un souci de synthèse cette partie se focalise directement

sur la famille de méthodes utilisée au cours de ces travaux : une résolution basée sur une minimisation d'un critère des moindres carrés. Soit  $J_{MC}$  un critère des moindres carrés à minimiser pour la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur :

$$J_{MC} = \sum_{n=1}^{N_t} \sum_{i=1}^{N_{mes}} (Y_i^n - T_i^n(q_1^{1 \rightarrow n}, q_2^{1 \rightarrow n}, \dots, q_{N_{est}}^{1 \rightarrow n}))^2 \quad (3.17)$$

Avec  $N_t$  le nombre de pas de temps total sur lesquels portent le problème inverse,  $N_{mes}$  le nombre de points de mesure de température dans l'espace à chaque pas de temps,  $N_{est}$  le nombre de flux de chaleur à estimer dans l'espace à chaque pas de temps,  $Y_i^n$  la température mesurée à la position  $i$  à l'instant  $n$  et  $T_i^n(q_1^{1 \rightarrow n}, q_2^{1 \rightarrow n}, \dots, q_{N_{est}}^{1 \rightarrow n})$  la température calculée à la même position  $i$  à l'aide des flux de chaleur  $q$  estimés aux  $N_{est}$  positions entre le pas de temps initial et le pas de temps  $n$ . L'exposant  $n$  indique que les valeurs sont prises au temps  $n$ , il n'est pas une puissance. Cette méthode repose sur l'hypothèse qu'une bonne estimation du champ de température implique une bonne estimation des flux de chaleur. Par conséquent dans l'équation (3.17), minimiser  $J_{MC}$  en réduisant l'écart entre les températures mesurées ( $Y_i$ ) et estimées ( $T_i$ ) revient à estimer des flux de chaleur ( $q_1^{1 \rightarrow n}, q_2^{1 \rightarrow n}, \dots, q_{N_{est}}^{1 \rightarrow n}$ ) représentatifs de la réalité.

La formulation du problème inverse en un problème de minimisation d'un critère des moindres carrés apporte plusieurs avantages. Premièrement, cette formulation assure qu'il existe au moins une solution au problème inverse. Deuxièmement, cette formulation est commune pour la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur où l'objectif est l'estimation des flux de chaleur aux surfaces limites. Il existe déjà de nombreuses méthodes numériques robustes et bien étudiées pour résoudre ce type de problème. Troisièmement, cette formulation est adaptée au rajout de méthodes de régularisation, dont l'objectif est l'amélioration du conditionnement du problème inverse.

### 3.2.3 Approches globales et séquentielles pour la minimisation du critère des moindres carrés

#### Approches globales

La minimisation du critère des moindres carrés pour un problème inverse de conduction de la chaleur peut être effectuée suivant une approche globale ou séquentielle. Dans le cadre d'une approche globale, le critère des moindres carrés est minimisé en comparant les mesures et les estimations en chaque point de mesure, ainsi qu'à tous les pas de temps au cours d'une seule et unique étape de calcul. Le critère des moindres carrés est alors écrit sous la forme déjà présentée dans l'équation (3.17).

L'avantage d'une approche globale est sa capacité à prendre en compte l'effet de la diffusion thermique dans le temps. En effet, la température à un instant  $n$  et en un point donné d'un corps dépend de tous les flux de chaleur appliqué avant cet instant  $n$ . Cependant pour la résolution de problèmes multidimensionnels avec une résolution spatiale ou temporelle élevée, une approche globale devient complexe à résoudre en raison de la taille du système à considérer ( $N_t \times N_{est}$  inconnues). Par ailleurs il faut aussi prendre en compte le caractère non linéaire du problème. Au premier abord, l'estimation de tous les flux de chaleur en « une seule étape de calcul » peut paraître contradictoire avec la prise en compte de la non linéarité du problème : l'estimation du flux de chaleur à un temps donné dépend des propriétés thermiques du milieu, les propriétés dépendent de la température du

milieu, or la température dépend des flux de chaleur aux pas de temps précédents. Cependant, pour un problème non linéaire la minimisation du critère des moindres carrés par une méthode globale peut être réalisée par des méthodes itératives, dites de « descente ». Un exemple de méthode itérative de résolution robuste et efficace est celle de Gauss-Newton couplée à l'algorithme de Levenberg-Marquardt [68]. Un second exemple de méthode de minimisation du critère des moindres carrés par une approche globale est l'utilisation des méthodes du gradient conjugué et de l'état adjoint [71]. Les travaux de Kumar et al. [72] sont une bonne illustration d'application de l'algorithme de Levenberg-Marquardt portant sur l'amélioration du dimensionnement de protections thermiques pour un véhicule de rentrée atmosphérique.

### Approches séquentielles

L'approche séquentielle consiste à minimiser le critère des moindres carrés pour un seul pas de temps puis à appliquer cette approche séquentiellement, pas de temps par pas de temps. Le critère des moindres carrés à minimiser pour la résolution à chaque pas de temps  $n + 1$  est alors :

$$J_{MC}^{n+1} = \sum_{i=1}^{N_{mes}} (Y_i^{n+1} - T_i^{n+1}(q_1^{n+1}, q_2^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1}))^2 \quad (3.18)$$

Cette approche comporte une procédure de calcul pour chaque pas de temps, contrairement à l'approche globale qui n'en comportait qu'une seule pour tous les pas de temps. Le découpage par pas de temps de l'approche séquentielle permet de diminuer la taille du système à considérer et de faciliter le calcul. Ce découpage par pas de temps rend la résolution par une approche séquentielle plus rapide que la résolution par une approche globale. Cependant cette approche a une limite : le critère ne prend plus en compte le fait que la diffusion thermique n'est pas instantanée et qu'une température à un moment donné dépend des flux de chaleur des pas de temps précédents. Cet élément rend la modélisation incomplète et augmente son caractère mal posé.

Afin de profiter des avantages d'une approche séquentielle tout en gardant le sens physique de la diffusion thermique, Beck et al. [73] ont proposé la méthode des pas de temps futurs (« function specification method » en anglais) pour la minimisation séquentielle du critère des moindres carrés. Le principe est qu'à chaque pas de temps la résolution s'appuie sur un nombre  $N_F$  de pas de temps futurs fixés par l'utilisateur. Le critère des moindres carrés correspondant à cette méthode est présenté par l'équation (3.19) pour l'estimation au pas de temps  $n + 1$ . Le caractère non instantané de la diffusion thermique est mieux représenté car l'estimation prend en compte l'évolution future du système. De plus, l'emploi de pas de temps futurs améliore le conditionnement de la méthode séquentielle de résolution. Le choix du nombre de pas de temps futurs  $N_F$  à prendre en compte au cours de chaque estimation doit être fait judicieusement. Un nombre insuffisant de pas de temps futurs implique une méthode de résolution mal posée et peu représentative de la réalité. Un nombre excessif de pas de temps futurs peut trop contraindre la solution et induire un biais de plus en plus important dans la solution.

$$J_{MC}^{n+1} = \sum_{i=1}^{N_{mes}} \sum_{j=1}^{N_F} (Y_i^{n+j} - T_i^{n+j}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1}, \dots, q_1^{n+j}, \dots, q_{N_{est}}^{n+j}))^2 \quad (3.19)$$

## Bilan

La suite de cette synthèse bibliographique se concentre sur les éléments bibliographiques spécifiques à la méthode de résolution utilisée au cours de ces travaux. Avant de les aborder, le choix de cette méthode est présenté et justifié ici. La minimisation du critère des moindres carrés est possible par une approche globale ou séquentielle. Les approches séquentielles sont plus rapides car leurs résolutions mathématiques s'appuient sur des systèmes mathématiques plus petits. Cependant une résolution par une approche séquentielle, en considérant le problème pas de temps par pas de temps, implique une perte de données sur la diffusion thermique. Cette perte de données peut être compensée par l'emploi de la méthode des pas de temps futurs de Beck. Cette méthode offre un bon compromis entre la rapidité de la résolution et la modélisation de la diffusion thermique sur plusieurs pas de temps. De plus, cette méthode a déjà fait l'objet de plusieurs thèses et travaux au sein de l'ONERA [11][74][75][76][77], aboutissant au codage d'outils performants présentés dans la partie 3.5.

Étant donné les éléments exposés ici, les problèmes inverses posés lors de ses travaux ont été résolus sous la forme d'un critère des moindres carrés minimisé séquentiellement par la méthode des pas de temps futurs de Beck.

## 3.3 Résolution séquentielle du problème inverse de conduction de la chaleur par la méthode des pas de temps futurs de Beck

### 3.3.1 Minimisation séquentielle du critère des moindres carrés

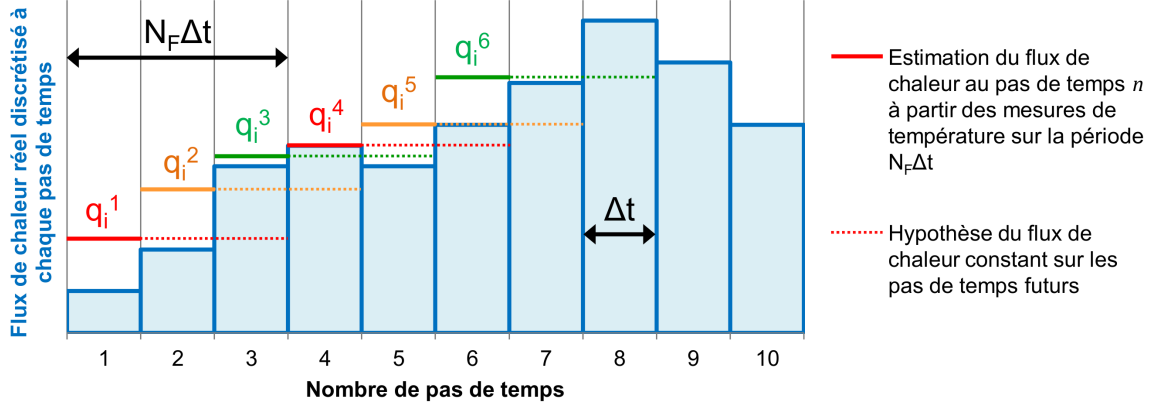
Le principe de la méthode des pas de temps futurs de Beck est d'appliquer le critère des moindres carrés non plus sur un seul pas de temps, mais sur  $N_F$  pas de temps futurs. D'un point de vue physique, la notion de pas de temps futurs permet de prendre en compte le temps de diffusion de l'information entre le point d'excitation et le point de mesure. L'application de la méthode des pas de temps futurs de Beck pour la minimisation du critère des moindres carrés a déjà été introduite dans l'équation (3.19), page 58.

Cette formulation peut interpeller : l'estimation au pas de temps  $n + 1$  dépend des flux de chaleur jusqu'au pas de temps  $n + N_F$ , or les flux de chaleur à ces pas de temps sont inconnus. Pour résoudre ce problème Beck propose que les flux de chaleur des pas de temps futurs soient préalablement estimés d'une manière grossière qui réponde aux besoins de l'inverseur. La résolution présentée ici s'appuie sur l'hypothèse que les flux de chaleur à chaque emplacement  $i$  soient supposés provisoirement constants pendant les  $N_F$  pas de temps futurs :  $q_i^{n+1} = q_i^{n+2} = \dots = q_i^{n+N_F}$ . Cette hypothèse simplifie l'écriture de l'équation (3.19) :

$$J_{MC}^{n+1} = \sum_{i=1}^{N_{mes}} \sum_{j=1}^{N_F} (Y_i^{n+j} - T_i^{n+j}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1}))^2 \quad (3.20)$$

La figure 3.5 présente le principe de la résolution séquentielle du problème inverse de conduction de la chaleur en s'appuyant sur la méthode des pas de temps futurs de Beck. L'histogramme bleu représente le flux de chaleur recherché et discrétisé à chaque pas de temps. Les termes  $q_i^n$  représentent les estimations basées sur trois pas de temps futurs ( $N_F = 3$ ) à l'emplacement  $i$ . Bien que chaque flux de chaleur  $q_i^n$  soit seulement estimé pour le pas de temps  $n$ , le trait plein et les

pointillés couvrant trois pas de temps montrent que chaque estimation s'appuie sur les mesures de température des pas de temps futurs. Ce fonctionnement permet d'améliorer le conditionnement du problème inverse et de limiter l'impact des erreurs des mesures, cependant l'estimation est lissée par anticipation des variations futures.



**FIGURE 3.5** – Schéma explicatif de la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur par la méthode séquentielle des pas de temps futurs de Beck, à l'emplacement  $i$  d'un corps quelconque, pour trois pas de temps futurs ( $N_F = 3$ ) -  $q_i^n$  est la solution estimée à l'emplacement  $i$  pour le pas de temps  $n$

Le problème peut être réécrit différemment pour en faciliter la résolution. Le problème de base est la recherche de l'ensemble des flux de chaleur qui minimisent le critère des moindres carrés. Ce problème est équivalent à la recherche de l'ensemble des flux de chaleur qui annulent la dérivée du critère des moindres carrés par rapport aux flux de chaleur. Pour chaque dérivée partielle, la nouvelle formulation du problème au temps  $n$  pour l'estimation du flux de chaleur au temps  $n + 1$  est :

$$\forall k, \quad \frac{\partial J_{MC}^{n+1}}{\partial q_k^{n+1}} = -2 \sum_{i=1}^{N_{mes}} \sum_{j=1}^{N_F} \frac{\partial T_i^{n+j}}{\partial q_k^{n+1}} (Y_i^{n+j} - T_i^{n+j}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1})) = 0 \quad (3.21)$$

D'où le nouveau problème :

$$\forall k, \quad \sum_{i=1}^{N_{mes}} \sum_{j=1}^{N_F} \frac{\partial T_i^{n+j}}{\partial q_k^{n+1}} (Y_i^{n+j} - T_i^{n+j}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1})) = 0 \quad (3.22)$$

L'étape suivante consiste à linéariser les équations afin de simplifier la résolution du problème. Cela passe par l'utilisation du développement limité à l'ordre 1 de l'estimation de la température au temps  $n + j$  à partir des données au temps  $n$  :

$$T_i^{n+j}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1}) = T_i^{n+j}(q_1^n, \dots, q_{N_{est}}^n) + \sum_{l=1}^{N_{est}} \frac{\partial T_i^{n+j}}{\partial q_l^{n+1}} (q_l^{n+1} - q_l^n) \quad (3.23)$$

Écrit sous forme matricielle, ce développement limité devient :

$$T_i^{n+j}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1}) = T_i^{n+j}(q_1^n, \dots, q_{N_{est}}^n) + \begin{bmatrix} \frac{\partial T_i^{n+j}}{\partial q_1^{n+1}} & \dots & \frac{\partial T_i^{n+j}}{\partial q_{N_{est}}^{n+1}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} q_1^{n+1} - q_1^n \\ \vdots \\ q_{N_{est}}^{n+1} - q_{N_{est}}^n \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

Afin de faciliter la lecture des calculs, les matrices colonnes seront symbolisées par une lettre soulignée une fois, les autres matrices seront symbolisées par une lettre soulignée deux fois. En appliquant le développement limité de l'équation (3.24) à toutes les températures  $T_i^{n+j}$  sur les points  $i$  et pour les temps compris entre  $n + 1$  et  $n + j$ , son écriture matricielle devient alors :

$$\underline{T}^{n+1}(q^{n+1}) = \underline{T}^{n+1}(q^n) + \underline{S} \cdot \underline{\Delta q}^{n+1} \quad (3.25)$$

Avec :

$$\underline{T}^{n+1}(q^{n+1}) = \begin{bmatrix} T_1^{n+1}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1}) \\ \vdots \\ T_1^{n+N_F}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1}) \\ \vdots \\ T_{N_{mes}}^{n+1}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1}) \\ \vdots \\ T_{N_{mes}}^{n+N_F}(q_1^{n+1}, \dots, q_{N_{est}}^{n+1}) \end{bmatrix} \quad \underline{T}^{n+1}(q^n) = \begin{bmatrix} T_1^{n+1}(q_1^n, \dots, q_{N_{est}}^n) \\ \vdots \\ T_1^{n+N_F}(q_1^n, \dots, q_{N_{est}}^n) \\ \vdots \\ T_{N_{mes}}^{n+1}(q_1^n, \dots, q_{N_{est}}^n) \\ \vdots \\ T_{N_{mes}}^{n+N_F}(q_1^n, \dots, q_{N_{est}}^n) \end{bmatrix}$$

$$\underline{\Delta q}^{n+1} = \begin{bmatrix} q_1^{n+1} - q_1^n \\ \vdots \\ q_{N_{est}}^{n+1} - q_{N_{est}}^n \end{bmatrix} \quad \underline{S} = \begin{bmatrix} \frac{\partial T_1^{n+1}}{\partial q_1^{n+1}} & \dots & \frac{\partial T_1^{n+1}}{\partial q_{N_{est}}^{n+1}} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial T_1^{n+N_F}}{\partial q_1^{n+1}} & \dots & \frac{\partial T_1^{n+N_F}}{\partial q_{N_{est}}^{n+1}} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial T_{N_{mes}}^{n+1}}{\partial q_1^{n+1}} & \dots & \frac{\partial T_{N_{mes}}^{n+1}}{\partial q_{N_{est}}^{n+1}} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial T_{N_{mes}}^{n+N_F}}{\partial q_1^{n+1}} & \dots & \frac{\partial T_{N_{mes}}^{n+N_F}}{\partial q_{N_{est}}^{n+1}} \end{bmatrix}$$

La matrice  $\underline{S}$  est la matrice de sensibilité, elle caractérise la variation de la température du milieu aux emplacements des mesures de température  $N_{mes}$  par rapport aux flux de chaleur aux emplacements  $N_{est}$  des estimations. Quand les propriétés thermiques du milieu solide sont supposées indépendantes de la température, le problème est alors linéaire et la matrice de sensibilité est la même à chaque pas de temps de l'estimation. Par conséquent pour un problème inverse linéaire il suffit de calculer la matrice de sensibilité une seule fois pour tous les pas de temps de l'estimation. Cependant lorsque le problème inverse prend en compte la variation des propriétés thermiques du milieu en fonction de la température, alors la matrice de sensibilité change à chaque pas de temps. Il est alors nécessaire de recalculer la matrice de sensibilité à chaque pas de temps. Comme le calcul



de la matrice de sensibilité est la partie la plus lourde de la méthode de résolution présentée dans cette partie, faire l'hypothèse d'un problème non linéaire a un impact important sur le temps de calcul.

Chaque coefficient de la matrice de sensibilité pour l'estimation des flux de chaleur au temps  $n + j$  est estimé à l'aide des estimations des flux de chaleur au temps  $n$  et d'un calcul direct avec une perturbation  $dq$  :

$$\frac{\partial T_i^{n+j}}{\partial q_k^{n+1}} = \frac{T_i^{n+j}(q_1^n, \dots, q_k^n + dq, \dots, q_{N_{est}}^n) - T_i^{n+j}(q_1^n, \dots, q_{N_{est}}^n)}{dq} \quad (3.26)$$

L'équation (3.22) peut aussi être écrite sous une forme matricielle :

$$\underline{\underline{S}}^T \cdot (\underline{Y}^{n+1} - \underline{T}^{n+1}(q^{n+1})) = 0 \quad (3.27)$$

Avec :

$$\underline{Y}^{n+1} = \begin{bmatrix} Y_1^{n+1} \\ \vdots \\ Y_1^{n+N_F} \\ \vdots \\ Y_{N_{mes}}^{n+1} \\ \vdots \\ Y_{N_{mes}}^{n+N_F} \end{bmatrix}$$

Une fois le problème écrit sous forme matricielle, l'équation (3.25) peut être injectée dans l'équation (3.27) :

$$\underline{\underline{S}}^T \cdot (\underline{Y}^{n+1} - \underline{T}^{n+1}(q^n) - \underline{\underline{S}} \cdot \underline{\Delta q}^{n+1}) = 0 \quad (3.28)$$

Donc la solution au sens des moindres carrés est :

$$\underline{\Delta q}^{n+1} = (\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}})^{-1} \cdot \underline{\underline{S}}^T \cdot (\underline{Y}^{n+1} - \underline{T}^{n+1}(q^n)) \quad (3.29)$$

### 3.3.2 Choix du nombre de pas de temps futurs pour la résolution du problème inverse

La prise en compte de  $N_F$  pas de temps futurs permet la diminution du nombre de conditionnement de la matrice  $\underline{\underline{S}}$  et l'amélioration des estimations des flux de chaleur aux surfaces limites. L'une des raisons du mauvais conditionnement de la résolution séquentielle sans pas de temps futurs provient du fait que la réponse à une excitation en flux de chaleur n'est pas instantanée et ne se fait souvent sentir qu'après un certain délai. De ce phénomène découle une faible sensibilité du système aux excitations et par conséquent un mauvais conditionnement. La méthode des pas de temps futurs permet justement de prendre en compte l'effet non instantané d'un flux de chaleur sur la variation de température pour les problèmes de conduction de la chaleur : l'estimation d'un flux de chaleur constant sur  $N_F$  pas de temps futurs augmente la sensibilité car les transferts de

chaleur au sein du corps ont  $N_F$  fois plus de temps pour diffuser.

Dans le cadre de la minimisation séquentielle du critère des moindres carrés avec la méthode des pas de temps futurs de Beck, plus  $N_F$  est petit et moins la stabilité de la solution sera assurée. À l'inverse plus  $N_F$  est grand et plus la solution sera lissée mais cela impliquera aussi l'ajout d'un biais de plus en plus important. Sachant cela il est nécessaire de faire un choix judicieux du nombre de pas de temps futurs  $N_F$ . Cette problématique est illustrée par la figure 3.6 qui présente plusieurs solutions du problème inverse 1D exposé par la figure 3.3, en considérant une mesure de température réalisée au niveau de la face arrière. La courbe en noir représente le flux de chaleur initial face avant à estimer à partir des mesures de température face arrière. Les mesures de température ont été générées à partir d'un calcul direct. Aucun bruit n'a été rajouté, la seule erreur de mesure est l'arrondi numérique du résultat du calcul direct. Les trois autres courbes représentent des résolutions par la méthode des pas de temps futurs de Beck : en gris le flux de chaleur estimé avec un petit nombre de pas de temps futurs ( $N_F = 2$ ), en rouge le flux de chaleur estimé avec un nombre de pas de temps futurs optimisé ( $N_F = 4$ , calculé pour minimiser la moyenne des valeurs absolues des écarts par rapport au flux à estimer) et en bleu le flux de chaleur estimé avec un grand nombre de pas de temps futurs ( $N_F = 10$ ). Les paramètres du mur étaient : 15 mm d'épaisseur, une conductivité thermique de  $20 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , une capacité thermique massique de  $500 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$  et une masse volumique de  $8000 \text{ kg.m}^{-3}$ . La résolution du problème inverse a été réalisée avec un pas de temps de 1 s. La solution optimisée rouge est au final un cas intermédiaire, entre les solutions en gris et en bleu. Le cas gris est très mal conditionné, d'où une grande sensibilité aux erreurs de mesure, une estimation en dents de scie et une mauvaise représentativité du palier à  $10 \text{ kW.m}^{-2}$ . Le cas bleu est l'autre cas extrême, il s'appuie sur un nombre de pas de temps futurs trop important, d'où un lissage excessif qui l'empêche de traduire correctement le créneau initial. Le cas rouge est un cas optimisé, proposant un compromis entre la précision et la nécessité de traiter le caractère mal posé du problème. Cet optimum n'est pas général car il dépend de l'allure du flux recherché et du niveau de bruit de la mesure.

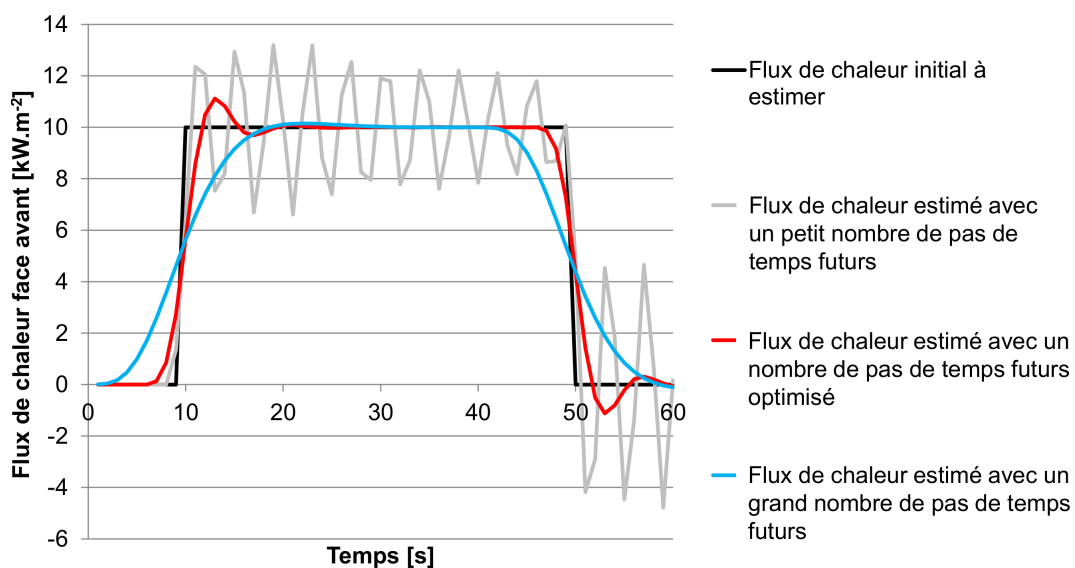


FIGURE 3.6 – Comparaison des effets du nombre de pas de temps futurs lors de la résolution séquentielle par la méthode de Beck d'un problème inverse 1D de conduction de la chaleur

L'ONERA a mené des travaux (rapport interne ONERA [78]) sur l'influence du nombre de pas de temps futurs  $N_F$  sur la méthode des pas de temps futurs de Beck appliquée à un cas 1D. Ces derniers ont permis de construire un critère empirique  $F_{o_{inv}}$ , appelé le nombre de Fourier inverse, défini par l'équation (3.30). Ce critère permet le calcul du nombre de pas de temps futurs minimum pour assurer un bon conditionnement du problème inverse. Le nombre de pas de temps futurs  $N_F$  final doit être choisi selon l'appréciation de l'inverseur, mais le nombre de Fourier inverse  $F_{o_{inv}}$  permet de rapidement calculer une valeur approximative de  $N_F$ .

$$F_{o_{inv}} \geq 0,07 \quad \text{avec} \quad F_{o_{inv}} = \frac{\alpha N_F \Delta t}{L^2} = \frac{\lambda N_F \Delta t}{\rho C L^2} \quad (3.30)$$

$\alpha$  est la diffusivité thermique,  $\Delta t$  la durée d'un pas de temps,  $L$  la dimension caractéristique du corps à caractériser,  $\lambda$  la conductivité thermique,  $\rho$  la masse volumique et  $C$  la capacité thermique massique.

### 3.3.3 Méthodes de régularisation du processus d'inversion

Les méthodes de minimisation du critère des moindres carrés peuvent s'appuyer sur des méthodes de régularisation afin d'améliorer le conditionnement du problème inverse. Le choix de la méthode de régularisation et la pondération de son effet dépendent des spécificités du problème étudié. Néanmoins il faut garder une règle générale en tête : il est incohérent de chercher à obtenir un écart entre l'estimation et la mesure qui soit inférieur à la valeur du bruit des mesures. Le choix de la solution optimale dépend donc du niveau du bruit. Au cours de cette partie, plusieurs méthodes de régularisation sont brièvement présentées. Il existe un très grand nombre de méthodes et celles présentées ici ne sont que quelques illustrations des principales logiques de régularisation dans le cadre d'une résolution séquentielle à l'aide d'un critère des moindres carrés.

#### Réduction physique du modèle

Une méthode commune pour la régularisation est de réduire le nombre de degrés de liberté de la méthode de résolution. De cette manière la solution doit satisfaire des contraintes supplémentaires suivant un nouveau paramétrage du problème. Cela peut être fait premièrement par une réduction de la physique du modèle : au lieu d'utiliser un modèle fin pour inverser les mesures, un autre modèle de structure plus simple (mais plus ou moins biaisé) est utilisé afin de renforcer le caractère bien posé du problème. Un exemple est de réduire un problème 3D à un problème 2D voire même 1D si cela peut satisfaire la précision voulue par l'utilisateur.

#### Réduction mathématique du modèle

Une deuxième logique de régularisation est la mise en place d'une réduction mathématique du modèle. Une méthode illustrant ce processus de régularisation est la troncature de la décomposition en valeurs singulières (DVS mais plus communément abrégée par SVD, de l'anglais « Singular Value Decomposition »), telle qu'utilisée par Nakamura et al. [79] pour l'estimation des flux de chaleur au cours d'une rentrée atmosphérique. Une description détaillée de la SVD est disponible dans l'annexe C.1 (page 253). L'objectif ici est d'identifier mathématiquement les modes qui définissent le système et de supprimer parmi eux ceux qui ont un faible impact. Plus concrètement, cela consiste à annuler les valeurs propres trop basses de la matrice de sensibilité suivant un seuil préalablement

défini. Cette réduction mène alors à une définition mathématique plus simple qui aboutit à une inversion plus facile des mesures. C'est un filtrage, mais qui agit sur les degrés de liberté du problème et non sur les données.

### Pré-filtrage des données d'entrée

Les deux logiques de régularisation présentées précédemment améliorent la résolution de la méthode inverse en travaillant sur la structure même du problème pour le rendre mieux posé. Une autre possibilité est de travailler sur les mesures de température, en les filtrant avant le processus d'inversion, afin d'en réduire le bruit et les effets qui en découlent sur l'estimation finale. Généralement c'est un filtre passe-bas qui est appliqué puisque le bruit des mesures est perceptible dans des fréquences plus hautes que les fréquences qui définissent les mesures. Il faut être vigilant car en filtrant les mesures il est possible de les lisser plus que nécessaire, de les écarter des valeurs exactes du phénomène mesuré et d'induire une erreur importante lors de l'inversion. Une méthode de filtrage bien adaptée au problème inverse de conduction de la chaleur avec des mesures issues de la thermographie infrarouge est la transformée par cosinus discrète (TCD mais plus communément abrégée par DCT, de l'anglais « Discrete Cosine Transform »). Les travaux de Nortershauser [11] et de Reulet et al. [74] illustrent son utilisation. L'application de la DCT est détaillée dans l'annexe C.2 (page 254).

### Régularisation par pénalisation

Dans le cadre des problèmes inverses de conduction de la chaleur par minimisation d'un critère des moindres carrés, il est possible de compléter le critère pour rendre le problème mieux posé. De cette manière la résolution est « pénalisée » par l'introduction d'une nouvelle contrainte. Cette contrainte supplémentaire est accompagnée d'un réel qui permet alors de pondérer le poids de la contrainte et de trouver un optimum entre la régularisation et la précision de l'estimation. La méthode de régularisation de Tikhonov [80] pour les minimisations globales du critère des moindres carrés est une bonne illustration de cette approche. Cette même méthode a été adaptée par Beck et al. [81] pour une minimisation par une approche séquentielle, elle est détaillée dans l'annexe C.3 (page 257). Un deuxième exemple est la méthode de Levenberg-Marquardt [68], utilisée par exemple lors des travaux de Duda [82] pour une méthode générale de résolution du problème inverse de conduction de la chaleur, ou lors des travaux de Kumar et al. [72] pour le dimensionnement et l'optimisation de protections thermiques d'un véhicule de rentrée atmosphérique.

Voici une illustration mathématique d'une régularisation par pénalisation appliquée à l'équation (3.29), qui est rappelée ici :

$$\underline{\Delta q}^{n+1} = (\underline{S}^T \underline{S})^{-1} \cdot \underline{S}^T \cdot (\underline{Y}^{n+1} - \underline{T}^{n+1}(q^n)) \quad (3.29)$$

Ici la régularisation par pénalisation consiste au rajout d'une matrice définie positive  $\underline{\Omega}$  à la matrice initiale  $(\underline{S}^T \underline{S})$  à inverser, dont l'effet est pondéré par un réel  $\eta$ . Cette pénalisation est similaire à celle rencontrée dans l'algorithme de Levenberg-Marquardt.

$$\underline{\Delta q}^{n+1} = (\underline{S}^T \underline{S} + \eta \underline{\Omega})^{-1} \cdot \underline{S}^T \cdot (\underline{Y}^{n+1} - \underline{T}^{n+1}(q^n)) \quad (3.31)$$

Dans la pratique, la matrice  $\underline{\Omega}$  est souvent une matrice diagonale. Une option simple est d'utiliser la matrice identité pour  $\underline{\Omega}$ . Une autre option est de définir la matrice  $\underline{\Omega}$  comme une matrice diagonale

contenant les valeurs de la diagonale de la matrice  $\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}}$  afin d'alourdir la diagonale de la matrice à inverser. Une fois ces éléments présentés, quels sont les effets sur le nombre de conditionnement (équation (3.15)) ? Préalablement, il faut notifier que la matrice  $\underline{\underline{A}} = \underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}}$  est par définition carrée, symétrique et définie positive. Cette observation permet de poser :

$$w_i(\underline{\underline{A}}) = \sqrt{\lambda_i(\underline{\underline{A}}^T \underline{\underline{A}})} = \sqrt{\lambda_i(\underline{\underline{A}}^2)} = \sqrt{\lambda_i^2(\underline{\underline{A}})} = \lambda_i(\underline{\underline{A}}) \quad (3.32)$$

D'où le calcul du nombre de conditionnement  $\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}}$  sans régularisation :

$$\text{cond}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}}) = \frac{\lambda_{\max}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}})}{\lambda_{\min}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}})} = \text{cond}^2(\underline{\underline{S}}) \quad (3.33)$$

Dans le cadre de cette pénalisation, avec la matrice  $\underline{\underline{\Omega}}$  égale à la matrice identité  $\underline{\underline{I}}$ , le conditionnement de la nouvelle matrice à inverser devient :

$$\text{cond}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}} + \eta \underline{\underline{\Omega}}) = \text{cond}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}} + \eta \underline{\underline{I}}) = \frac{\lambda_{\max}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}}) + \eta}{\lambda_{\min}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}}) + \eta} \quad (3.34)$$

De cette manière, plus le réel  $\eta$  est grand et plus le nombre de conditionnement de la matrice à inverser est faible, d'où un problème inverse mieux posé. Par exemple, fixer  $\eta = \lambda_{\min}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}})$  permet déjà de diviser par deux le nombre de conditionnement sans trop dénaturer le problème (en supposant  $\lambda_{\min}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}})$  négligeable par rapport à  $\lambda_{\max}(\underline{\underline{S}}^T \underline{\underline{S}})$ ).

### Pour aller plus loin

Les travaux de Maillet, Jarny et Petit [83][68][84], Kern [67] et Tarantola [85] permettent d'avoir une excellente photographie de la diversité des méthodes pour la résolution et la régularisation des problèmes inverses de conduction de la chaleur.

## 3.4 Composantes de l'erreur d'estimation au cours de la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur

L'estimation des flux de chaleur par la résolution du problème inverse de conduction de la chaleur est un long processus. Au cours de ce processus l'information est traitée, transformée et transmise par différents moyens. Pendant cet enchaînement d'actions l'information est petit à petit entachée d'erreurs dues à divers phénomènes parasites. Pour garantir la qualité de l'estimation par méthode inverse il est nécessaire d'identifier les sources possibles de l'erreur d'estimation et de quantifier leurs effets. La figure 3.7 présente le principe de la résolution du problème inverse de conduction de la chaleur et les composantes de l'erreur d'estimation. Six causes d'erreur peuvent être répertoriées :

- **Erreur de calcul direct** : La résolution du problème inverse s'appuie sur la résolution de problèmes directs (calcul de la matrice de sensibilité ou de la température du milieu une fois le flux estimé). Une erreur numérique de calcul lors de la résolution d'un problème direct (discrétisation trop grossière, schéma numérique non adapté...) peut causer une erreur dans le processus d'estimation.
- **Erreur d'hypothèse et de modèle** : Afin de retranscrire l'expérience sous une forme « mathématique » afin de pouvoir la modéliser, il est nécessaire de poser des hypothèses.

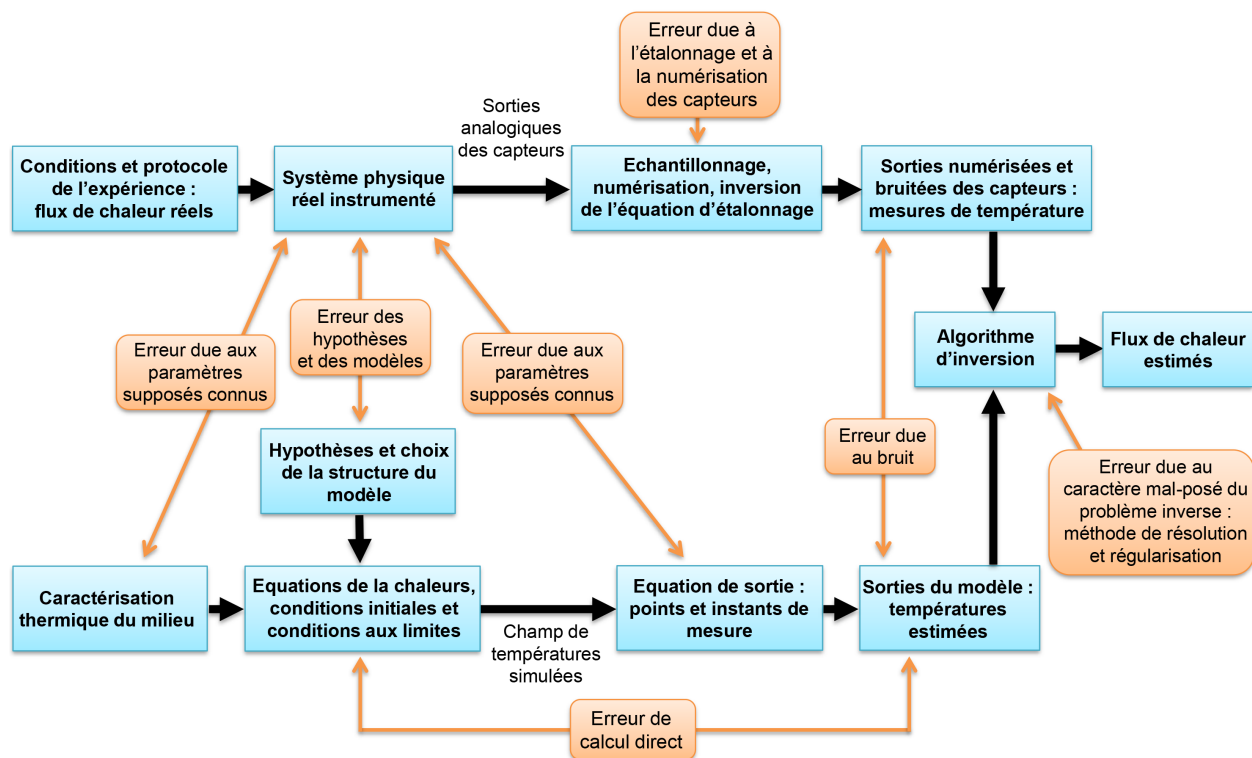


FIGURE 3.7 – Schéma de principe de la résolution du problème inverse de conduction de la chaleur et identification des différentes composantes de l'erreur d'estimation, adapté à partir des travaux de Maillet et al. [84]

Comme le modèle final n'est jamais exactement représentatif de la complexité de la réalité (modélisation 2D ou 1D d'un phénomène 3D, non prise en compte du caractère intrusif de la mesure...), chaque hypothèse apporte une erreur.

- **Erreur due aux paramètres supposés connus** : Tous les paramètres du modèle ne font pas l'objet d'une étude approfondie et peuvent être tout simplement supposés connus, à partir de sources bibliographiques, d'un rapport technique... Si ces paramètres supposés connus comportent une erreur, il en résultera une erreur sur l'estimation finale.
- **Erreur due au capteur** : Les mesures brutes sont converties en valeurs expérimentales exprimées dans les unités physiques de la sortie du modèle. Cette étape peut engendrer une erreur en cas d'un mauvais étalonnage du capteur, d'un filtrage interne à celui-ci, d'une fréquence d'acquisition non adaptée...
- **Erreur due au bruit de mesure** : Une expérience réelle fournit des mesures bruitées (fluctuation d'une tension électrique en sortie de la chaîne de mesure, numérisation du signal...). Cette erreur a un effet important sur les problèmes inverses du fait de leur caractère mal posé. L'erreur due au bruit peut être limitée par la mise en place de méthodes de régularisation.
- **Erreur due au caractère mal posé du problème et à sa régularisation** : Comme évoqué dans la partie 3.3, tout l'art de la régularisation repose sur l'amélioration du conditionnement du système tout en garantissant une estimation précise. Les effets de la régularisation, bien que bénéfiques pour le traitement des données, peuvent induire une erreur en modifiant le problème inverse. L'optimisation de la régularisation doit être réalisée afin de minimiser au maximum le biais induit par la régularisation. Cette optimisation est menée au regard du bruit des mesures, car il est incohérent de chercher à obtenir une erreur due à la

régularisation qui soit inférieure au bruit.

### 3.5 Outils pour la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur

#### 3.5.1 Code THIDES

Le code THIDES est un outil développé à l'ONERA pour l'étude directe et inverse de la conduction de la chaleur dans un milieu solide multicouche et dont les propriétés thermiques dépendent de la température (cas non linéaire). Une description complète du code et de ses capacités est disponible dans le rapport technique de l'ONERA de Reulet et al. [77]. Le code THIDES s'appuie sur une approche volumes finis, avec un schéma explicite, implicite ou semi-implicite (résolution de type Crank-Nicolson), et est codé en Fortran 90. Les problèmes inverses y sont résolus par une approche basée sur un critère des moindres carrés minimisé séquentiellement par la méthode des pas de temps futurs de Beck. La résolution par la méthode séquentielle des pas de temps futurs de Beck est décrite dans la partie 3.3.1.

Le code THIDES peut traiter des cas 1D, 2D et 3D, cependant tous ces cas doivent pouvoir s'inscrire dans un milieu parallélépipédique rectangle avec des variations des propriétés thermiques du milieu uniquement suivant une direction. Par exemple pour le cas défini par la figure 3.8, le milieu ne peut présenter que des variations suivant l'axe  $Z$  (multi-couche). Le maillage, automatiquement généré par THIDES, est hexaédrique, structuré et uniforme dans chaque couche. Pour la résolution d'un calcul inverse, le flux de chaleur recherché est obligatoirement sur la face avant  $Z = Z_{min}$  et les mesures de température contenues dans un même plan  $XY$ . Le code THIDES a été initialement programmé pour le traitement par méthode inverse de cartes de température face arrière obtenues par thermographie infrarouge, avec une régularisation spatiale basée sur la transformée en cosinus discrète.

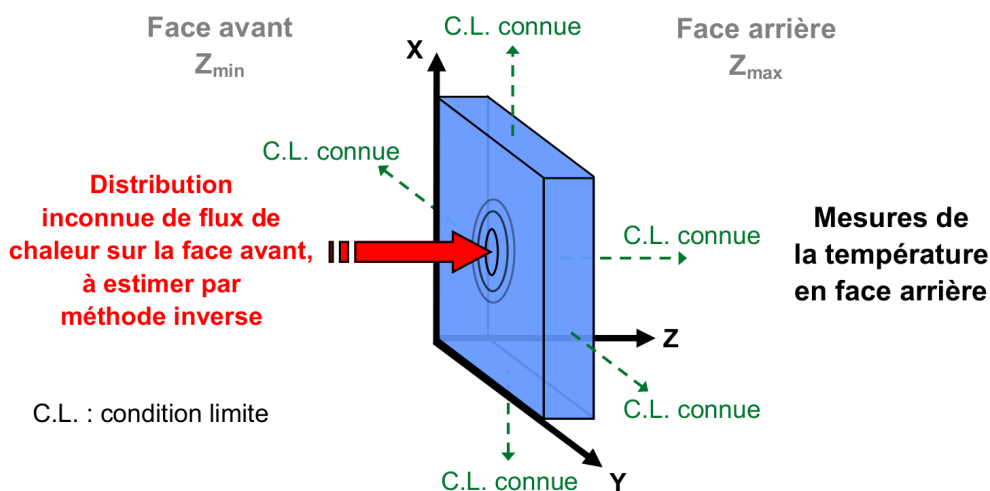


FIGURE 3.8 – Schématisation du problème inverse 3D de la conduction de la chaleur dans un matériau de forme parallélépipédique pour une résolution par le code THIDES

L'utilisation du code THIDES a été motivée par la nécessité de résoudre des problèmes inverses non linéaires 1D de conduction de la chaleur pour des milieux multicouches. Le code THIDES a

un temps de calcul d'environ une seconde avec un cœur de processeur pour un problème inverse non linéaire multicouche 1D, avec environ 1000 pas de temps et la mise à jour de la matrice de sensibilité à chaque pas de temps. Cette rapidité est intéressante pour l'utilisation du code THIDES dans le cadre d'une étude de sensibilité par la méthode de Monte-Carlo.

### 3.5.2 Solveur ACACIA de la chaîne de calcul CEDRE

La chaîne de calcul CEDRE a déjà été présentée dans la partie 2.6.2 pour la présentation du solveur CHARME pour les simulations Navier-Stokes 3D des écoulements hypersoniques. Cette partie se concentre sur les motivations de l'utilisation du solveur ACACIA.

L'utilisation du code ACACIA de la chaîne de calcul CEDRE a été motivée par la nécessité de résoudre des problèmes directs non linéaires 3D sur des formes complexes (au sens où la géométrie ne peut pas être simplifiée par une géométrie équivalente 1D ou 2D) au cours du chapitre 7. La résolution des problèmes directs intervient dans la résolution du problème inverse par la méthode séquentielle des pas de temps futurs de Beck pour l'étude des flux de chaleur sur la face intrados de la gouverne gauche de l'IXV. Pour cela le code ACACIA, couplé avec un script pour la résolution et la régularisation du problème inverse, permet le calcul des coefficients de la matrice de sensibilité ainsi que le calcul de la température du milieu une fois la répartition des flux de chaleur estimée. L'utilisation du code ACACIA pour la résolution de problèmes inverses de conduction de la chaleur appliqués à des géométries 3D complexes a déjà été validée au cours d'études internes à l'ONERA. Cette validation est antérieure aux présents travaux.

Ce chapitre a présenté la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur, avec une attention particulière portée à la résolution par la minimisation séquentielle d'un critère des moindres carrés avec la méthode des pas de temps futurs de Beck. L'une des principales difficultés est l'amélioration du conditionnement du problème afin d'obtenir une solution exploitable. Cette amélioration doit être menée avec vigilance car elle peut induire un biais dans la solution. La fin du chapitre a mis en avant les différentes sources d'erreur lors de la résolution d'un problème inverse. Maintenant que les synthèses bibliographiques des deux approches de la figure introductive 3.1 (page 50) ont été présentées, le chapitre suivant a pour objectif de tester leur utilisation commune. Pour cela les deux approches y sont exploitées et leurs résultats comparés lors d'une étude de la rentrée atmosphérique de la navette spatiale américaine Columbia pendant la mission STS-2.





# Étude de la complémentarité de simulations de l'écoulement et de problèmes inverses pour l'analyse des échauffements pariétaux au cours d'une rentrée atmosphérique

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Présentation du cas test basé sur la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia</b> . . . . .	<b>72</b>
<b>4.2</b>	<b>Étude du problème inverse de conduction de la chaleur à l'intrados de la navette spatiale américaine Columbia</b> . . . . .	<b>74</b>
4.2.1	Présentation des mesures de température et de leur traitement par méthode inverse réalisé par la NASA . . . . .	75
4.2.2	Résolution du problème inverse de conduction de la chaleur avec le code THIDES . . . . .	78
4.2.3	Bilan de l'estimation du flux de chaleur par méthode inverse . . . . .	81
<b>4.3</b>	<b>Étude des échauffements pariétaux à l'intrados de la navette Columbia à l'aide de simulations de l'écoulement</b> . . . . .	<b>83</b>
4.3.1	Présentation des simulations de l'écoulement réalisées par la NASA . . . . .	83
4.3.2	Simulations de l'écoulement hypersonique de rentrée atmosphérique avec le code CASL . . . . .	88
4.3.3	Bilan de l'estimation du flux de chaleur par le code Navier-Stokes CASL . . . . .	93
<b>4.4</b>	<b>Conclusion sur la complémentarité de simulations de l'écoulement et de problèmes inverses pour l'étude des échauffements pariétaux au cours d'une rentrée atmosphérique</b> . . . . .	<b>93</b>

---

Les trois chapitres précédents ont fait l'état de l'art autour de l'étude des écoulements hypersoniques appliquée à une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre et l'état de l'art sur les problèmes inverses de conduction de la chaleur. L'objectif global de cette thèse est de mettre en place une méthode basée sur ces deux domaines pour l'étude du flux de chaleur convecto-diffusif au cours de la rentrée atmosphérique d'une navette spatiale. Cette méthode, résumée dans la figure 4.1, s'articule autour de deux approches :

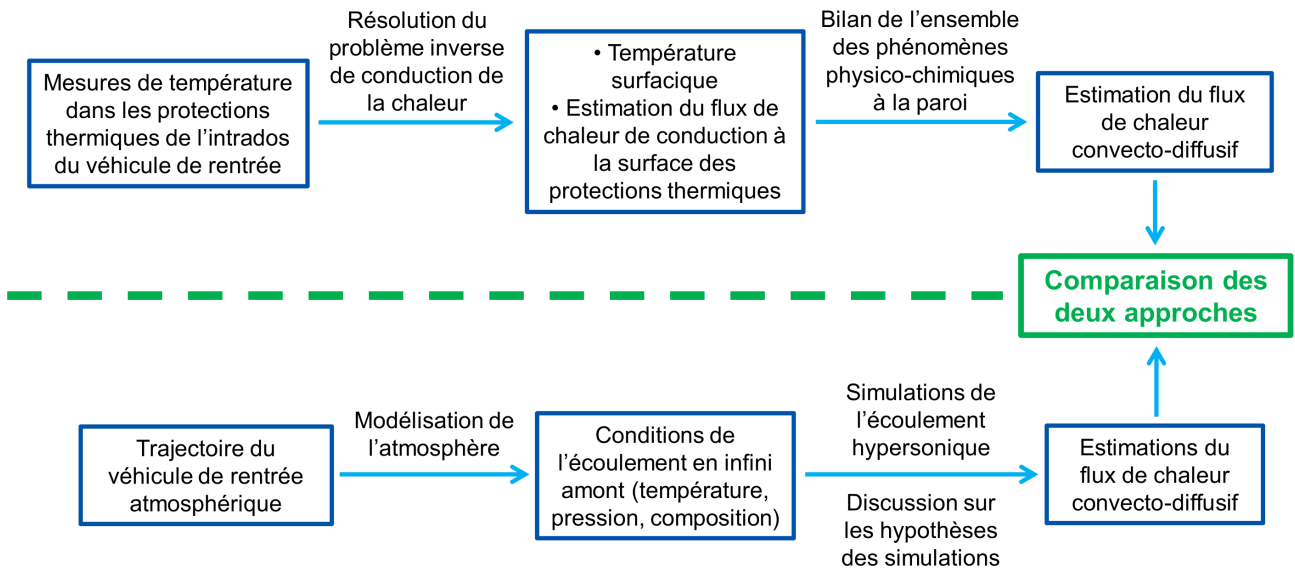
- Dans un premier temps l'étude porte sur l'analyse de mesures de température réalisées au cours d'une rentrée atmosphérique. Ces mesures sont effectuées à l'intérieur des protections thermiques de l'intrados du véhicule. L'objectif est d'estimer par méthode inverse le flux de chaleur convecto-diffusif à la surface à partir de ces mesures. Le chapitre 3 a justement présenté les principaux éléments à prendre en compte pour la résolution d'un tel problème inverse de conduction de la chaleur. La limite de l'approche par méthode inverse est que les estimations réalisées ne permettent pas à elles seules de remonter jusqu'à l'historique des phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc. Or l'objectif de cette étude est justement de comprendre ces phénomènes.
- La seconde approche vient en complément en s'appuyant sur des simulations de l'écoulement. Ces simulations sont menées afin d'identifier et d'analyser de possibles scénarios des phénomènes physico-chimiques qui expliqueraient les niveaux du flux de chaleur convecto-diffusif estimés par méthode inverse.

Cette méthode permet une lecture approfondie des mesures réalisées au cours d'une rentrée atmosphérique. La même démarche a déjà été entreprise par la NASA pour l'étude de l'écoulement hypersonique lors des rentrées atmosphériques des navettes spatiales américaines. L'objectif de ce chapitre est d'analyser les travaux menés par la NASA afin d'en retirer un cas test. Ce dernier doit servir de base pour montrer que les outils et la méthode prévus pour les présents travaux de thèse sont bien adaptés à l'étude des véhicules de rentrée atmosphérique. Ce test est organisé autour de trois critères : la bonne capacité à résoudre un problème inverse, la bonne capacité à simuler un écoulement hypersonique et la bonne cohérence des hypothèses. La cohérence des hypothèses est primordiale pour s'assurer que les deux approches permettent bien d'estimer un seul et unique phénomène qui est le flux de chaleur convecto-diffusif. Pour rappel le flux convecto-diffusif est le phénomène qui permet de faire le lien entre les deux approches. L'intérêt de mener cette vérification sur des données de la NASA est d'avoir un cas test qui n'ait aucun lien avec les outils prévus pour cette étude.

## 4.1 Présentation du cas test basé sur la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia

La navette spatiale américaine est un véhicule conçu et opéré par l'agence spatiale américaine, la NASA. Ce véhicule réutilisable de type corps portant était long de 37,04 m (du nez à la dérive) pour 23,80 m d'envergure et pouvait réaliser des missions habitées de plusieurs jours en orbite basse terrestre. À titre d'exemples, la mission la plus longue fut STS-80 [86] avec un total de 17 jours et 16 heures, et l'altitude maximale atteinte fut de 620 km lors de la mission STS-82 [87]. La NASA a envoyé au total 5 navettes différentes en orbite : Columbia, Challenger, Discovery, Atlantis et Endeavour.

**Approche par méthode inverse**



**Approche par simulations de l'écoulement**

**FIGURE 4.1** – Schéma récapitulatif de la méthode globale basée sur une comparaison entre une approche par méthode inverse et une approche par simulations de l'écoulement

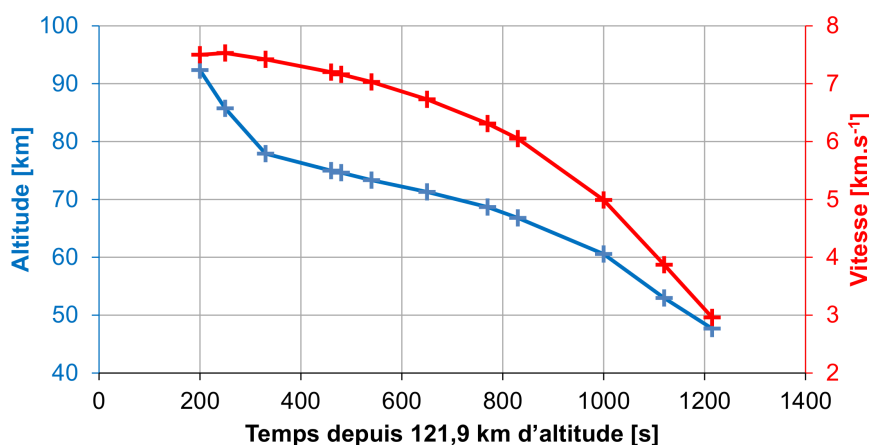


**FIGURE 4.2** – Navette spatiale Columbia lors de son atterrissage pour la mission STS-40 [88]

Les cinq premières missions en orbite (STS-1, STS-2, STS-3, STS-4 et STS-5) furent l'occasion de tester et de valider le bon fonctionnement de la navette spatiale. Ces cinq missions furent réalisées avec la navette spatiale américaine Columbia. À cette occasion la navette fut équipée de près de 2000 instruments de mesure afin de suivre le comportement de cette dernière, du lancement à la rentrée atmosphérique. Sur les 2000 instruments, 200 ont permis des mesures de température dans les protections thermiques [89], dont 20 thermocouples placés le long de la ligne centrale de l'intrados de la navette. L'emplacement des thermocouples, leurs mesures et les données liées à l'étude des flux de chaleur à l'intrados pendant la phase de rentrée atmosphérique des cinq premières missions ont été rassemblés par Williams [14].

Plusieurs études ont été menées sur les cinq premiers vols de la navette Columbia afin de comparer les résultats issus de l'exploitation des mesures des vols avec les résultats issus des modèles numériques des principaux phénomènes physiques présents au cours des vols. Le but du présent chapitre n'est pas de refaire une étude aérothermodynamique et de discuter de l'ensemble des résultats mis en avant par la NASA. Le but de ce chapitre est dans un premier temps de constituer un cas test en reprenant des données de vol. Pour cela le critère principal est d'avoir un cas clairement défini afin de pouvoir mener dans les mêmes conditions des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados et s'assurer de la pertinence des outils prévus. Suite à une étude bibliographique, il a été décidé de s'appuyer principalement sur les données de la mission STS-2 car elles étaient suffisamment détaillées dans la littérature pour former un cas test complet.

La mission STS-2 s'est déroulée du 12 au 14 novembre 1981. La figure 4.3 présente l'altitude et la vitesse de la navette Columbia en fonction du temps. Les mesures de vol pour la rentrée atmosphérique ont été déclenchées à partir de 121,9 km d'altitude, soit juste avant que l'atmosphère terrestre ne commence à avoir des effets aérodynamiques et thermiques non négligeables sur la navette. Cette altitude a été choisie de manière arbitraire et correspond à une altitude de  $4,0 \times 10^5$  pieds. Dans les publications de la NASA portant sur les rentrées atmosphériques des navettes spatiales américaines, le moment où la navette passe en dessous de la barre des 121,9 km d'altitude est utilisé comme référence temporelle pour définir les points de vol de la rentrée. Cette convention est reprise dans le présent document pour nommer les différents points de vols étudiés. Par exemple, le point de vol « 770 s » définit le point de vol 770 secondes après que la navette ait passé la barre des 121,9 km d'altitude au cours de sa rentrée.



**FIGURE 4.3** – Altitude et vitesse de la navette spatiale Columbia en fonction du temps, au cours de sa rentrée atmosphérique pour la mission STS-2 [3][90]

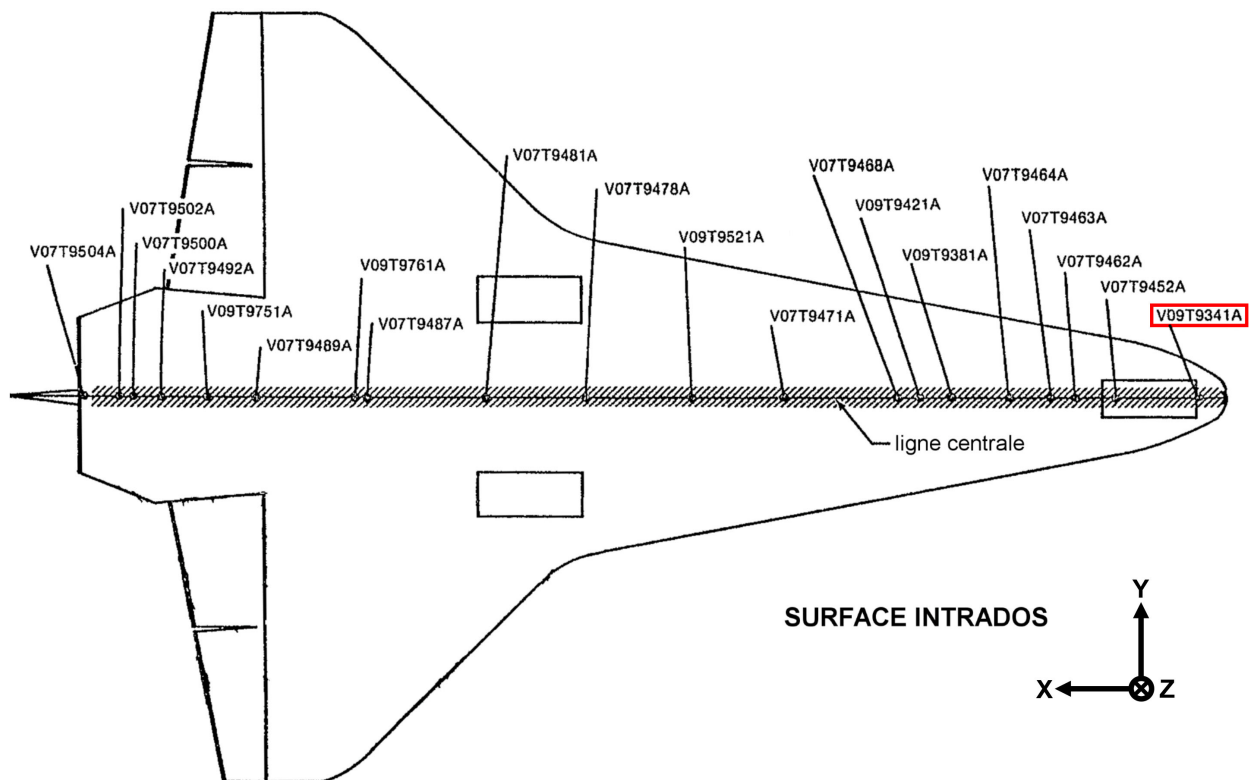
## 4.2 Étude du problème inverse de conduction de la chaleur à l'intrados de la navette spatiale américaine Columbia

L'objectif de cette partie est d'étudier si la méthode de résolution d'un problème inverse utilisée pour cette étude est bien applicable à des mesures de température réalisées dans les protections thermiques d'un véhicule de rentrée. Le but de cette méthode est l'estimation du flux de chaleur

convecto-diffusif à la surface intrados du véhicule étudié. Pour revenir à la figure introductive 4.1 (page 73), cette partie consiste à tester la démarche de la branche sur la méthode inverse.

#### 4.2.1 Présentation des mesures de température et de leur traitement par méthode inverse réalisé par la NASA

L'emplacement des 20 thermocouples installés le long de la ligne centrale de l'intrados de la navette Columbia est présenté dans la figure 4.4. Uniquement l'étude du thermocouple V09T9341A est présentée dans ce document pour expliquer la méthodologie globale. Ce thermocouple était placé à 0,85 m du bout du nez de la navette et était le plus proche du point d'arrêt. Le thermocouple V09T9341A est le plus à droite sur la figure 4.4, encadré en rouge. Les autres thermocouples disponibles pour cette étude ont été traités de la même manière et ont donné lieu aux mêmes conclusions.



**FIGURE 4.4** – Position des thermocouples le long de la ligne centrale de l'intrados de la navette Columbia pour les missions STS-1 à STS-5 [14]

Les 20 thermocouples de la ligne centrale étaient placés dans les tuiles HRSI (High-temperature Reusable Surface Insulation) des protections thermiques, dont la composition est la suivante [39][89], en partant de la surface extérieure jusqu'à la structure interne de la navette :

- Une couche de 0,381 mm du revêtement RCG (Reaction Cured Glass). Ce matériau est principalement composé de dioxyde de silicium  $SiO_2$  afin d'assurer une haute émissivité et une basse catalycité de la surface des protections HRSI.
- Une couche de 79,4 mm d'épaisseur du matériau LI-900 RSI, composé principalement de fibres de dioxyde de silicium  $SiO_2$ .
- Une couche de 0,178 mm d'épaisseur de l'adhésif RTV-560.

- Une couche de SIP (Strain Isolator Pad) de 4,06 mm d'épaisseur, composée d'un tissu en fibres synthétiques de la marque Nomex.
- Une deuxième couche de 0,178 mm d'épaisseur de l'adhésif RTV-560.
- L'ensemble repose sur une plaque en aluminium 2219-T8XX de 6,35 mm d'épaisseur.

La figure 4.5 récapitule la structure des tuiles HRSI des protections thermiques de l'intrados des navettes spatiales américaines. Le tableau 4.1 présente les propriétés thermiques des composants des tuiles HRSI pour des conditions données. Les propriétés thermiques complètes sont renseignées dans l'annexe D (page 259). Les thermocouples étaient placés dans une rainure à la surface de la couche de LI-900 RSI, avant l'ajout du revêtement RCG. Les mesures de température étaient au final réalisées à l'interface entre la couche de LI-900 RSI et le revêtement RCG.

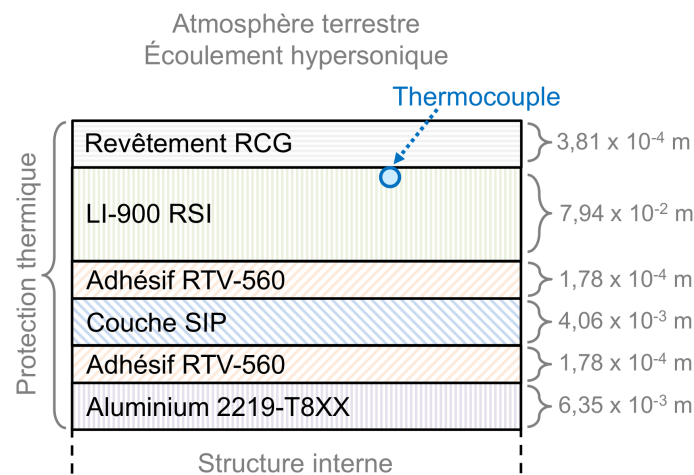
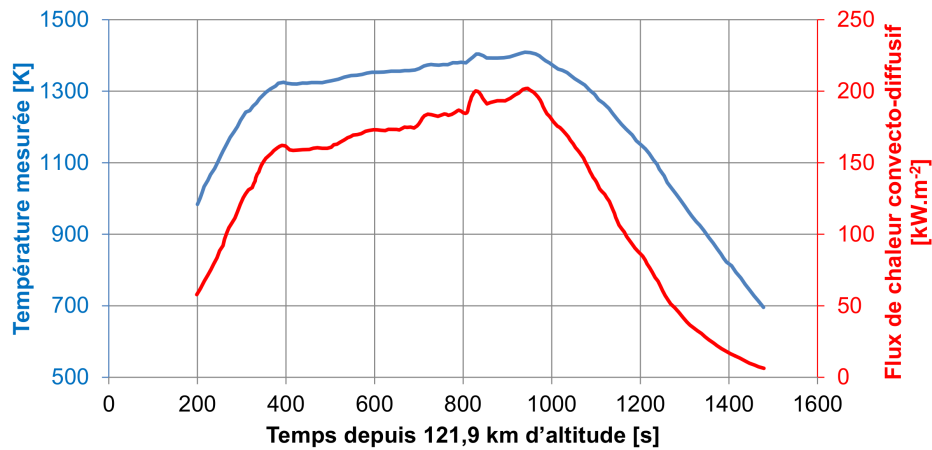


FIGURE 4.5 – Composition d'une tuile HRSI de la navette spatiale américaine [39]

Matériau	RCG	LI-900 RSI	RTV-560	SIP	Aluminium 2219-T8XX
Conditions	1644,4 K	1533,3 K 1013,0 Pa		311,1 K 1013,0 Pa	366,7 K
Épaisseur [mm]	0,381	79,4	0,178	4,064	6,35
Conductivité thermique [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	1,687	0,201	0,312	0,036	135
Capacité thermique massique [J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	1569	1268	1464	1079	900
Densité [kg.m <sup>-3</sup> ]	1666	144	1410	87	2803

TABLE 4.1 – Ordres de grandeur des propriétés thermiques, dans la direction normale à la surface, des matériaux utilisés dans les tuiles HRSI de l'intrados de la navette spatiale américaine [39]

Les mesures de température réalisées par le thermocouple V09T9341A au cours de la mission STS-2 sont présentées dans la figure 4.6. Cette même figure présente aussi l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface des protections thermiques réalisées à l'aide des mesures du thermocouple V09T9341A. Les estimations par méthode inverse menées à la NASA se sont appuyées sur le code JSC NONLIN/INVERSE [91] (la référence bibliographique n'a pas pu être consultée, mais est communiquée à titre indicatif).



**FIGURE 4.6** – Température mesurée par le thermocouple V09T9341A lors de la missions STS-2 et flux de chaleur convecto-diffusif estimé par méthode inverse à partir de ces dernières [14]

Les hypothèses posées par la NASA pour les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif par méthode inverse sont les suivantes :

- Les estimations s'appuient sur une modélisation 1D des protections thermiques, dans la direction normale à la surface [39]
- La résolution du problème inverse de conduction de la chaleur permet d'estimer le flux de chaleur qui est échangé à la surface de la HRSI. Cette estimation est égale au flux de chaleur de conduction à la surface de la tuile, mais elle est aussi égale au bilan des transferts de chaleur entre l'écoulement et la tuile. Ce flux de chaleur sera appelé par la suite le flux de chaleur net  $q_{net}$ . La NASA [39] a identifié que ce flux de chaleur net était le bilan du flux de chaleur convecto-diffusif  $q_{convecto-diffusif}$  et du refroidissement radiatif  $q_{refroidissement\ radiatif}$  (le flux de chaleur radiatif de l'environnement extérieur vers la paroi a été négligé par la NASA). Cela peut être résumé par l'équation suivante :

$$q_{net} = q_{convecto-diffusif} + q_{refroidissement\ radiatif} \quad (4.1)$$

Ce bilan thermique de la surface de la paroi permet le calcul du flux de chaleur convecto-diffusif, car le flux net est estimé par la méthode inverse et le refroidissement radiatif est estimé par la loi de Stefan-Boltzmann en négligeant tout flux radiatif incident :

$$q_{convecto-diffusif} = q_{net} + \varepsilon\sigma T_{surface}^4 \quad (4.2)$$

La température de la surface  $T_{surface}$  est estimée par méthode inverse.  $\varepsilon$  est l'émissivité du revêtement RCG et  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann.

- L'émissivité du revêtement RCG a fait l'objet de nombreux travaux [92][89] afin d'en comprendre les variations en fonction de la température. Dans les travaux de Bradley et al. [39] et de Williams [14], qui traitent du problème inverse des missions STS, l'émissivité du revêtement RCG est supposée égale à 0,85. Cependant la reconstruction de l'équilibre thermique pour les estimations du flux de chaleur de Williams [14] (la figure 4.6 en est un exemple) montre qu'une émissivité de 0,9 aurait plutôt été utilisée. Cette observation est appuyée par les travaux de Throckmorton et al. [89] et de Shinn et al. [3] où une émissivité de 0,9 était utilisée.



- Dans ce problème inverse de conduction 1D il y a une seule condition limite à renseigner : celle de la surface intérieure en contact avec la structure interne. Cette condition n'a pas été trouvée au cours de l'étude bibliographique menée sur les missions STS.
- La condition initiale du problème inverse de conduction de la chaleur n'a pas été trouvée au cours de l'étude bibliographique sur les missions STS.
- La méthode de résolution du problème inverse de conduction de la chaleur ainsi que la méthode de régularisation n'ont pas été trouvées au cours de l'étude bibliographique menée sur les missions STS.

Malgré l'absence de certaines données, l'ensemble des informations trouvées au cours de l'étude bibliographique sont suffisantes pour former un cas test : mesures de température, propriétés thermiques et estimations du flux de chaleur. Les données manquantes, à savoir la condition initiale et la condition limite intérieure, peuvent être supposées à l'aide du contexte.

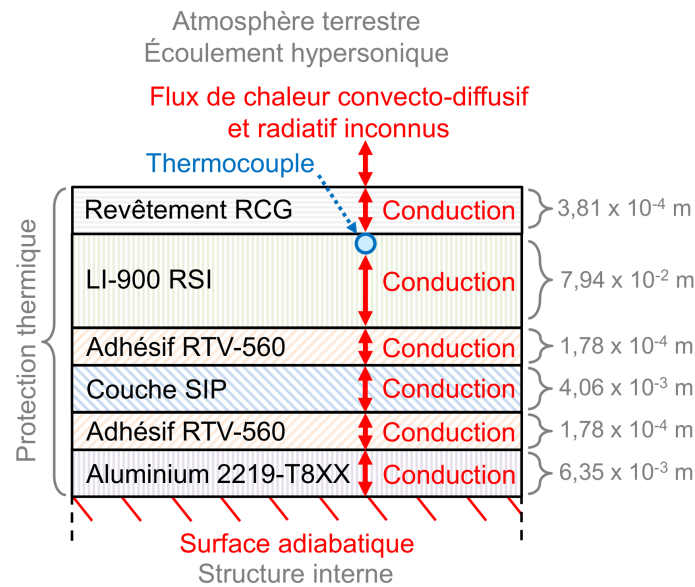
#### 4.2.2 Résolution du problème inverse de conduction de la chaleur avec le code THIDES

Cette partie traite de la résolution du problème inverse de conduction de la chaleur dans les tuiles HRSI de la navette Columbia à l'aide du code THIDES de l'ONERA. Le code volumes finis THIDES a été présenté dans la partie 3.5.1 (page 68). Pour rappel THIDES s'appuie sur une minimisation séquentielle d'un critère des moindres carrés couplée à la méthode des pas de temps futurs de Beck, telle que décrite dans la partie 3.3.1. Les calculs ont suivi un schéma de Crank-Nicolson afin d'assurer leur stabilité. La résolution du problème inverse de la navette Columbia a reposé sur la modélisation 1D de la tuile HRSI présentée par la figure 4.7. La méthodologie de résolution du problème inverse de conduction de la chaleur et la justification de ses paramètres ne sont pas entièrement détaillées dans ce chapitre, car le but de ce dernier est de présenter et de tester la méthode globale présentée par la figure 4.1. La justification complète du choix du code THIDES, de la méthode de résolution du problème inverse et des hypothèses nécessaires est réalisée dans le chapitre 6 qui est spécifiquement dédié au problème inverse de conduction de la chaleur. Pour commencer, les sous-parties à venir traitent des données manquantes qui ont été pointées à la fin de la présentation des estimations de la NASA.

##### Condition limite de la surface intérieure

La condition limite de la surface intérieure n'a pas été trouvée au cours de l'étude bibliographique menée sur les missions STS et il a fallu la compléter. Le but des protections thermiques est d'empêcher que le fort échauffement à la surface extérieure n'atteigne les composants internes de la navette spatiale américaine. Dans ce cadre, l'objectif est de limiter au maximum les transferts de chaleur au niveau de la surface intérieure des tuiles HRSI. En s'appuyant sur ce raisonnement il a été supposé que la surface intérieure des tuiles, à savoir la surface de la couche d'aluminium 2219-T8XX en contact avec la structure interne, serait une surface adiabatique. Cette hypothèse a été vérifiée par deux moyens.

Le premier moyen a été l'emploi du nombre de Fourier pour caractériser la conduction de la chaleur dans la couche de LI-900 RSI au cours des 1478 s de rentrée atmosphérique. Bien que le nombre de Fourier soit généralement utilisé pour calculer de manière adimensionnée la pénétration



**FIGURE 4.7** – Modélisation 1D des transferts thermiques dans une tuile HRSI de la navette spatiale américaine

de la chaleur au sein d'une maille, ici ce nombre est utilisé pour calculer la pénétration de la chaleur dans la couche entière de LI-900 RSI. Les 1478 s s'étalent du début des mesures à 121,9 km d'altitude jusqu'à leur fin à une altitude inconnue mais où la navette était à Mach 4, soit la fin du régime hypersonique. L'étude porte ici uniquement sur la couche de LI-900 RSI car c'est elle qui joue principalement le rôle de protection thermique. Les autres couches ont un effet moindre car elles ont été prévues pour d'autres raisons. En étudiant uniquement la couche de LI-900 RSI, pour des conditions où sa diffusivité thermique est maximale (une température à 1533,3 K et une pression à 101314,6 Pa), le nombre de Fourier est égal à 0,37. Ce nombre de Fourier ne permet pas de conclure car sa valeur n'est pas suffisamment inférieure à 1 pour pouvoir supposer clairement que les échanges de chaleur à sa limite inférieure soient négligeables. Par extension il n'est pas possible pour l'instant de considérer la surface inférieure d'une tuile HRSI comme une paroi adiabatique (aucun flux de chaleur transmis à la structure interne).

Le deuxième moyen pour vérifier la cohérence de l'hypothèse d'une paroi adiabatique a consisté à réaliser un calcul avec cette hypothèse et d'estimer la variation de la température au niveau de la paroi inférieure de la couche d'aluminium 2219-T8XX. Ce calcul a été réalisé avec les propriétés des matériaux variant en fonction de la température mais avec l'hypothèse d'une pression de 101314,6 Pa afin de surestimer la diffusivité thermique du milieu. La condition initiale de ce calcul est celle présentée dans la sous-partie suivante, avec une température de 300 K à 0 s (courbe noire de la figure 4.10). Dans ces conditions la température au niveau de la limite inférieure du domaine n'augmente au maximum que de 7 K par rapport à la température initiale de 300 K. Ce maximum est atteint à la toute fin de l'estimation. À 1000 s, soit à la fin du palier du flux de chaleur convectif-diffusif, la température à la limite inférieure n'a augmenté que de 1 K. Étant donné que du côté de la surface supérieure les variations de température sont supérieures à 1000 K, il est bien cohérent de poser l'hypothèse que les échanges de chaleur à la surface inférieure sont négligeables par rapport aux échanges de chaleur à la surface supérieure. Dans ces conditions il est valable de poser l'hypothèse d'une paroi adiabatique au niveau de la surface inférieure.

### Condition initiale

La condition initiale imposée par la NASA n'a pas été retrouvée au cours de l'étude bibliographique sur les missions STS et il a aussi fallu compléter ce manque. La question qui se cache derrière est celle des propriétés des matériaux. En effet, les propriétés des matériaux utilisés dans les tuiles HRSI dépendent de la température. Par conséquent, en fonction de la température imposée en condition initiale les propriétés ne sont pas rigoureusement les mêmes. Ce manque de données est d'autant plus problématique que les mesures de température ont commencé à 200 s, soit à un moment où un gradient de température de plusieurs centaines de degrés était déjà présent dans les protections thermiques. Or avec les informations à disposition il n'est pas possible de connaître la distribution de température dans les tuiles HRSI à 200 s.

Afin d'estimer les effets de la condition initiale sur l'ensemble de l'estimation, trois cas ont été étudiés. Le premier cas s'appuie sur une initialisation à 200 s de la rentrée avec l'hypothèse d'une température initiale uniforme de 300 K. La température de 300 K a été choisie de manière arbitraire en s'appuyant sur la bibliographie menée sur l'atmosphère terrestre et les véhicules de rentrée atmosphérique. Ce cas sous-estime la température initiale dans la tuile à 200 s et induit une sous-estimation de la conductivité thermique des matériaux (voir annexe D page 259). Le deuxième cas s'appuie sur une initialisation à 200 s avec l'hypothèse d'une température uniforme dans toute la tuile HRSI égale à la température mesurée par le thermocouple à cet instant, soit 984 K pour le thermocouple V09T9341A. Ce cas sous-estime la température initiale entre le thermocouple et la surface du revêtement RCG, et surestime la température initiale dans toutes les couches derrière le thermocouple. Les conditions de l'estimation assurent un nombre de Fourier égal à 0,5 dans la couche du revêtement RCG pour un pas de temps, par conséquent la sous-estimation de la température dans cette couche n'a plus lieu dès 2 pas de temps environ. La partie importante de ce cas est la surestimation de la température initiale dans les autres couches, car elle entraîne une surestimation de la conductivité thermique dans ces dernières. Le troisième cas s'appuie sur une initialisation à 0 s (121,9 km d'altitude) avec une température initiale uniforme à 300 K. L'absence de mesures de température entre 0 s et 200 s est comblée en reprenant la variation de la température mesurée lors de la rentrée de l'IXV pour des altitudes similaires. Les mesures de température ont été adaptées pour être égales à 300 K à 0 s et à 984 K à 200 s. La figure 4.8 présente le complément de température entre 0 s et 200 s.

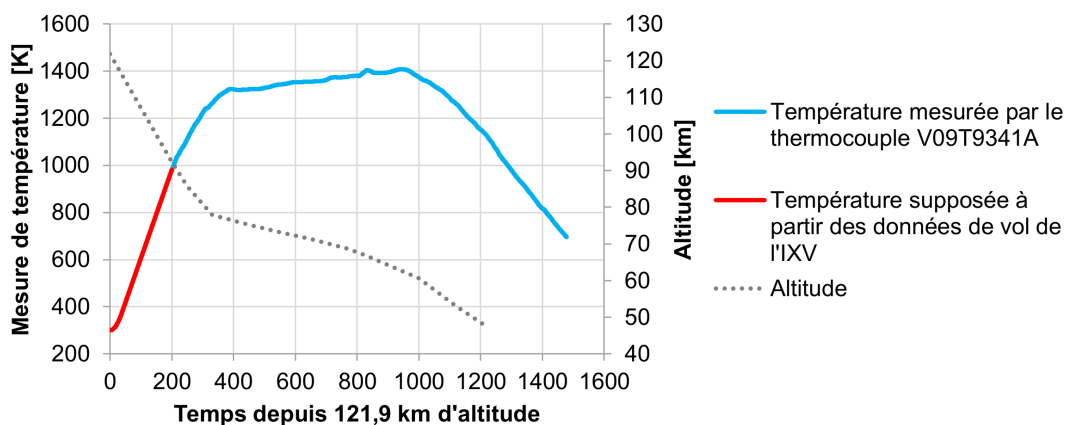


FIGURE 4.8 – Température mesurée par le thermocouple V09T9341A lors de la mission STS-2 et complétée entre 0 s et 200 s à partir de données de vol de l'IXV

Au final les deux premiers cas permettent d'encadrer les effets possibles de la condition initiale en sous-estimant et surestimant la température initiale. Le troisième cas est un cas intermédiaire dont le but est de recréer au mieux le gradient de température à 200 s dans les protections thermiques.

En plus de l'incertitude sur la température initiale dans les couches des protections thermiques, il est nécessaire de prendre en compte les effets de la pression sur les propriétés thermiques. Comme le montrent les travaux de Williams [14] et l'annexe D (page 259), la conductivité thermique du matériau LI-900 RSI et de la couche SIP augmentent de manière monotone avec la pression. Afin de bien prendre en compte cette incertitude, les trois conditions initiales citées précédemment ont été testées avec les propriétés à la pression minimale étudiée (les propriétés mesurées par la NASA à 0 Pa et à 10,05 Pa sont les mêmes) et à la pression maximale étudiée (101314,6 Pa).

Les estimations réalisées pour ces 6 cas sont présentées dans les figures 4.9 et 4.10. La discussion sur ces figures et sur la prise en compte des incertitudes de la condition initiale et de la pression constitue la partie suivante.

### Estimation finale par THIDES

Les figures 4.9 et 4.10 présentent les résultats obtenus pour les différentes conditions initiales et pressions. Ces résultats ont été obtenus à l'aide du code THIDES, avec un pas de temps de 0,15 s et en appliquant la méthode de Beck sur deux pas de temps futurs ( $N_F = 2$ ). Entre 200 s et 250 s, les cas initialisés à 200 s à 300 K et 984 K présentent les écarts maximaux par rapport au cas de la NASA. Cela vient du fait que ces deux cas sont les conditions les plus écartées de la réalité. Pour ces deux cas la méthode de résolution compense en surestimant ou en sous-estimant particulièrement le flux de chaleur convecto-diffusif au cours des premiers pas de temps. Le cas intermédiaire, comme attendu, présente des variations moins importantes pendant cette période. Pour la période d'échauffement maximal, comprise environ entre 300 s et 1200 s, l'erreur relative des différents cas par rapport à l'estimation maximale de la NASA est comprise entre + 3,5 % et - 3 %. À titre de comparaison, l'expérience générale sur la résolution d'un problème inverse montre qu'une estimation a dans le meilleur des cas une incertitude de  $\pm 10$  %. Cette précision est due aux incertitudes sur les propriétés thermiques, la précision de la mesure, les effets de la régularisation... Par conséquent, les résultats des figures 4.9 et 4.10 permettent de conclure que la condition initiale et la pression ont un faible impact sur la résolution du problème inverse de la tuile HRSI. Pour aller plus loin, ces résultats montrent que les hypothèses posées et l'utilisation de l'outil THIDES permettent de bien reconstruire les estimations réalisées par la NASA pour la mission STS-2.

#### 4.2.3 Bilan de l'estimation du flux de chaleur par méthode inverse

Les résultats des figures 4.9 et 4.10 montrent que la méthode de résolution du problème inverse mise en place avec THIDES est bien adaptée à l'étude des flux de chaleur au cours d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre. La résolution de ce problème inverse repose sur des mesures de température réalisées par un thermocouple dans des protections thermiques non ablatives.

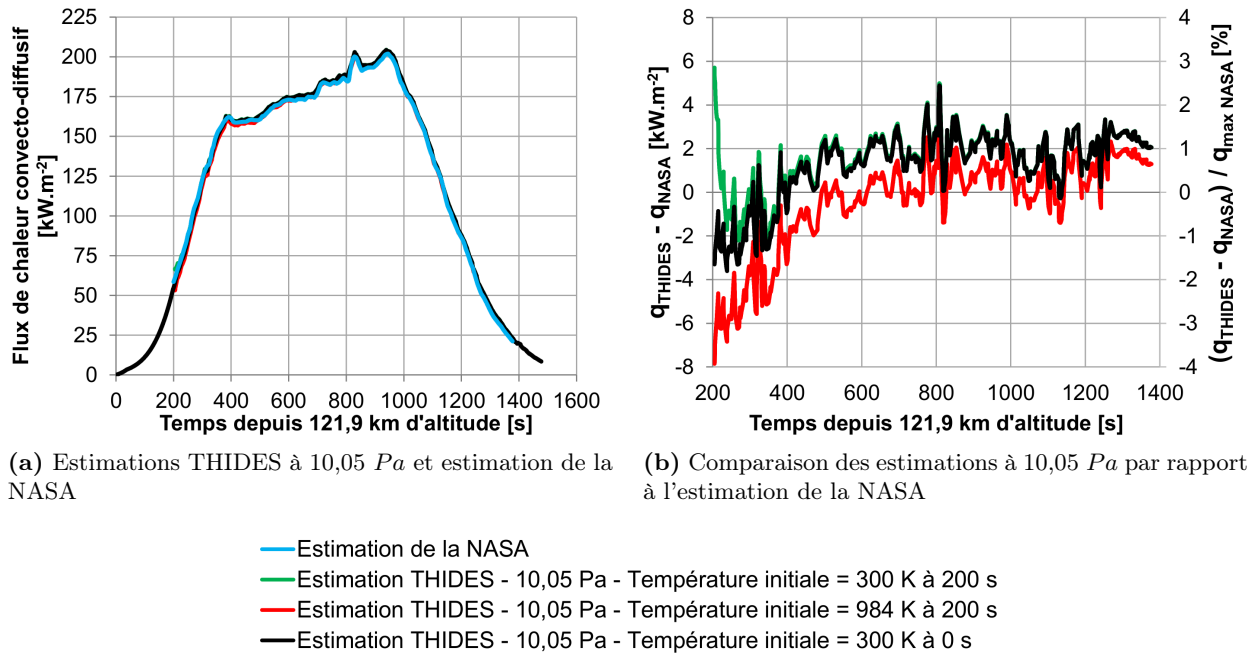


FIGURE 4.9 – Étude des estimations par THIDES du flux de chaleur convecto-diffusif à partir des mesures de température du thermocouple V09T9341A et des propriétés des matériaux à 10,05 Pa

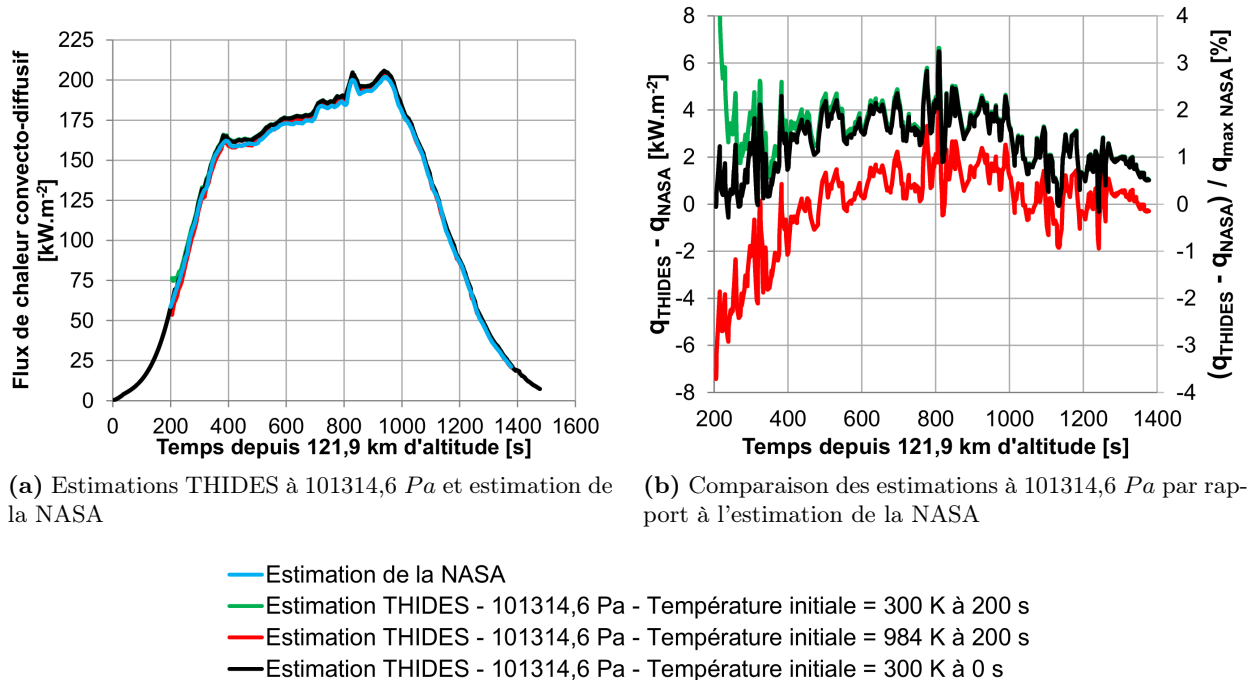


FIGURE 4.10 – Étude des estimations par THIDES du flux de chaleur convecto-diffusif à partir des mesures de température du thermocouple V09T9341A et des propriétés des matériaux à 101314,6 Pa

## 4.3 Étude des échauffements pariétaux à l'intrados de la navette Columbia à l'aide de simulations de l'écoulement

Le lecteur est invité à reprendre la figure 4.1 (page 73) pour commencer cette nouvelle partie. La partie précédente a montré que l'approche par méthode inverse décrite par la branche supérieure de la figure 4.1 est bien adaptée pour la présente étude. L'objectif de cette nouvelle partie est l'étude de l'approche par simulations de l'écoulement. Pour cela la démarche repose sur les simulations de la NASA de l'écoulement hypersonique au cours de la mission STS-2 de la navette Columbia.

### 4.3.1 Présentation des simulations de l'écoulement réalisées par la NASA

#### Code couche de choc visqueuse couplé à une modélisation « corps axisymétrique équivalent » de la navette Columbia

La présente étude s'appuie sur les travaux de Shinn et al. [3] pour la mission STS-2 de la navette spatiale Columbia. Ces travaux ont été choisis car ce sont ceux qui présentaient les données les plus complètes pour cette étude. L'écoulement hypersonique a été simulé à différents points de vol à l'aide d'un code 2D de type VSL (Viscous-Shock-Layer). Ce code est présenté dans les travaux de Shinn et al. [3]. Le fait de simuler la forme 3D de l'intrados de la navette Columbia par une approche 2D est basé sur les travaux d'Adams et al. [93]. Leur approche consiste à modéliser l'écoulement le long de ligne centrale de l'intrados d'un corps de rentrée, pour un angle d'attaque donné, par un corps équivalent 2D axisymétrique avec un angle d'attaque nul. Adams et al. ont montré au cours de leurs travaux que cette approche pouvait être appliquée à la navette spatiale américaine, alors modélisée par une hyperboloïde, jusqu'à un angle d'attaque de 30°. Cette approche a ensuite été vérifiée par Zoby [94] pour un angle d'attaque compris entre 25° et 45°.

#### Présentation des points de vol étudiés

Cette étude s'appuie sur les points de vol renseignés par Shinn et al. [3]. Les données des points de vol (temps, altitude, vitesse, conditions à l'infini amont, angle d'attaque, rayon de nez équivalent) sont récapitulées dans le tableau 4.2. Les conditions atmosphériques ont été estimées à l'aide de mesures réalisées par des ballons et fusées sondes lancés à proximité de la zone de rentrée de la navette. Les zones de l'atmosphère non couvertes par les mesures ont été complétées à l'aide de modèles issus d'études antérieures. La méthode pour l'estimation des conditions atmosphériques est décrite dans les travaux de Price et al. [45] et de Throckmorton [46]. Les estimations réalisées spécifiquement pour la rentrée de la mission STS-2 sont présentées par Price [95].

La figure 4.11 présente l'altitude de la navette Columbia au cours de la mission STS-2 en fonction de sa vitesse. Cette figure permet de mettre en avant les phases importantes du vol. La partie utile à cette étude est celle en régime continu où l'échauffement pariétal est maximal. Toute la période renseignée s'est déroulée en régime hypersonique.

#### Présentation des principales hypothèses de calcul de la NASA pour la modélisation des phénomènes physico-chimiques dans l'écoulement et aux conditions limites

Les hypothèses [3] présentées ci-dessous concernent uniquement les points de vol à partir de 200 s. Les choix réalisés pour la modélisation des phénomènes physico-chimiques de l'écoulement

Temps depuis 121,9 km d'altitude [s]	Altitude [km]	Vitesse [km.s <sup>-1</sup> ]	Masse volumique [kg.m <sup>-3</sup> ]	$P_\infty$ [Pa]	$T_\infty$ [K]	Nombre de de Mach	Angle d'attaque [°]	Rayon de nez [m]
109,75	7,49	1,049 × 10 <sup>-7</sup>	7,287 × 10 <sup>-3</sup>	242	24,02	40,7	1,309	
105,31	7,49	2,212 × 10 <sup>-7</sup>	1,353 × 10 <sup>-2</sup>	213	25,59	40,9	1,317	
99,49	7,50	5,906 × 10 <sup>-7</sup>	3,221 × 10 <sup>-2</sup>	190	27,14	41,8	1,362	
96,58	7,50	1,001 × 10 <sup>-6</sup>	5,287 × 10 <sup>-2</sup>	184	27,60	39,9	1,271	
200	92,35	7,50	2,184 × 10 <sup>-6</sup>	1,143 × 10 <sup>-1</sup>	180	27,90	40,4	1,296
250	85,74	7,53	6,365 × 10 <sup>-6</sup>	3,635 × 10 <sup>-1</sup>	199	26,60	41,0	1,322
330	77,91	7,42	2,335 × 10 <sup>-5</sup>	1,334	199	26,30	40,2	1,286
460	74,98	7,20	3,815 × 10 <sup>-5</sup>	2,171	198	25,50	40,0	1,276
480	74,62	7,16	4,055 × 10 <sup>-5</sup>	2,310	198	25,40	40,3	1,289
540	73,33	7,03	4,794 × 10 <sup>-5</sup>	2,869	200	24,80	40,4	1,295
650	71,29	6,73	6,824 × 10 <sup>-5</sup>	4,018	205	23,40	39,4	1,253
770	68,67	6,31	9,669 × 10 <sup>-5</sup>	6,072	219	21,30	38,5	1,207
830	66,81	6,05	1,216 × 10 <sup>-4</sup>	8,030	230	19,90	41,4	1,342
1000	60,56	4,99	2,621 × 10 <sup>-4</sup>	19,02	253	15,70	42,0	1,368
1120	52,97	3,87	6,762 × 10 <sup>-4</sup>	50,92	262	11,90	38,3	1,204
1215	47,67	2,96	1,344 × 10 <sup>-3</sup>	100,3	260	9,15	34,8	1,056

TABLE 4.2 – Trajectoire et conditions atmosphériques des principaux points de vol de la rentrée atmosphérique lors de la mission STS-2 [3][90]

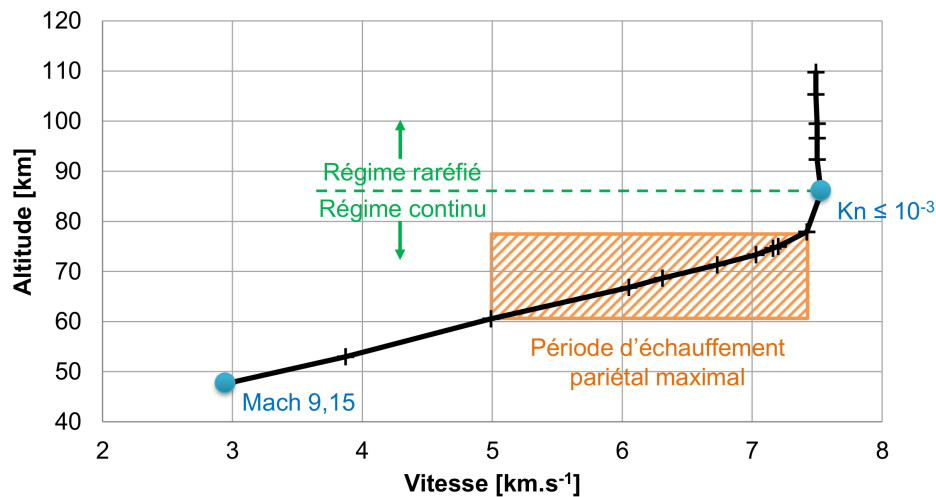


FIGURE 4.11 – Altitude de la navette spatiale Columbia en fonction de sa vitesse, au cours de sa rentrée atmosphérique pour la mission STS-2 [3][90]

étaient les suivants :

- L'écoulement est à l'équilibre thermique.
- Le nombre de Lewis est supposé constant dans la couche de choc et égal à 1,4.
- Le nombre de Prandtl est supposé constant dans la couche de choc et égal à 0,72.
- Le modèle de cinétique chimique utilisé est celui des travaux de Moss [56]. Ce modèle est basé sur une chimie à 5 espèces et 17 réactions et s'appuie sur une formulation de type loi d'Arrhenius. Les coefficients sont présentés dans le tableau B.2 de l'annexe B.2 (page 249).

Les conditions en deux surfaces limites étaient renseignées par la NASA : les conditions à l'infini amont et les conditions à la paroi. Les conditions à l'infini amont concernent la vitesse, la pression, la température, la masse volumique et la composition chimique de l'écoulement. À part la vitesse, ces données sont égales aux conditions atmosphériques. La vitesse, la pression, la température et la masse volumique de l'écoulement sont récapitulées pour chaque point de vol dans le tableau 4.2. La composition chimique de l'écoulement était supposée la même à tous les points de vol, avec les fractions massiques  $\hat{Y}_{N_2} = 0,767$ ,  $\hat{Y}_{O_2} = 0,233$ , et  $\hat{Y}_{NO} = \hat{Y}_N = \hat{Y}_O = 0$ . Les conditions limites au point d'arrêt concernent trois points explicités ci-dessous :

- L'écoulement à la paroi ne présente aucun glissement et est à la même température que la paroi.
- Le coefficient de catalycité de la paroi pour les simulations en déséquilibre chimique est l'un des paramètres étudiés dans les travaux de Shinn et al. [3]. Dans un premier temps, l'étude de Shinn et al. s'appuie sur le modèle de catalycité de Scott [59] pour le revêtement RCG des tuiles HRSI. Ce modèle est présenté dans la partie 2.4.2 (page 40). Les équations (2.39) et (2.40) de ce modèle sont rappelées à la fin de ce paragraphe, avec  $\gamma_N$  le coefficient de catalycité de l'azote  $N$ ,  $\gamma_O$  le coefficient de catalycité de l'oxygène  $O$  et  $T_s$  la température de la surface de la paroi. Dans un deuxième temps Shinn et al. ont mené d'autres simulations avec une vitesse de recombinaison de l'oxygène imposée, égale soit à  $1 \text{ m.s}^{-1}$  soit à  $2 \text{ m.s}^{-1}$ . Le lien entre la vitesse de réaction et le coefficient de catalycité est basé sur le modèle de

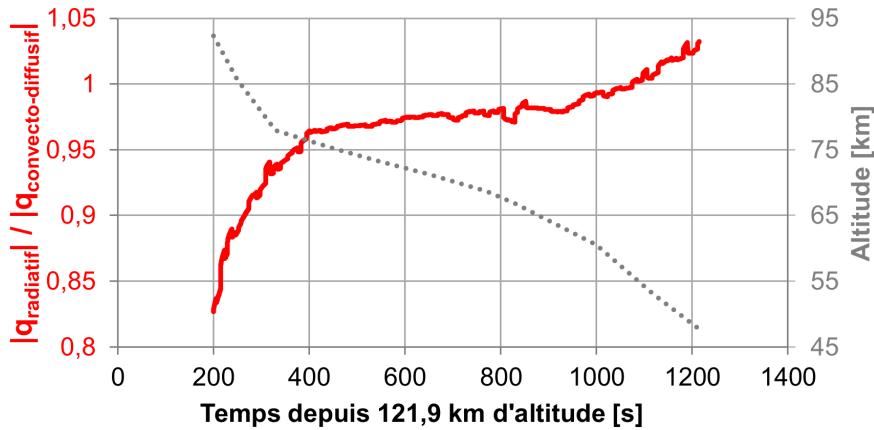


Maxwell, présenté par l'équation (8.5) (page 205). L'étude présente aussi des simulations avec une paroi non catalytique mais ces dernières ne sont pas représentatives de la réalité.

$$\gamma_N = 0,0714e^{-2219/T_s} \quad \text{avec} \quad 1090 \text{ K} < T_s < 1670 \text{ K} \quad (2.39)$$

$$\gamma_O = 16e^{-10271/T_s} \quad \text{avec} \quad 1400 \text{ K} < T_s < 1650 \text{ K} \quad (2.40)$$

- La température à la surface de la navette est estimée en supposant que sa paroi est adiabatique et par conséquent en équilibre radiatif. Pour cela l'émissivité de la paroi est supposée constante et égale à 0,9. L'équation (4.2) du bilan thermique à la surface montre que l'hypothèse d'une paroi adiabatique revient à supposer que le flux net est nul et par conséquent que la valeur absolue du flux de chaleur convecto-diffusif est égale à la valeur absolue du refroidissement radiatif. Cette hypothèse est valable comme le montrent les travaux de Zoby [96] ainsi que la figure 4.12. Cette figure présente le rapport entre la valeur absolue du refroidissement radiatif et la valeur absolue du flux de chaleur convecto-diffusif. Ces deux valeurs ont été estimées lors de l'analyse par méthode inverse des mesures de température du thermocouple V09T9341A, avec THIDES, pour la condition initiale à 300 K à 0 s et une pression de 101314,6 Pa. Cette figure montre notamment qu'à partir de 383 s il y a moins de 5 % d'écart entre la valeur absolue du flux de chaleur convecto-diffusif et la valeur absolue du refroidissement radiatif.



**FIGURE 4.12** – Rapport entre la valeur absolue du refroidissement radiatif et la valeur absolue du flux de chaleur convecto-diffusif, estimées lors de l'analyse par méthode inverse des mesures de température du thermocouple V09T9341A avec THIDES pour la condition initiale à 300 K à 0 s et une pression de 101314,6 Pa

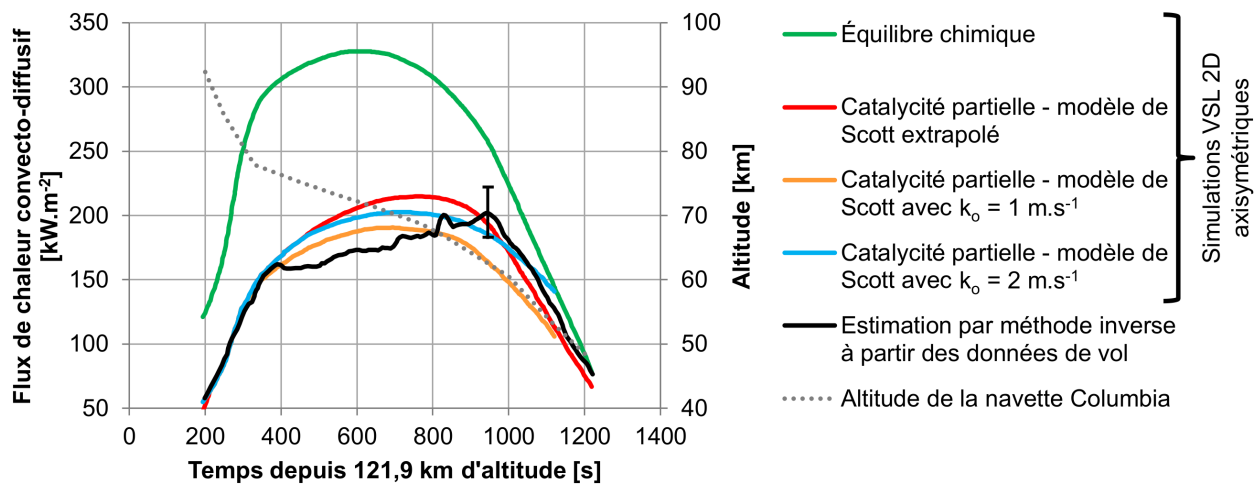
### Résultats des simulations de la NASA

Les résultats des simulations de la rentrée atmosphérique de la mission STS-2 sont récapitulés dans la publication de Shinn et al. [3]. La figure 4.13 présente l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface de la tuile HRSI, au dessus du thermocouple V09T9341A ( $x/L_{STS} = 0,026$ ).  $x$  représente la coordonnée de la position étudiée par rapport à l'avant de la navette suivant l'axe  $X$  (axe parallèle à la ligne centrale de l'intrados, voir la figure 4.4), et  $L_{STS}$  est la longueur caractéristique de la navette du bout du nez à la liaison pivot avec les gouvernes arrière. Ce résultat permet surtout de faire une comparaison entre l'estimation par méthode inverse [14], en noir, et les estimations issues des simulations du code VSL 2D [3]. Une barre d'erreur

au point de flux de chaleur maximal montre la précision de l'estimation par méthode inverse. Les simulations de l'écoulement ont été menées suivant quatre cas :

- un cas à l'équilibre chimique,
- un cas en déséquilibre chimique, avec le modèle de Scott pour le coefficient de catalycité de la surface (le modèle a été extrapolé pour les températures non comprises dans l'intervalle de validité),
- un cas en déséquilibre chimique, avec le modèle de catalycité de Scott modifié avec une vitesse de recombinaison de l'oxygène  $k_O$  imposée à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ ,
- un cas en déséquilibre chimique, avec le modèle de catalycité de Scott modifié avec une vitesse de recombinaison de l'oxygène  $k_O$  imposée à  $2 \text{ m.s}^{-1}$ .

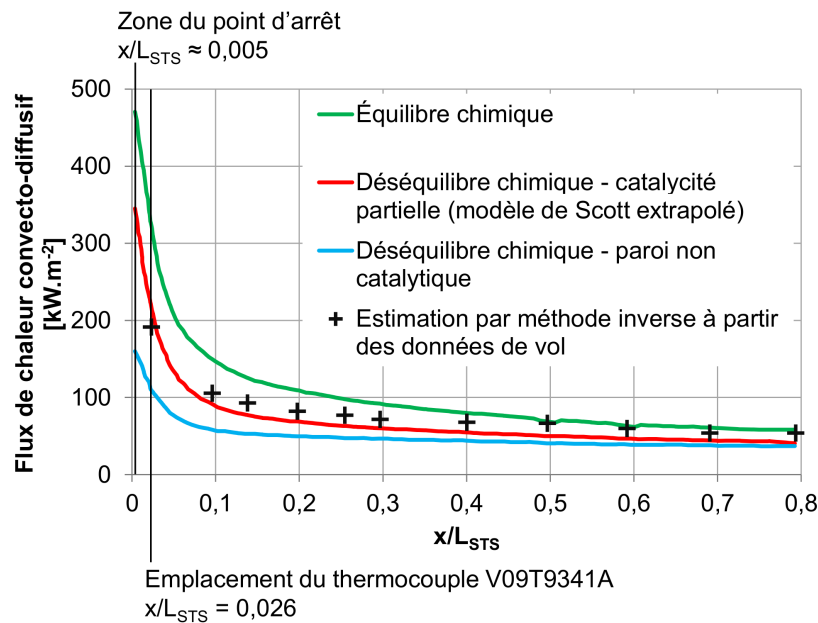
Les trois cas en déséquilibre chimique montrent globalement un bon accord avec l'estimation par méthode inverse. Ces trois cas se complètent : chaque cas présente des résultats plus proches de ceux obtenus par méthode inverse pour des périodes de vol données. Le cas en équilibre chimique (courbe verte) présente des écarts par rapport aux estimations par méthode inverse beaucoup plus importants que les cas en déséquilibre chimique. Cette observation montre que l'écoulement dans la couche de choc est en fort déséquilibre chimique et que sa non prise en compte amène d'importants écarts.



**FIGURE 4.13** – Estimation en fonction du temps du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface de la tuile HRSI, au dessus du thermocouple V09T9341A ( $x/L_{STS} = 0,026$ ), à partir de simulations VSL 2D axisymétriques [3] et à partir de l'analyse par méthode inverse [14] - Mission STS-2 de la navette Columbia

Le résultat précédent est à compléter avec la figure 4.14 qui présente l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif le long de la ligne centrale de l'intrados de la navette Columbia à 770 s. Ce point de vol a été choisi car c'est le second point vol avec le flux de chaleur le plus important. Le plus important est celui à 830 s, mais comme à ce point de vol l'augmentation du flux de chaleur est ponctuelle et est due à une manœuvre en vol, il n'a pas été pris comme exemple. La discussion sur le point de vol 770 s est valable pour les autres points de vol étudiés par Shinn et al. [3]. L'écoulement va de la gauche ( $x/L_{STS} = 0,0$  le bout du nez) vers la droite ( $x/L_{STS} = 0,8$ ). Le point d'arrêt ( $x/L_{STS} \approx 0,005$ ) correspond au point le plus chaud sur la ligne centrale. La variation du flux de chaleur le long de la ligne centrale est principalement influencée par la géométrie du véhicule. L'intrados étant relativement plat, une fois le nez passé la variation du flux de chaleur est faible le

long de la ligne centrale. À 770 s, pour la portion tracée ici, la transition laminaire turbulente de la couche limite n'a pas encore commencé. Cette figure montre surtout que les outils développés à la NASA et les hypothèses posées ont bien permis la reconstruction de la répartition du flux de chaleur convecto-diffusif le long de la ligne centrale de l'intrados estimée par méthode inverse.



**FIGURE 4.14** – Estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à 770 s le long de la ligne centrale de l'intrados de la navette Columbia, à partir de simulations VSL 2D axisymétriques [3] et à partir de l'analyse par méthode inverse [14] - Mission STS-2

### 4.3.2 Simulations de l'écoulement hypersonique de rentrée atmosphérique avec le code CASL

#### Application pour l'estimation du flux de chaleur au point d'arrêt de la navette Columbia

Une fois que les résultats des simulations VSL 2D de la NASA ont bien été appréhendés, ils peuvent servir de cas test. L'objectif de cette partie est de reproduire ces résultats afin de montrer le bon fonctionnement de l'outil CASL de l'ONERA qui sera utilisé par la suite pour l'approche par simulations de l'écoulement (voir la figure 4.1 page 73 pour reposer le contexte de l'approche par simulations de l'écoulement). Cet outil a été présenté dans la partie 2.6.1 (page 45). Pour rappel CASL s'appuie sur une réduction monodimensionnelle des équations de Navier-Stokes en déséquilibre thermo-chimique et faiblement ionisé le long de la ligne d'arrêt pour un écoulement autour d'une sphère. L'emploi du code CASL implique deux restrictions. Premièrement CASL ne peut simuler un écoulement qu'autour d'une unique géométrie : une sphère de rayon connu. Cette limite implique de modéliser la géométrie à proximité du point d'arrêt du corps de rentrée par une sphère de rayon équivalent. Deuxièmement la simulation de l'écoulement est 1D le long de la ligne d'arrêt, par conséquent le flux de chaleur convecto-diffusif est estimé uniquement au point d'arrêt du corps de rentrée.

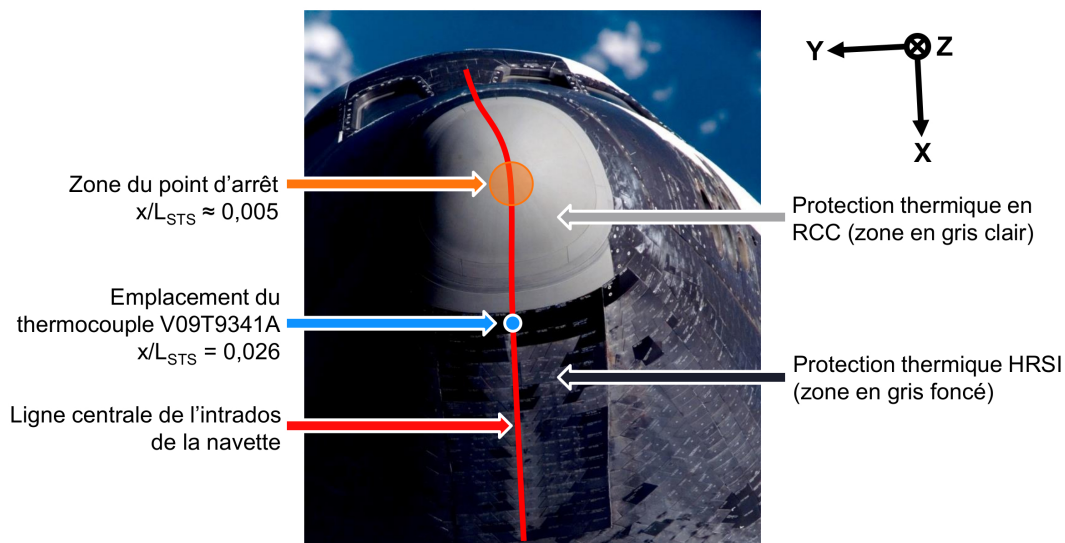
La première limite, qui oblige la modélisation d'une sphère de rayon équivalent, peut être traitée à l'aide des travaux de Rakich et al. [65] de la NASA. Ces derniers ont montré qu'une estimation

3D du flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt de la navette spatiale américaine pouvait être reliée par un coefficient correcteur à une estimation du flux de chaleur convecto-diffusif sur une sphère de rayon équivalent. Le coefficient correcteur permet de prendre en compte les effets 3D (effets dus à la géométrie du nez) par rapport à une sphère en se basant sur la distribution de pression calculée par la méthode de Newton. La définition de ce coefficient correcteur est présentée par les équations suivantes :

$$q_{3D\ STS} = K_R q_{sphère} \quad (4.3)$$

$$K_R = 1 - 0,0067(\alpha_{AOA} - 26) \quad \text{avec} \quad 30^\circ < \alpha_{AOA} < 42^\circ \quad (4.4)$$

Avec  $q_{3D\ STS}$  le flux de chaleur estimé par un calcul 3D de l'écoulement au point d'arrêt,  $K_R$  le coefficient correcteur de Rakich et al. [65],  $q_{sphère}$  le flux de chaleur estimé pour une sphère de rayon équivalent et  $\alpha_{AOA}$  l'angle d'attaque de la navette spatiale américaine. Au cours de cette application, le rayon de sphère équivalent en fonction du point de vol a la valeur indiquée dans le tableau 4.2 page 84. Comme ce rayon est calculé à partir de la courbure du nez suivant sa coupe avec le plan  $XZ$  (voir la figure 4.4 page 75 ou la figure 4.15 pour la définition du plan  $XZ$ ), il est nécessaire d'utiliser le coefficient  $K_R$  pour prendre en compte les effets de la géométrie 3D entière.



**FIGURE 4.15** – Principales zones d'étude du nez (zone en gris clair) et de l'intrados (zone en gris foncé au-dessous du nez) de la navette spatiale américaine - image de la NASA [97]

La deuxième limite de l'emploi de CASL constitue deux points problématiques. Comme le montrent les figures 4.14 et 4.15, l'emplacement du point d'arrêt ne correspond pas à l'emplacement du thermocouple V09T9341A où l'étude par méthode inverse a été menée. Par conséquent il n'est pas possible de faire une comparaison directe entre les estimations de THIDES (méthode inverse) et les estimations de CASL (simulations de l'écoulement) pour cette application à la mission STS-2. Ce premier point peut être réglé en faisant confiance aux estimations de la NASA le long de la ligne centrale. Cela revient à supposer que l'estimation de la NASA avec le modèle de catalycité de Scott (courbe rouge de la figure 4.14) est une bonne reconstruction de la répartition du flux de chaleur le long de la ligne centrale de l'intrados. Cependant la figure 4.15 met en avant

le deuxième point problématique. Les études présentées jusque là s'intéressaient aux tuiles HRSI de l'intrados de la navette. Le thermocouple V09T9341A par exemple était placé dans une tuile HRSI. Ces dernières sont visibles sur la figure 4.15, elles sont de couleur gris foncé. Le point d'arrêt, où a lieu la simulation avec le code CASL, se trouve dans une zone équipée d'une protection thermique différente. En effet le nez de la navette était protégé à la surface par le matériau RCC (abréviation de Reinforced Carbon-Carbon, le lecteur doit être vigilant à ne pas confondre ce matériau avec le revêtement RCG à la surface des tuiles HRSI) visible en gris clair sur la figure 4.15. Cette protection thermique a une émissivité et une catalycité différente de celle des tuiles HRSI. L'étude de Shinn et al. [3] est uniquement concentrée sur la portion de l'intrados couverte par les tuiles HRSI et n'évoque jamais les propriétés du matériau RCC au nez. Pourtant Shinn et al. ont dû imposer des conditions car cette zone fait bien partie de leurs estimations. Pour mener la présente étude il est nécessaire de compléter l'absence de données sur l'émissivité et la catalycité de la portion RCC.

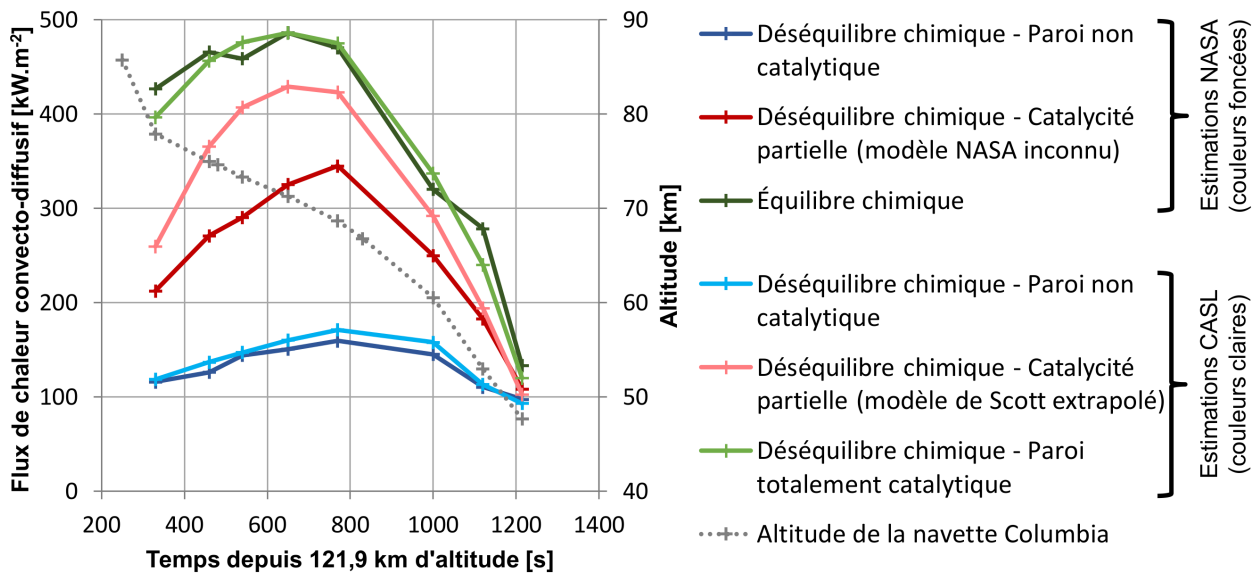
### Mise en place et discussion des hypothèses de calcul

Pour commencer, toutes les hypothèses des travaux de la NASA directement transposables aux estimations par le code CASL ont été utilisées :

- L'écoulement à la paroi ne présente aucun glissement et est à la même température que la paroi.
- Le nombre de Lewis est supposé constant dans la couche de choc et égal à 1,4.
- Le nombre de Prandtl est supposé constant dans la couche de choc et égal à 0,72.
- L'écoulement est à l'équilibre thermique.
- L'écoulement est en déséquilibre chimique, basé sur le modèle de cinétique chimique de Moss [56] (voir tableau B.2 de l'annexe B.2, page 249).
- Les paramètres des points de vol sont ceux du tableau 4.2 (page 84). Uniquement les points de vol 330 s, 460 s, 540 s, 650 s, 770 s, 1000 s, 1120 s, 1215 s ont été simulés. Les points de vol avant 330 s ne se trouvaient pas dans le régime continu et ne pouvaient pas être simulés précisément par le code Navier-Stokes CASL. De plus les points de vol 480 s et 830 s n'ont pas été simulés par CASL car ils n'ont pas été traités par Shinn et al.
- Les estimations de CASL ont été multipliées par le coefficient correcteur  $K_R$  de Rakich et al. [65] afin de corriger la non prise en compte des effets 3D dus à la forme du nez de la navette Columbia.

Une fois ces hypothèses posées il a fallu combler les données manquantes. La première hypothèse possible concernant l'émissivité et la catalycité de la portion RCC est l'emploi des mêmes propriétés que celles des tuiles HRSI, comme si Shinn et al. avaient considéré un seul et unique matériau pour toute la surface de l'intrados. Cette hypothèse implique une émissivité indépendante de la température et égale à 0,9, et que la catalycité de la paroi suive le modèle de Scott avec une extrapolation si nécessaire. Les premiers résultats obtenus sont présentés par la figure 4.16.

Trois couples de courbes sont à étudier dans la figure 4.16. Tout d'abord les courbes vertes, avec en foncé l'estimation de la NASA basée sur un écoulement à l'équilibre chimique, et en clair l'estimation réalisée avec CASL pour un écoulement en déséquilibre chimique mais avec une paroi



**FIGURE 4.16** – Comparaison des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt de la navette Columbia au cours de la mission STS-2 pour différentes hypothèses de catalycité et de cinétique chimique

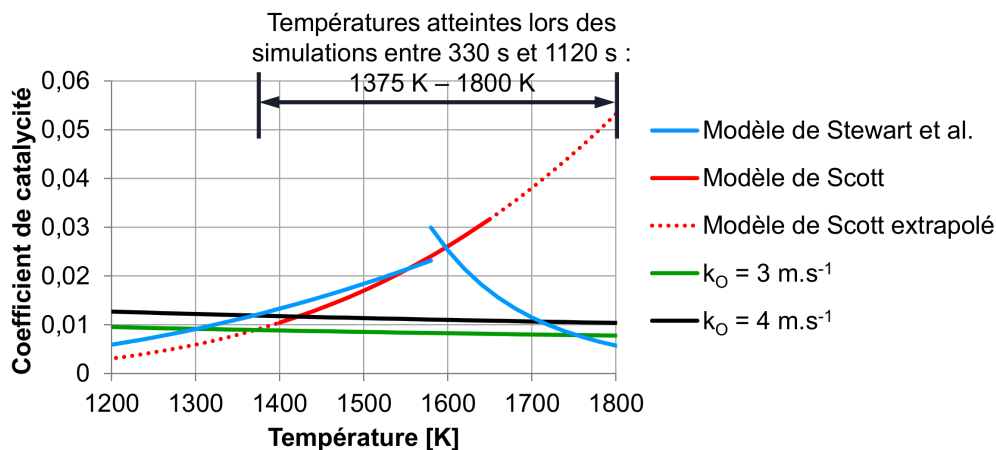
totalemt catalytique. Shinn et al. [3] ont expliqué dans leurs travaux que lorsque ces deux cas ont été menés à la NASA il y avait un écart inférieur à 10 % entre eux. En effet, dans les deux cas l'écoulement à la paroi tend vers la même composition chimique. Les deux courbes vertes montrent que ce résultat est bien reconstruit par CASL.

Le couple de courbes bleues correspondent à un calcul en déséquilibre chimique avec une paroi non catalytique. Là aussi CASL a su bien reconstruire les estimations de la NASA, les niveaux de flux de chaleur sont similaires et suivent les mêmes tendances. L'écart maximal entre les deux courbes est de  $13 \text{ kW.m}^{-2}$  (écart relatif de 9 %), à 1000 s, ce qui est acceptable pour deux codes différents. Ce deuxième cas est particulièrement important, car il ne dépend pas de la catalycité de la paroi (elle est nulle) mais dépend de l'historique de la cinétique chimique dans la couche de choc et de l'émissivité de la paroi. Ce deuxième couple permet donc d'appuyer le bon fonctionnement de CASL ainsi que la cohérence de l'hypothèse d'une émissivité de 0,9. Le troisième couple de courbes, en rouge et rose, demande une approche plus approfondie.

Les courbes rouge et rose traitent un cas en déséquilibre chimique, avec une paroi partiellement catalytique modélisée à l'aide du modèle de Scott [59]. Ce modèle a été extrapolé pour les températures qui n'étaient pas comprises dans le domaine validé par Scott. La courbe en rouge représente l'estimation de la NASA et la courbe en rose représente l'estimation réalisée à l'aide de CASL. Bien que ces deux résultats soient censés être basés sur les mêmes hypothèses ils présentent des écarts importants. Afin de comprendre ces écarts il est nécessaire de les remettre dans leur contexte. Shinn et al. se sont permis d'extrapoler le modèle de catalycité de Scott pour l'intrados de la navette Columbia. En effet, ce modèle est uniquement valide entre 1090 K et 1670 K pour la recombinaison de l'azote N et entre 1400 K et 1650 K pour la recombinaison de l'oxygène O. Pour la partie de l'intrados couverte par les tuiles HRSI (entre  $x/L_{STS} \approx 0,026$  et  $x/L_{STS} = 0,8$ ), l'extrapolation a été nécessaire car les températures à la surface étaient descendues en dessous de celles du domaine de validité du modèle. Cette extrapolation était tolérable car en dessous du domaine de validité le

modèle de Scott continue d'avoir un comportement cohérent avec la réalité. Ce résultat a été montré par Stewart et al. [61] qui ont caractérisé la catalycité du revêtement RCG des tuiles HRSI pour l'ensemble des températures rencontrées à la surface de la navette. L'évolution du coefficient de catalycité pour la recombinaison de l'oxygène  $O$  à la surface du revêtement RCG est présentée dans la figure 4.17. Le modèle de Stewart et al. a été présenté dans la partie 2.4.2, page 40. Le problème de l'extrapolation est différent pour les estimations au point d'arrêt car les flux de chaleur et la température  $y$  sont plus importants qu'aux zones protégées par les tuiles HRSI. Au cours des simulations réalisées par CASL la température était supérieure à  $1670\text{ K}$  pour les points de vol  $460\text{ s}$ ,  $540\text{ s}$ ,  $650\text{ s}$  et  $770\text{ s}$ , impliquant une extrapolation vers des valeurs supérieures du modèle de catalycité. Cette extrapolation n'est pas tolérable, car le modèle de catalycité suit une loi exponentielle avec une croissance de plus en plus rapide, or ce comportement n'est pas cohérent avec la réalité. Comme le montrent le modèle de Stewart et al. pour le revêtement RCG (voir figure 4.17) et la recherche bibliographique sur les mécanismes de recombinaison (partie 1.3.1 page 22), au-dessus d'une certaine température le coefficient de catalycité diminue suite à la désorption des atomes. Les travaux de Stewart et al. ont justement montré que les coefficients de catalycité de l'azote  $N$  et de l'oxygène  $O$  pour le revêtement RCG diminuaient à partir de  $1580\text{ K}$ . Dans ces conditions il est légitime de se demander si pour la portion du nez couverte par la protection thermique RCC (entre  $x/L_{STS} = 0$  et  $x/L_{STS} \approx 0,0026$ ) Shinn et al. avaient juste extrapolé le modèle de catalycité de Scott. Comme l'article de Shinn et al. ne donne aucune indication à ce sujet il a fallu poser de nouvelles hypothèses.

Afin d'avoir un modèle de catalycité plus cohérent avec la réalité, l'idée a été de modifier le modèle de catalycité de Scott en fixant une vitesse de recombinaison  $k_O$  de l'oxygène  $O$  constante pour toute la rentrée et avec une valeur plus basse que celle prévue initialement. Le choix de la valeur de  $k_O$  s'est appuyée sur l'étude de Ting et al. [98]. Cette étude a abouti à une estimation du coefficient de catalycité du matériau RCC entre  $3\text{ m.s}^{-1}$  et  $4\text{ m.s}^{-1}$ , en se basant sur des mesures de la mission STS-5. La figure 4.17 présente en vert le coefficient de catalycité pour une vitesse de recombinaison de  $3\text{ m.s}^{-1}$  et en noir le cas pour une vitesse de  $4\text{ m.s}^{-1}$ . En partant de ce résultat de nouvelles simulations au point d'arrêt ont été réalisées avec le modèle de catalycité de Scott modifié. La figure 4.18 présente les résultats obtenus.



**FIGURE 4.17** – Coefficient de catalycité du revêtement RCG pour la recombinaison de l'oxygène  $O$  en fonction de la température, d'après le modèle de Stewart [61] (ce modèle n'est pas continu), d'après le modèle de Scott avec extrapolation [59], et pour des vitesses de recombinaison  $k_O$  fixées

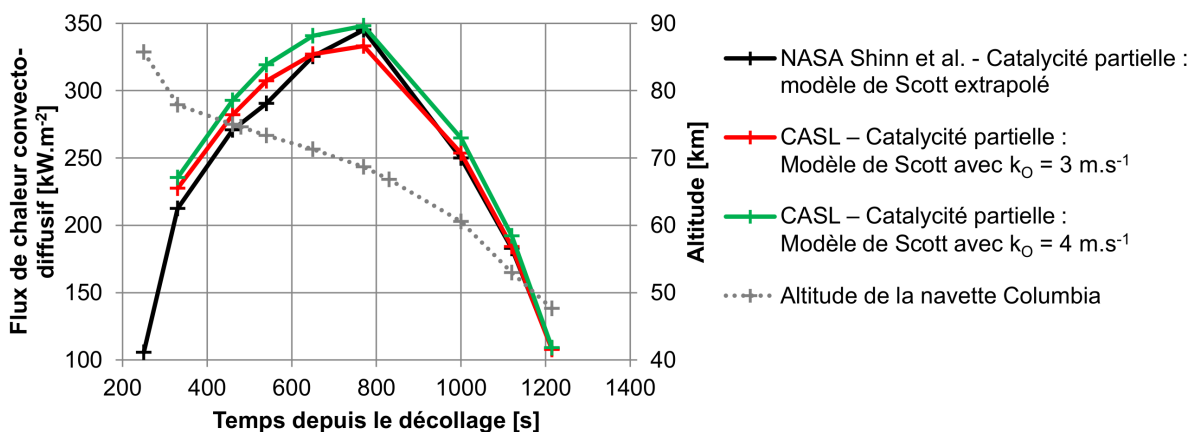


FIGURE 4.18 – Comparaison des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt de la navette Columbia au cours de la mission STS-2 pour différentes hypothèses de catalycité

Plusieurs éléments sont à observer sur la figure 4.18. Premièrement la courbe en noir de la NASA correspond à la courbe en rouge foncé de la figure 4.16. Les simulations CASL avec une vitesse de recombinaison de l'oxygène fixe et inférieure à celle du modèle de Scott extrapolé permettent d'obtenir des estimations plus proches de celles de Shinn et al.. Les écarts les plus importants par rapport à l'estimation de la NASA sont à 540 s, avec un écart de  $17 \text{ kW.m}^{-2}$  (6 % par rapport à l'estimation de la NASA au même point de vol) pour le cas  $k_O = 3 \text{ m.s}^{-1}$  et un écart de  $29 \text{ kW.m}^{-2}$  (10 % par rapport à l'estimation de la NASA au même point de vol) pour le cas  $k_O = 4 \text{ m.s}^{-1}$ . Les tendances suivies par les estimations de CASL sont similaires à celles de la NASA, avec des courbes en cloche. Les températures obtenues lors de ces deux nouvelles estimations sont inférieures à  $1670 \text{ K}$ , ce qui n'implique aucune extrapolation du modèle de Scott pour la recombinaison de l'azote  $N$  vers des valeurs plus élevées que celles du domaine de validation. Étant donné que ces estimations ne sont pas issues du même code et que les écarts sont inférieurs à 10 % du flux de chaleur maximal estimé par Shinn et al., il peut être conclu que les deux estimations CASL sont de bonnes reconstructions des résultats de la NASA. Par ailleurs, ces résultats montrent que Shinn et al. ont dû imposer localement une catalycité différente pour la zone couverte de RCC.

### 4.3.3 Bilan de l'estimation du flux de chaleur par le code Navier-Stokes CASL

Les résultats de la partie 4.3.2 montrent la bonne capacité du code CASL à reconstruire les estimations de la NASA pour la rentrée atmosphérique de la navette spatiale Columbia lors de la mission STS-2. Cependant il faut prendre en compte que des hypothèses manquantes ont dû être posées et que les estimations par CASL reposent sur celles-ci. Ces hypothèses complémentaires ont été posées en s'appuyant sur des études portant sur d'autres missions STS.

## 4.4 Conclusion sur la complémentarité de simulations de l'écoulement et de problèmes inverses pour l'étude des échauffements pariétaux au cours d'une rentrée atmosphérique

Afin de conclure ce chapitre il est nécessaire de revenir à la figure introductive 4.1 (page 73). L'objectif de ce chapitre était de montrer la complémentarité des résultats obtenus par méthode inverse et par simulations de l'écoulement pour l'étude du flux de chaleur convecto-diffusif. Cette



méthode intervient dans le contexte des échauffements pariétaux pendant une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre. Pour ce faire ce chapitre s'est appuyé sur les données de la littérature sur la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia. La première partie 4.2 était concentrée sur les estimations par méthode inverse avec l'outil THIDES. Cette étape était basée sur l'étude d'un thermocouple dans les tuiles HRSI des protections thermiques de l'intrados de la navette. La deuxième partie 4.3 était axée sur l'approche par simulations de l'écoulement avec l'utilisation du code CASL pour des estimations Navier-Stokes 1D le long de la ligne d'arrêt. Bien que les estimations par méthode inverse et celles par CASL n'aient pas eu lieu exactement au même endroit de la navette, ces dernières ont pu être reliées par les estimations 2D de Shinn et al. [3]. L'emploi des travaux de Shinn et al. de la NASA est justifiée par leur pertinence lors de l'étude des tuiles HRSI.

La comparaison des deux approches montrent des résultats relativement proches et ouvrent la voie à des discussions sur les hypothèses à employer pour l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif au cours d'une rentrée atmosphérique depuis une orbite basse terrestre. Pour aller plus loin, ce travail permet d'approfondir et de mieux comprendre les mesures de vol en leur confrontant des scénarios de mécanismes physico-chimiques dans la couche de choc. L'objectif de ce chapitre étant axé sur la méthode, il n'y a pas eu d'analyses détaillées de l'écoulement et de ses phénomènes physico-chimiques. Ce type d'analyses est proposé dans le chapitre 8 lors d'une application à la rentrée atmosphérique de la navette européenne IXV.

Ce chapitre fait la transition entre les synthèses bibliographiques et les parties sur la démarche scientifique. La méthode globale, basée sur une comparaison des résultats obtenus par méthode inverse et par simulations de l'écoulement, a pu être pleinement présentée et testée au cours de cette application à la mission STS-2 de la navette Columbia. Le test a montré que les outils prévus pour cette étude étaient bien adaptés pour l'analyse du flux de chaleur convecto-diffusif au cours de la rentrée atmosphérique d'un véhicule depuis une orbite basse terrestre. La suite de ces travaux consiste en une étude des échauffements pariétaux au cours de la rentrée atmosphérique de la navette autonome européenne IXV. Contrairement à ce qui pourrait être attendu au premier abord, les parties suivantes ne sont pas une simple recopie du présent chapitre avec des paramètres différents. Avant de rentrer dans la phase des calculs il y a une longue période de discussion autour des hypothèses à poser. Pourquoi une approche 1D, 2D ou 3D? Quels sont les phénomènes négligeables et non négligeables? Quelles sont les incertitudes des données?... Cette discussion n'apparaît pas dans ce chapitre car elle a déjà été menée par les ingénieurs de la NASA. Savoir organiser et diriger cette discussion est le challenge des chapitres à venir pour assurer une bonne analyse des flux de chaleur convecto-diffusifs à la paroi de l'IXV. Cela est d'autant plus difficile que l'IXV est l'unique démonstrateur de navette spatiale européenne ayant volé. Contrairement à la NASA qui pouvait prendre du recul en s'appuyant sur les données de plusieurs vols, cette étude ne peut s'appuyer que sur les données d'une unique rentrée atmosphérique.

Afin d'anticiper les discussions sur les hypothèses à employer pour l'étude des échauffements pariétaux, le prochain chapitre détaille la mission de l'IXV, ses protections thermiques, ses gouvernes et ses mesures de température. Ces données serviront aussi bien pour la mise en place des calculs que pour commenter les résultats obtenus.

# Présentation des mesures de température embarquées et des protections thermiques à l'intrados de la navette spatiale IXV, en vue d'une étude de sa rentrée atmosphérique

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Description générale de l'IXV et de sa mission</b> . . . . .	<b>96</b>
5.1.1	Contexte et enjeux de la mission . . . . .	96
5.1.2	Positionnement de la thèse pour l'étude des flux de chaleur sur les parties intrados de l'IXV . . . . .	98
<b>5.2</b>	<b>Description de l'intrados de l'IXV</b> . . . . .	<b>100</b>
5.2.1	Protections thermiques du nez de l'IXV . . . . .	101
5.2.2	Protections thermiques de l'intrados du corps de l'IXV . . . . .	101
5.2.3	Structure des gouvernes de l'IXV . . . . .	102
<b>5.3</b>	<b>Composite à matrice céramique C/SiC</b> . . . . .	<b>103</b>
5.3.1	Catalycité du C/SiC . . . . .	104
5.3.2	Oxydations passive et active du C/SiC . . . . .	105
5.3.3	Émissivité du C/SiC . . . . .	109
<b>5.4</b>	<b>Mesures de température par thermocouples</b> . . . . .	<b>110</b>
5.4.1	Fonctionnement d'un thermocouple . . . . .	110
5.4.2	Mesures de température par thermocouples de la surface intrados de l'IXV . . . . .	111
<b>5.5</b>	<b>Mesures de température par thermographie infrarouge</b> . . . . .	<b>113</b>
5.5.1	Fonctionnement de la thermographie infrarouge . . . . .	113
5.5.2	Mesures de température par thermographie infrarouge de la surface extradodos de la gouverne gauche de l'IXV . . . . .	115

---

Les chapitres précédents ont présenté une méthode pour l'étude des échauffements pariétaux pendant une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, basée sur une comparaison entre une approche par simulations de l'écoulement et une approche par la résolution de problèmes inverses de conduction de la chaleur. Une application à la rentrée atmosphérique de la navette spatiale américaine Columbia pendant la mission STS-2 a montré que la méthode et ses outils étaient bien adaptés aux présents travaux. L'objectif de ce nouveau chapitre est de présenter la navette automatique européenne IXV en vue d'une application avec la méthode présentée précédemment pour l'étude des flux de chaleur à sa surface intrados. Ce chapitre introduit tout d'abord l'IXV et sa mission afin de poser le contexte de sa rentrée atmosphérique. Les protections thermiques de l'intrados de l'IXV sont ensuite détaillées, car pendant le vol c'étaient les parties les plus exposées aux flux de chaleur dus à l'écoulement hypersonique. Les matériaux composites à la surface des protections thermiques et des gouvernes font l'objet d'une partie à part afin de présenter leurs propriétés liées aux interactions gaz-paroi. Dans un dernier temps, ce chapitre décrit les installations embarquées pour les mesures de température par thermocouples et par thermographie infrarouge pendant le vol. Les mesures de température et les propriétés thermiques des protections thermiques serviront dans les chapitres suivants pour l'étude des flux de chaleur par méthode inverse et par simulations de l'écoulement. L'emploi en parallèle de ces deux approches pour l'étude des flux de chaleur à l'intrados d'une navette pendant sa rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre est inédit en Europe.

## 5.1 Description générale de l'IXV et de sa mission

### 5.1.1 Contexte et enjeux de la mission

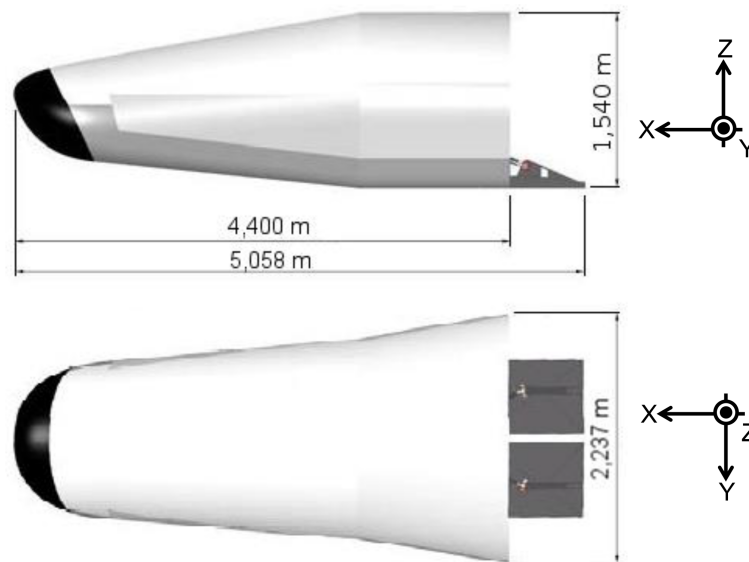
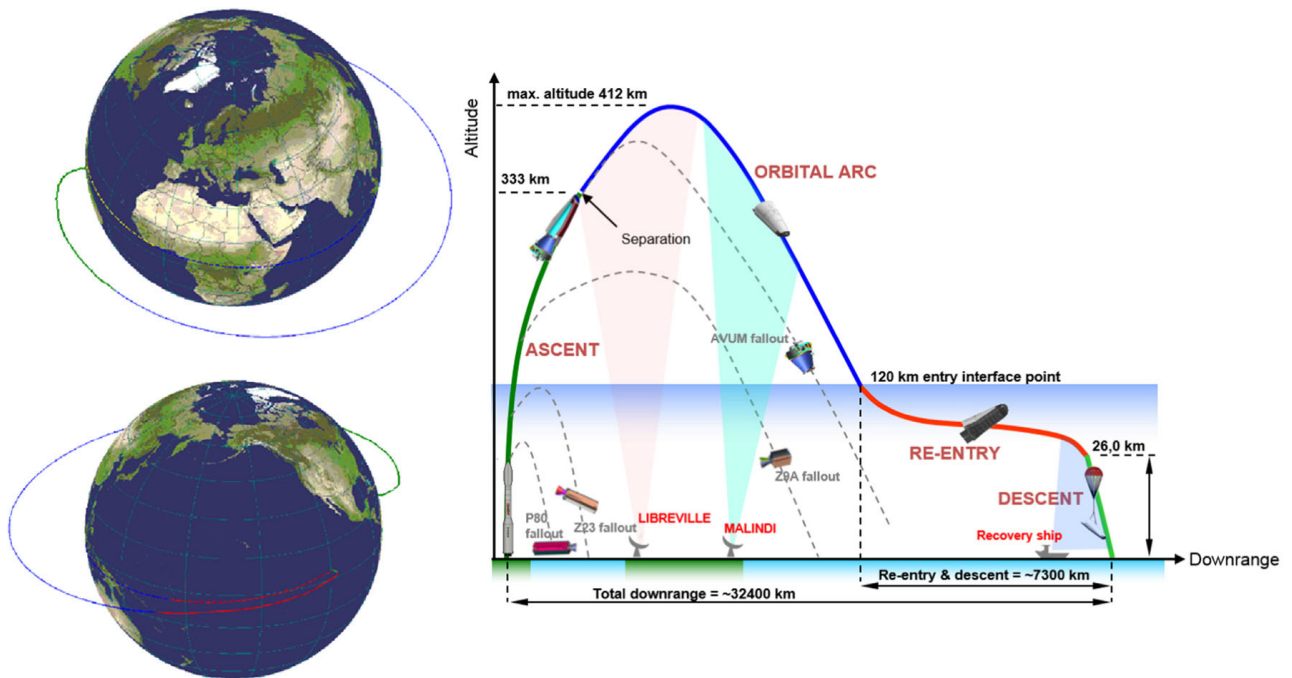


FIGURE 5.1 – Dimensions de l'Intermediate eXperimental Vehicle [99]

L'Intermediate eXperimental Vehicle (IXV), visible sur la figure 5.1, est un véhicule de rentrée atmosphérique de type corps portant de 5,058 m de long, 2,237 m de large, 1,540 m de haut et pesant près de 1850 kg. L'IXV a été lancé depuis le Centre Spatial de Kourou (CNES/ESA), en Guyane, le 11 février 2015. Il est monté jusqu'à 412 km d'altitude (altitude proche de celle de la Station Spatiale Internationale) pour ensuite retourner sur Terre en suivant une trajectoire

suborbitale. La trajectoire de l'IXV est présentée dans la figure 5.2, avec en vert foncé l'ascension de l'IXV à l'aide d'un lanceur européen Vega, en bleu la phase balistique, en rouge les phases hypersonique et supersonique de la rentrée atmosphérique (de 120 km à 25 km d'altitude) et en vert clair la fin du vol, allant de l'ouverture des parachutes jusqu'à l'amerrissage. Les véhicules de rentrée atmosphérique de type corps portant (navette spatiale américaine, navette Bourane, X37-B, IXV, RLV-TD) se distinguent des véhicules de type capsule (capsules Vostok, Mercury, Gemini, Soyouz, Apollo, ARD, Shenzhou, Dragon, Orion, Dragon V2, CST-100) par leur capacité à générer de la portance, permettant un pilotage précis de la trajectoire de rentrée.



**FIGURE 5.2** – Trajectoire autour de la Terre (échelle altitude  $\times 10$ ) et principales phases de vol de l'IXV, d'après di Martucci Scarfizzi et al. [100]

La mission de l'IXV était un vol non habité et piloté par un ordinateur de bord. Sa forme émoussée composée de variations de section très douces et le moins d'arêtes possible est caractéristique des véhicules de rentrée atmosphérique. L'objectif de sa mission était de recréer les conditions d'une rentrée atmosphérique depuis une orbite basse terrestre (altitude inférieure à 2000 km) et de rassembler des données sur les principaux phénomènes physico-chimiques rencontrés. Pour cela l'IXV a été instrumenté de systèmes de mesure [101] permettant la réalisation de plusieurs expériences : estimation des flux de chaleur, vérification de la tenue thermique et de la tenue mécanique des protections thermiques, transition de la couche limite laminaire-turbulente, catalycité de la paroi, pilotage... Ces données doivent permettre une meilleure compréhension des mécanismes physico-chimiques dans une couche de choc hypersonique pour aboutir à une amélioration des outils pour la préparation des prochaines missions de rentrée atmosphérique.

Les expériences sur la rentrée atmosphérique de l'IXV ont commencé à 120 km d'altitude, soit 3900 s après son décollage. L'altitude de 120 km est souvent utilisée dans la littérature [13][15][16] pour marquer le début d'une rentrée atmosphérique terrestre. D'un point de vue aérodynamique cela se confirme pour l'IXV, car ses interactions avec l'atmosphère terrestre ont débuté entre 110 km et 120 km d'altitude (valeurs trouvées en calculant l'altitude à partir de laquelle les forces aérody-

namiques exercées sur l'IXV n'étaient plus négligeables par rapport à l'attraction terrestre). Cette altitude de rentrée est aussi confirmée par les mesures de température dans les protections thermiques, car une augmentation significative de la température a été détectée peu de temps après avoir passé cette altitude.

La trajectoire de l'IXV est présentée par les figures 5.3 et 5.4 qui montrent respectivement l'altitude de l'IXV en fonction de sa vitesse, puis sa vitesse et son altitude en fonction du temps depuis son décollage. Le contrôle de la trajectoire a été réalisé grâce aux deux gouvernes et aux quatre propulseurs de repositionnement. La partie la plus critique de la rentrée atmosphérique a eu lieu entre 75 km et 60 km d'altitude car l'échauffement pariétal y était maximal. Afin de pouvoir nommer les points de vol de l'IXV, la convention suivante est suivie tout au long de ce document : les points de vol de l'IXV sont nommés en fonction de leur date (en seconde) par rapport à la date de décollage du lanceur Vega qui transportait l'IXV. Par exemple, le point de vol « 4400 s » définit le point de vol 4400 secondes après le décollage du lanceur Vega qui transportait l'IXV.

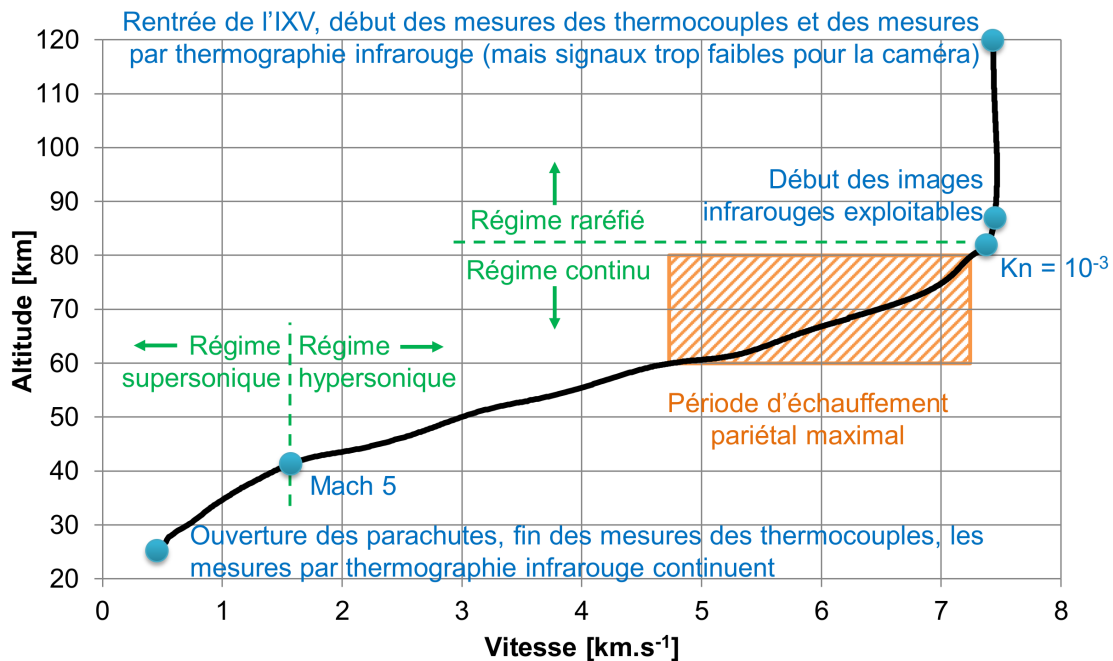
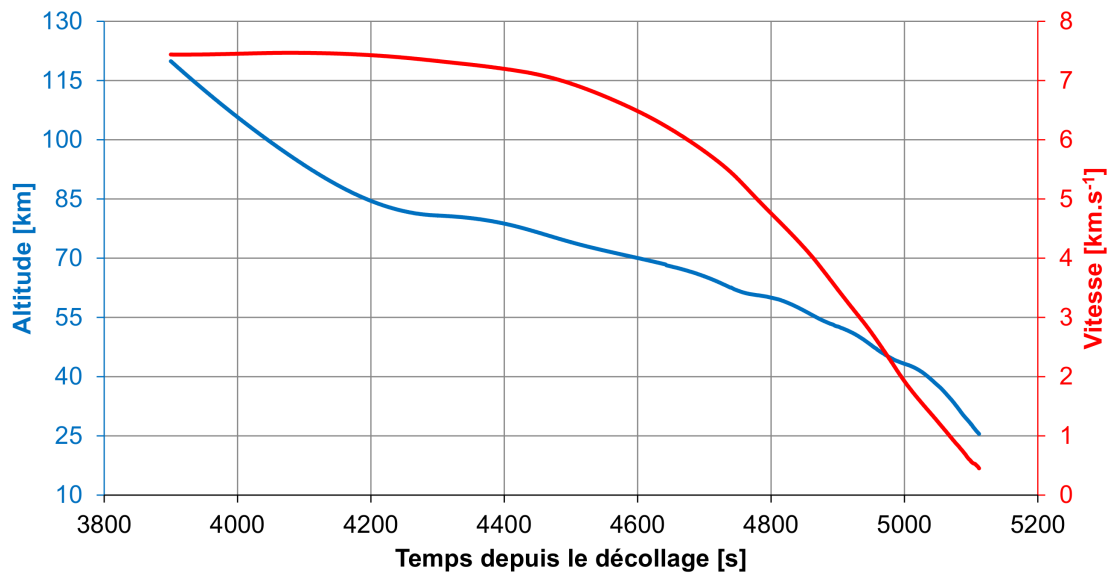


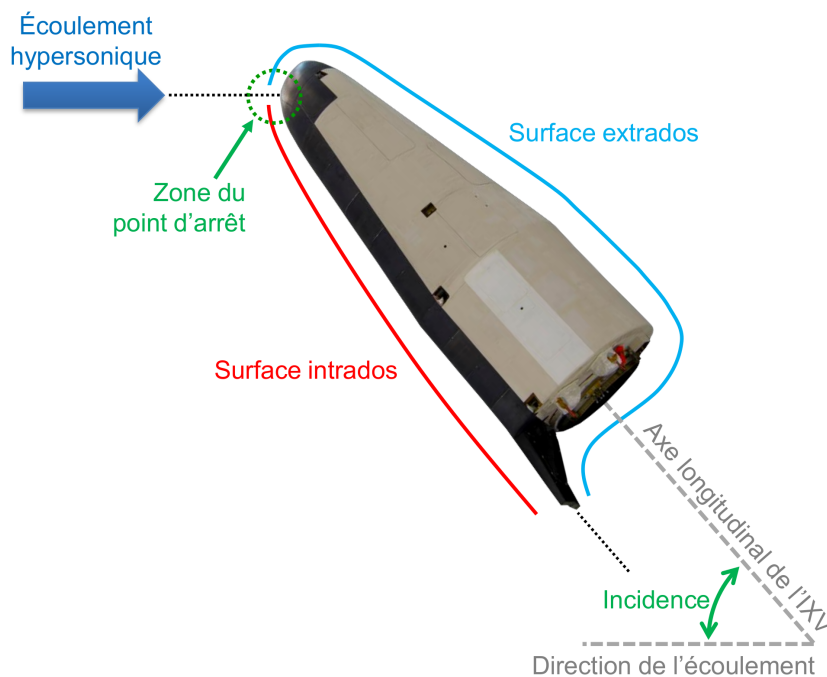
FIGURE 5.3 – Altitude de l'IXV au cours de sa rentrée atmosphérique, en fonction de sa vitesse, d'après Lambert et al. [102] et Fumo et al. [103]

### 5.1.2 Positionnement de la thèse pour l'étude des flux de chaleur sur les parties intrados de l'IXV

L'IXV peut être découpé en deux parties : l'intrados où se situe la surpression de l'écoulement et l'extrados où se situe la dépression. La figure 5.5 montre la surface intrados, la surface extrados et l'incidence de l'IXV. L'incidence de l'IXV a été maintenue entre 43° et 50° pendant la phase hypersonique de sa rentrée atmosphérique afin que les protections thermiques de l'intrados (reconnaissables à leur couleur noire sur la figure 5.5) puissent jouer leur rôle de bouclier thermique. La tenue thermique du véhicule est l'un des points critiques lors de la préparation d'une mission de rentrée atmosphérique. En effet, l'écoulement juste en aval du choc peut atteindre des températures



**FIGURE 5.4** – Altitude et vitesse de l'IXV au cours de sa rentrée atmosphérique, en fonction du temps, d'après Lambert et al. [102] et Fumo et al. [103]



**FIGURE 5.5** – Surfaces intrados et extrados de l'IXV, d'après la photo de M. Pedoussaut pour l'ESA [9]

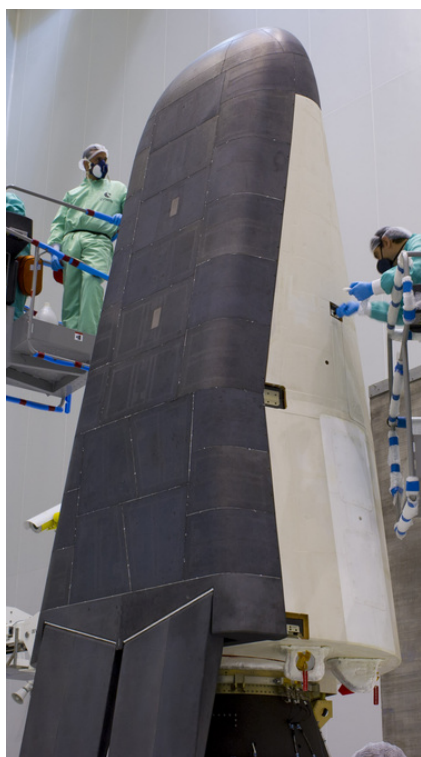
supérieures à  $6000\text{ K}$  [16] et la température à la surface des protections thermiques peut dépasser les  $1300\text{ K}$ . Dans ces conditions le choix des matériaux à la surface est primordial. Un triste exemple de cette problématique est la rentrée atmosphérique de la navette spatiale américaine Columbia le 1<sup>er</sup> février 2003, où un trou dans les protections thermiques a engendré la destruction complète de la navette ainsi que le décès de 7 astronautes.

L'une des missions de l'IXV était de valider la tenue thermique de ses gouvernes et des protections thermiques de son intrados au cours de sa rentrée atmosphérique. Afin de remplir cet objectif, des mesures de température ont été réalisées à la surface de ses gouvernes et à l'intérieur

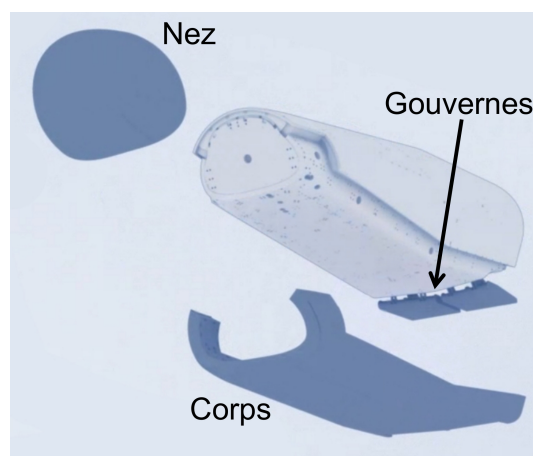
de ses protections thermiques. L'un des buts de la présente étude est l'estimation du flux de chaleur échangé entre l'écoulement hypersonique et l'intrados de l'IXV. Pour cela deux approches ont été employées, l'une par méthode inverse à partir des mesures de température et l'autre par des simulations de l'écoulement à partir de la trajectoire de vol. En reprenant la définition des flux de chaleur à la paroi de la partie 2.5 (page 40), le flux de chaleur à estimer contient uniquement les contributions des phénomènes de convection et de diffusion, et peut être qualifié de flux de chaleur convecto-diffusif. Cette hypothèse étant posée, l'objectif de cette partie de l'étude peut être reformulée comme une estimation par méthode inverse et par des simulations de l'écoulement du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV. Par rapport à la mission de l'IXV, les présents travaux se positionnent comme une analyse des mesures de vol afin d'approfondir la compréhension des échauffements pariétaux à l'intrados dus à l'écoulement hypersonique de rentrée atmosphérique.

## 5.2 Description de l'intrados de l'IXV

La surface intrados de l'IXV est composée de trois parties : le nez monobloc, le corps composé de trente tuiles visibles sur la figure 5.6 et les gouvernes. Ce découpage, qui est présenté par la figure 5.7, s'explique par la présence de constituants différents pour ces trois parties. C'est principalement la tenue aux contraintes thermiques et mécaniques de ces trois parties qui a garanti l'intégrité de l'IXV au cours de sa rentrée atmosphérique. Cette partie du document présente la structure de ces trois composants de l'intrados de l'IXV.



**FIGURE 5.6** – Protections thermiques de l'intrados de l'IXV, composé de tuiles de C/SiC, d'après la photo de M. Pedoussaut pour l'ESA [1]



**FIGURE 5.7** – Décomposition des protections thermiques de l'intrados de l'IXV en trois parties (nez, corps et gouvernes), image du site internet de l'ESA [104]

### 5.2.1 Protections thermiques du nez de l'IXV

La protection thermique du nez de l'IXV est composée d'une couche monobloc de composite et de deux couches de matériaux isolants, le tout reposant sur un dome fixé à la structure interne de l'IXV. La structure de la protection thermique du nez de l'IXV est illustrée par la figure 5.8. En partant de l'extérieur vers l'intérieur, les trois couches sont [105] :

- Une couche du composite à matrice céramique *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 de 1,7 mm d'épaisseur. Ce matériau est décrit dans la partie 5.3.
- Une couche de Zircar AB [106][107] de 100 mm d'épaisseur. Le Zircar AB est un isolant souple et léger (densité = 100 kg.m<sup>-3</sup>) composé de fibres d'alumine (95 % Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et 5 % SiO<sub>2</sub>). D'après l'estimation de la température à la surface des protections thermiques présentée dans la figure 5.19 (voir la partie 5.3.2 pour les hypothèses de calcul), la température dans la couche de Zircar AB n'a pas dépassé la température maximale notée dans la documentation technique, par conséquent le Zircar AB est supposé non dégradé au cours de la mission de l'IXV. La figure 5.9 présente une photo du Zircar AB.
- Une couche de Pyrogel<sup>®</sup> XT [108] de 15 mm d'épaisseur. Le Pyrogel<sup>®</sup> XT est un matériau isolant souple et léger (densité = 180 kg.m<sup>-3</sup>) fabriqué à partir d'aérogel de silice. La figure 5.10 présente une photo du Pyrogel.

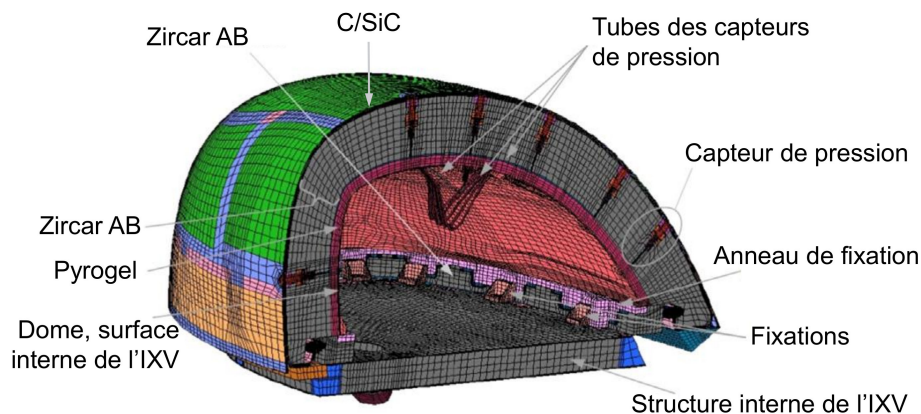


FIGURE 5.8 – Structure des protections thermiques du nez de l'IXV [109]

### 5.2.2 Protections thermiques de l'intrados du corps de l'IXV

La protection thermique de l'intrados du corps de l'IXV est assurée par trente tuiles dont chacune est constituée de quatre couches. L'ensemble tient sur la structure interne de l'IXV à l'aide de fixations métalliques semi-rigides qui assurent un bon maintien des protections au cours du vol malgré la dilatation thermique [109], comme illustré par la figure 5.12. En partant de l'extérieur vers l'intérieur, les quatre couches sont [105] [37] :

- Une couche composite à matrice céramique *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 de 1,7 mm d'épaisseur. Ce matériau est décrit dans la partie 5.3.
- Une couche de Zircar AB [106][107] de 81 mm d'épaisseur.
- Une couche d'Aeroguard<sup>®</sup> (Microtherm<sup>®</sup> Super G) [110] de 12 mm d'épaisseur. Le Microtherm<sup>®</sup> Super G est un isolant microporeux muni d'une enveloppe extérieure en tissu de verre et de faible densité. La figure 5.11 présente une photo de l'Aeroguard<sup>®</sup>.



- Une couche de Pyrogel<sup>®</sup> XT [108] de 20 mm d'épaisseur.

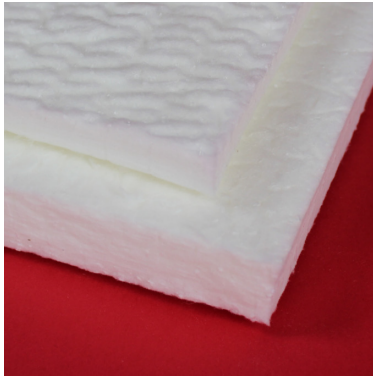


FIGURE 5.9 – Zircar AB [107]



FIGURE 5.10 – Pyrogel<sup>®</sup> XT [108]



FIGURE 5.11 – Aeroguard<sup>®</sup> : Microtherm<sup>®</sup> Super G [110]

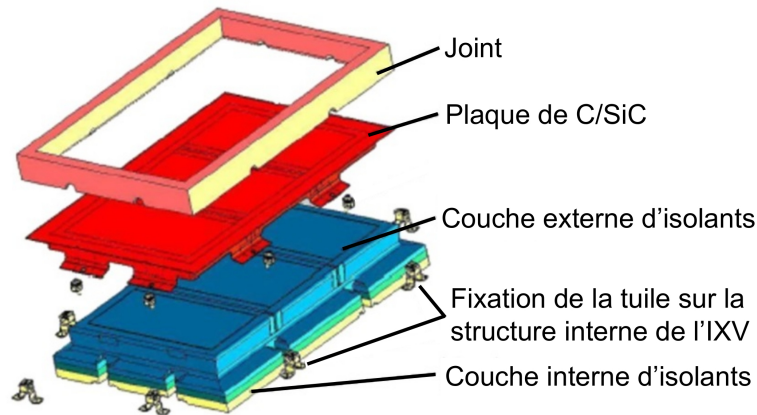


FIGURE 5.12 – Structure d'une tuile de l'intrados du corps de l'IXV [109][38]

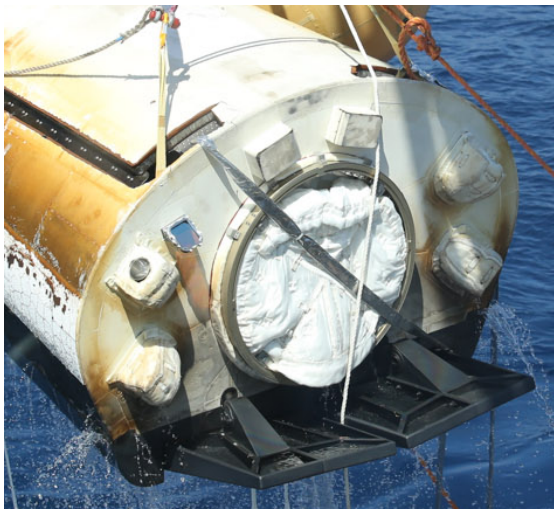
Propriétés	C/SiC	Zircar AB	Aeroguard <sup>®</sup>	Pyrogel <sup>®</sup>
Épaisseur - nez [mm]	1,7	100	/	15
Épaisseur - corps [mm]	1,7	81	12	20
Conductivité thermique [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	5,78	0,242	0,010	0,017
Capacité thermique massique [ $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ]	1600	1255	680	230
Densité [ $kg.m^{-3}$ ]	1900	100	320	180

TABLE 5.1 – Ordres de grandeur des propriétés thermiques, dans la direction normale à la surface, des matériaux utilisés dans les protections thermiques du nez et de l'intrados du corps de l'IXV [111][38]

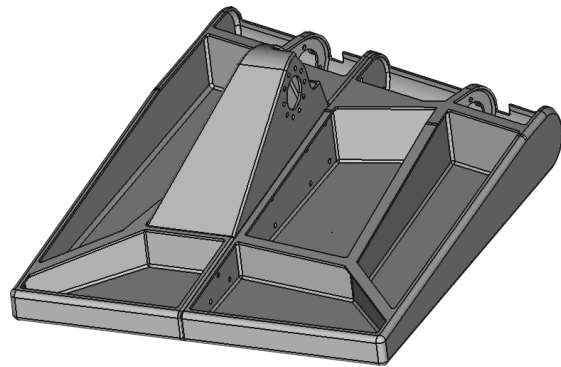
### 5.2.3 Structure des gouvernes de l'IXV

Les gouvernes de l'IXV sont composées de deux blocs du composite à matrice céramique C/SiC Keraman<sup>®</sup>, fabriqué par la société MT Aerospace. Une description complète du Keraman<sup>®</sup> est réalisée dans la partie 5.3. Les gouvernes ont une structure fine (entre 1,7 mm et 8,4 mm d'épaisseur) dont la tenue aux contraintes thermiques et mécaniques est uniquement assurée par les propriétés du C/SiC. La figure 5.14 présente la gouverne gauche de l'IXV, avec vers le haut de l'image la fixation pivot avec l'arrière de l'IXV. Le refroidissement radiatif des gouvernes leur a permis de

maintenir leur température à des niveaux assez bas pour qu'il n'y ait pas de dégradation de la structure.



**FIGURE 5.13** – Récupération de l'IXV après son amerrissage, la structure des gouvernes est bien visible, d'après la photo de T. Javidi pour l'ESA [112]



**FIGURE 5.14** – Image CAO de la gouverne gauche de l'IXV, en perspective cavalière

### 5.3 Composite à matrice céramique $C/SiC$

Le matériau qui fait écran entre l'écoulement et les différentes parties de l'intrados est le composite à matrice céramique (abrégié par CMC)  $C/SiC$ . Les matériaux composites sont un assemblage de deux matériaux non miscibles. La famille des matériaux composites à matrice céramique est très utilisée dans l'industrie aérospatiale pour leurs bonnes caractéristiques mécaniques et thermiques à haute température. Leur structure se caractérise par un ensemble de fibres céramiques incorporées dans un autre matériau céramique servant de liant (appelé matrice). Les fibres assurent la tenue mécanique et la matrice assure la cohésion de la structure ainsi que la bonne retransmission des efforts entre les fibres. Par convention les matériaux CMC sont décrits sous la forme « type de fibre / type de matrice ». Le  $C/SiC$  utilisé pour l'IXV est donc du carbure de silicium ( $SiC$ ) renforcé par des fibres de carbone ( $C$ ). Au-delà des bonnes caractéristiques mécaniques et thermiques des matériaux composites, le choix du  $C/SiC$  s'explique principalement par sa faible catalycité, son importante émissivité et sa bonne résistance à l'oxydation. Ces trois propriétés sont présentées au cours de cette partie.

Le  $C/SiC$  du nez et du corps de l'IXV a été produit par ArianeGroup sous la dénomination  $C/SiC$  SepcarbInox<sup>®</sup> L6, dont la figure 5.15 montre un échantillon. La fabrication des pièces commence à partir d'un tissu de carbone composé de plusieurs couches. Chaque couche du tissu est liée aux couches supérieures et inférieures par les fils de trames qui les traversent. Ce tissu de carbone est d'abord pré-imprégné d'une résine avec une haute teneur en carbone. La forme de la pièce est ensuite obtenue à l'aide d'un moule dans lequel le tissu de carbone est durci. Une fois le tissu durci, il est placé dans un four à haute température afin de transformer la résine en une couche de carbone. Le carbure de silicium  $SiC$  est rajouté en phase vapeur, où il s'infiltré lors d'une réaction chimique. Cette technique de fabrication est communément nommée par son abréviation CVI (de

l'anglais « Chemical Vapour Infiltration ») [7][42]. Le contrôle de la densification du  $SiC$  permet de gérer les propriétés du matériau. Au cours d'une étape intermédiaire de la densification, la pièce de  $C/SiC$  est usinée afin de lui donner sa forme finale. Au cours de la dernière étape du CVI la densité désirée est obtenue et une fine couche d'environ  $80 \mu m$  de  $\beta-SiC$  (structure cristalline cubique du  $SiC$ ) est déposée à sa surface.



**FIGURE 5.15** – Échantillon du CMC  $C/SiC$  SepcarbInox® L6 d'Ariane-Group [7]



**FIGURE 5.16** – Échantillon du CMC  $C/SiC$  Keraman® de MT Aerospace [7]

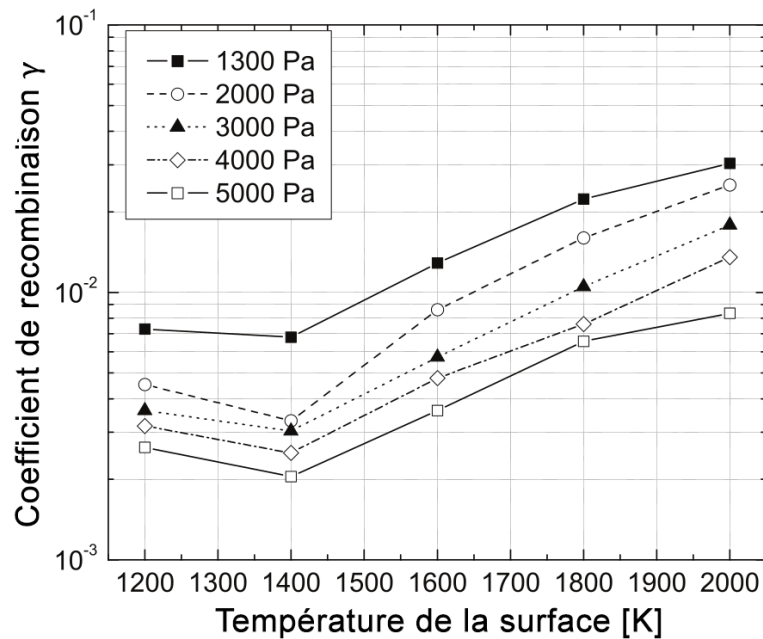
Le  $C/SiC$  des gouvernes de l'IXV a été produit par MT Aerospace sous la dénomination  $C/SiC$  Keraman®, dont la figure 5.16 montre un échantillon. La fabrication du  $C/SiC$  Keraman® suit une méthode similaire à celle du  $C/SiC$  SepcarbInox® L6, en partant d'un tissu de carbone avec une structure plus régulière, ressemblant à celle d'un filet. Le procédé d'infiltration du  $SiC$  en phase vapeur est optimisé avec un suivi du gradient des vapeurs dans le matériau (gradient-CVI) [7][113]. À la fin de la fabrication, une couche de  $\beta-SiC$  de  $60 \mu m$  à  $80 \mu m$  d'épaisseur est rajoutée à la surface du  $C/SiC$  par dépôt chimique en phase vapeur (abrégé par CVD, de l'anglais « Chemical Vapor Deposition »).

La comparaison des deux figures 5.15 et 5.16 montre que le Keraman® est constitué de fibres de carbone plus resserrées et avec une répartition plus homogène que pour le SepcarbInox® L6. De plus le rendu final du Keraman® est plus lisse que celui du SepcarbInox® L6. Mais au-delà de ces aspects esthétiques les deux matériaux ont des propriétés thermiques très proches [114].

### 5.3.1 Catalycité du $C/SiC$

La catalycité du  $C/SiC$  SepcarbInox® L6 et du  $C/SiC$  Keraman® ont été étudiées et mesurées au von Karman Institute (VKI) pour la préparation de la mission de l'IXV. Pour des raisons de confidentialité, uniquement les travaux du VKI pour le  $C/SiC$  SepcarbInox® L6 de Panerai et al. [34] sont présentés ici. Le modèle mis au point par Panerai et al. pour la catalycité du  $C/SiC$  SepcarbInox® L6 a déjà été présenté lors de l'état de l'art, dans la partie 2.4.2 (page 39), et est rappelé par la figure 5.17.

Pour rappel, dans le contexte d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre un matériau catalytique favorise les réactions de recombinaison du  $N$  et du  $O$  à sa surface. Ces réactions



**FIGURE 5.17** – Coefficient de recombinaison de l’oxygène  $O$  et de l’azote  $N$  à la surface du  $C/SiC$  SepcarbInox<sup>®</sup> L6 (ArianeGroup), en fonction de la température et pour des pressions fixées, d’après Panerai et al. [34]

étant exothermiques, elles peuvent représenter une part importante du flux de chaleur convecto-diffusif dès que le matériau est suffisamment catalytique. Au cours de la conception des véhicules de rentrée il faut privilégier des matériaux faiblement catalytiques afin de limiter au maximum le flux de chaleur convecto-diffusif. Assurer une faible catalycité des protections thermiques peut diviser par deux, voire par trois, le flux de chaleur si la protection thermique était totalement catalytique à l’origine [17] (exemple : la figure 1.6 page 22 de la partie 1.3.1 de l’état de l’art, extraite des travaux d’Eldem [28])

Le  $C/SiC$  SepcarbInox<sup>®</sup> L6 et le  $C/SiC$  Keraman<sup>®</sup> sont des matériaux faiblement catalytiques. Les analyses de leur catalycité réalisées au VKI à l’aide du Plasmatron prennent en compte les effets de l’oxydation à la surface. En effet la catalycité exprimée dans la figure 5.17 n’est pas toujours celle du  $C/SiC$  pur, mais celle du  $C/SiC$  avec une couche solide de  $SiO_2$  lorsque les conditions sont propices à l’oxydation passive. L’oxydation du  $C/SiC$  et ses effets sont détaillés dans la partie 5.3.2.

### 5.3.2 Oxydations passive et active du $C/SiC$

Comme déjà introduit au cours de la partie 1.3.2 de l’état de l’art, les matériaux à matrice céramique avec une base de  $SiC$  peuvent s’oxyder suivant deux mécanismes [7][41]. Le premier mécanisme est une oxydation passive qui engendre une consommation du  $SiC$  négligeable, avec la formation d’une couche solide protectrice de  $SiO_2$  (épaisseur comprise entre quelques ångströms et quelques microns). Le deuxième mécanisme est une oxydation active qui engendre une importante consommation du  $SiC$  pour la formation de  $SiO$  sous forme gazeuse, ce qui entraîne la destruction de la protection thermique en  $C/SiC$ . L’IXV a commencé sa rentrée atmosphérique avec des conditions favorables à une oxydation passive et il est important de savoir si la transition vers une oxydation active a eu lieu ou non, car si l’oxydation était bien restée passive alors le  $C/SiC$  des

protections thermiques de l'intrados et des gouvernes peut être considéré comme non ablatif pour toute l'étude (épaisseur constante tout au long de la rentrée).

Les études sur la transition entre l'oxydation passive et l'oxydation active du SepcarbInox<sup>®</sup> L6 et du Keraman<sup>®</sup> ont été menées conjointement [7] par le laboratoire PROMES-CNRS équipé du MESOX (Moyen d'Essai Solaire d'OXYdation) et le VKI équipé du Plasmatron. Ces travaux ont permis d'estimer une loi pour la transition entre les deux mécanismes d'oxydation qui dépend de la température de la paroi et de la pression partielle initiale de  $O_2$  de l'écoulement (avant les réactions chimiques de dissociation et de recombinaison). Il a notamment été montré que le SepcarbInox<sup>®</sup> L6 et le Keraman<sup>®</sup> ont le même comportement face à l'oxydation, d'où une unique loi de transition pour ces deux matériaux :

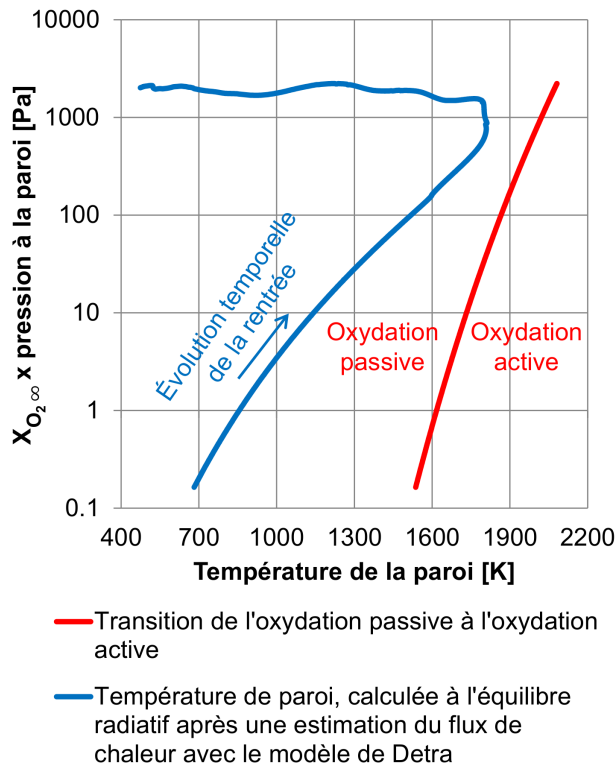
$$P_{O_2} = 10^{15} \exp(-56000/T) \quad (5.1)$$

Avec  $P_{O_2}$  la pression partielle en  $O_2$  et  $T$  la température. Cette loi a été appliquée au point d'arrêt de l'IXV afin de déterminer si la transition a eu lieu ou non au cours du vol. Le point d'arrêt est la zone de pression maximale à la surface d'un véhicule de rentrée et où le choc hypersonique est normal à la direction de l'écoulement. Pour une géométrie comme celle de l'IXV, le point d'arrêt fait partie des zones les plus chaudes et est situé au niveau du nez. La zone du point d'arrêt de l'IXV est présentée sur la figure 5.5. L'intérêt de travailler dans cette zone repose sur deux points : premièrement les conditions aérothermodynamiques de l'écoulement relatives à cette zone permettent de poser plusieurs hypothèses simplificatrices et d'y estimer rapidement le comportement de l'écoulement, deuxièmement les hautes températures atteintes dans cette zone en font une zone particulièrement sensible à la transition vers l'oxydation active. Par conséquent la zone du point d'arrêt constitue un bon cadre de travail pour l'estimation de la transition entre les deux mécanismes de l'oxydation.

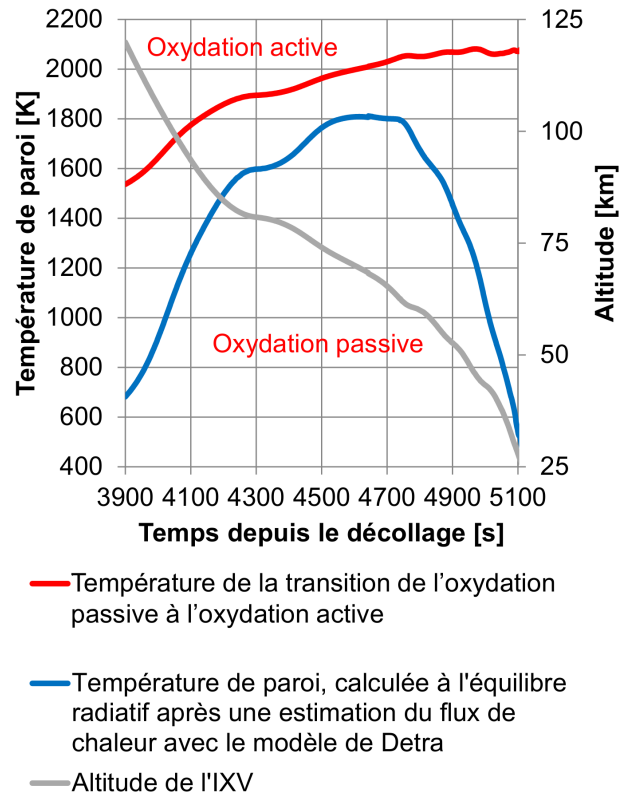
La pression partielle de  $O_2$  au point d'arrêt a été remplacée par le produit de la pression totale au point d'arrêt  $P_{paroi}$  et de la fraction massique  $X_{O_2\infty}$  de  $O_2$  à l'infini amont. Comme l'équation (5.1) s'appuie sur la pression partielle avant les réactions chimiques, le produit  $X_{O_2\infty}P_{paroi}$  permet de reproduire un jet d'air à la pression de la paroi et avec la même proportion de  $O_2$  qu'avant les réactions chimiques. L'estimation de la transition entre l'oxydation passive et l'oxydation active est présentée par les figures 5.18 et 5.19.

Les courbes bleues des figures 5.18 et 5.19 représentent l'évolution de la température du point d'arrêt de l'IXV au cours de sa rentrée atmosphérique et les courbes rouges représentent la transition entre l'oxydation passive et l'oxydation active. Afin de pouvoir discuter de la capacité de ce résultat à justifier l'état de l'oxydation, la méthodologie de l'estimation est présentée :

1. Récupération de la trajectoire de l'IXV au cours de sa rentrée atmosphérique à partir des travaux de Lambert et al. [102] et Fumo et al. [103] : altitude et vitesse de l'IXV en fonction du temps.
2. Reconstruction des conditions atmosphériques à l'infini amont de l'IXV à partir de la table d'atmosphère NRLMSISE-00 [44] avec les paramètres suivants : date = 11 février 2015 14 h, latitude = 0°, longitude = 220°, F10,7 = 150 et ap = 4. La table NRLMSISE-00 était le mo-



**FIGURE 5.18** – Comparaison entre la transition de l'oxydation passive/active [7] et les conditions de rentrée atmosphérique de l'IXV, en fonction du produit de la pression à la paroi avec la fraction molaire de  $O_2$  à l'infini amont et de la température au point d'arrêt



**FIGURE 5.19** – Comparaison entre la transition de l'oxydation passive/active [7] et la rentrée atmosphérique de l'IXV, exprimée en fonction du flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt au cours du temps

dèle d'atmosphère de référence tout au long de la mission de l'IXV [102]. La reconstruction des conditions atmosphériques présentée ici n'est pas la reconstruction complète qui a été effectuée après le vol par Thales Alenia Space Italie. Cette dernière s'appuyait sur une paramétrisation plus spécifique à l'IXV (latitude et longitude variant en fonction du point de vol, les coefficients F10,7 et  $a_p$  caractérisant les effets de l'activité solaire renseignés pour le jour du vol...) et sur l'utilisation de modèles complémentaires.

- Une fois les conditions à l'infini amont estimées, la pression au point d'arrêt  $P_{point\ d'arrêt}$  a été estimée à l'aide des formules de Rankine-Hugoniot [13], avec l'hypothèse d'un gaz parfait équivalent ( $\gamma = 1,4$  avant le choc,  $\gamma = 1,2$  après le choc) en régime hypersonique fort :

$$P_{point\ d'arrêt} = P_\infty + \frac{1}{2}C_{pM}\rho_\infty V_\infty^2 \quad \text{avec} \quad C_{pM} = 1,909 \quad (5.2)$$

Avec  $V_\infty$  la vitesse de l'écoulement à l'infini amont,  $\rho_\infty$  la masse volumique de l'écoulement à l'infini amont,  $P_\infty$  la pression de l'écoulement à l'infini amont et  $C_{pM}$  le coefficient de pression maximal.

- Le flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt a été estimé à l'aide de la corrélation de Detra [115][15] :

$$q_{convecto-diffusif} = \frac{1,103 \times 10^8}{\sqrt{R_N}} \left( \frac{\rho_\infty}{\rho_0} \right)^{0,5} \left( \frac{V_\infty}{V_0} \right)^{3,15} \quad (5.3)$$

Avec  $R_N$  le rayon de courbure de l'objet ( $R_N = 1 \text{ m}$  au point d'arrêt de l'IXV),  $\rho_0$  la masse volumique de l'air au niveau de la mer ( $\rho_0 = 1,225 \text{ kg.m}^{-3}$ ) et  $V_0$  la vitesse de référence pour une orbite circulaire ( $V_0 = 7950 \text{ m.s}^{-1}$ ). La corrélation de Detra permet d'estimer le flux de chaleur convecto-diffusif pour un cas totalement catalytique, par conséquent elle donne une surestimation du flux de chaleur.

5. La température de la paroi est estimée en supposant son équilibre radiatif ( $|q_{convecto-diffusif}| = |q_{radiatif}|$ ). Par conséquent l'équation (2.54) de Stefan-Boltzmann pour le flux de chaleur radiatif permet de poser :

$$T_s = \left( \frac{|q_{radiatif}|}{\varepsilon\sigma} \right)^{0,25} = \left( \frac{|q_{convecto-diffusif}|}{\varepsilon\sigma} \right)^{0,25} \quad (5.4)$$

Avec  $T_s$  la température de surface de la paroi,  $\varepsilon$  l'émissivité de la paroi et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann. Afin d'être dans un cas qui accroît le risque de la transition vers l'oxydation active, l'émissivité a été supposée égale à 0,8. Cette valeur est une sous-estimation de l'émissivité par rapport aux valeurs qui sont censées être atteintes pour les températures estimées (voir le modèle d'émissivité du *C/SiC* issu des travaux de Panerai et al. [116] dans la partie 5.3.3). Cette sous-estimation de l'émissivité augmente la température de la paroi pour une même pression à la paroi.

L'estimation a été réalisée avec l'hypothèse d'une paroi totalement catalytique alors que le *C/SiC* est un matériau faiblement catalytique, ce qui implique une multiplication approximativement par deux du flux de chaleur estimé. De plus la faible valeur supposée de l'émissivité permet de surestimer d'avantage la température de la paroi sans toucher à la pression à la paroi. Suite à ces deux hypothèses conservatives, l'estimation de la température est supposée être supérieure à la température maximale réelle de l'intrados de l'IXV pour une pression donnée. Mais cette surestimation de la température doit surtout être lue comme une sous-estimation de la marge globale de l'IXV par rapport à la température de transition entre l'oxydation passive et l'oxydation active. Dans ces conditions, la marge minimale avant l'oxydation active est de  $186 \text{ K}$ , pour le point de vol à  $4560 \text{ s}$ .

Avant de conclure, il reste une incertitude à prendre en compte. Les conditions à l'infini amont ont été modélisées à l'aide de la table NRLMSISE-00 mais cette dernière n'est pas une représentation exacte de l'atmosphère au cours de la mission de l'IXV. Pour prendre en compte cette incertitude, la même estimation de température a été réalisée avec une densité égale à 120 % et à 80 % de la densité initiale (avec une température constante, d'où une variation de la densité répercutée sur la pression d'après la loi des gaz parfaits). Cette marge de  $\pm 20 \%$  a été établie suite à une étude bibliographique menée sur le modèle d'atmosphère NRLMSISE-00 [43][44]. Une sous-estimation de 20 % de la densité induit une augmentation de la marge minimale à  $268 \text{ K}$ , due à la baisse de la température de la paroi. Une surestimation de 20 % de la densité induit par contre une diminution de la marge due à la hausse de la température de la paroi. Malgré la surestimation de la densité, l'oxydation reste passive tout au long de la rentrée et la marge minimale est de  $115 \text{ K}$ ,

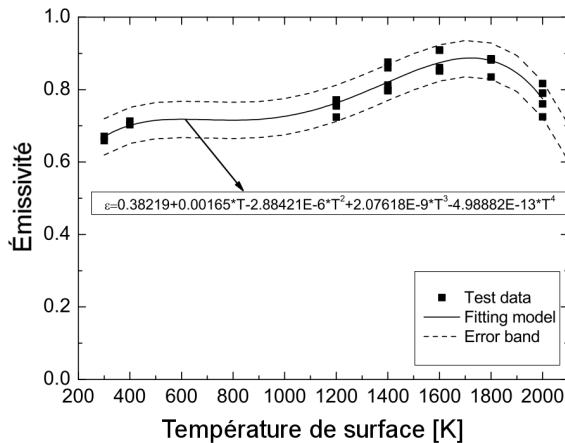
toujours atteinte au point de vol de 4560 s.

Tous les éléments présentés au cours de cette partie permettent de montrer que même dans des conditions de vol qui favorisent une transition de l'oxydation passive vers l'oxydation active, l'oxydation du C/SiC de l'intrados de l'IXV reste sur un mécanisme passif. Ce constat est confirmé par les études de Panerai et al. [42] et d'Herdrich et al. [41], qui montrent que la transition de l'oxydation passive à l'oxydation active est marquée par une augmentation de la température comprise entre 200 K et 400 K en une vingtaine de secondes (augmentation à nuancer en fonction des conditions). Cette augmentation s'explique par le fait que l'oxydation active est une réaction chimique exothermique. Cependant aucun thermocouple de l'intrados de l'IXV n'a enregistré une telle augmentation au cours de la rentrée atmosphérique.

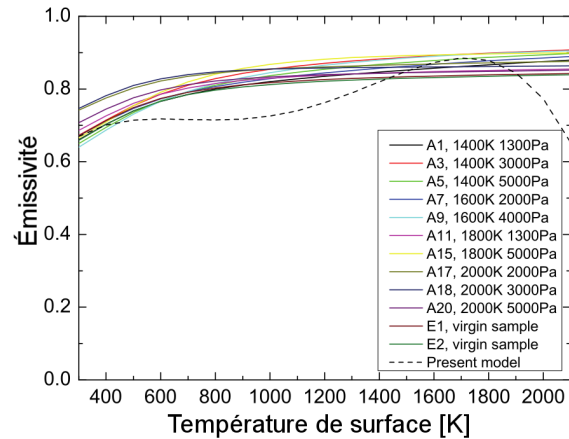
Cette étude de l'oxydation permet de poser l'hypothèse que le C/SiC ne s'est pas ablaté au cours de la rentrée, d'où une épaisseur constante tout au long de la rentrée.

### 5.3.3 Émissivité du C/SiC

L'émissivité du C/SiC SepcarbInox<sup>®</sup> L6 et l'émissivité du C/SiC Keraman<sup>®</sup> ont été étudiées et mesurées au VKI pour la préparation de la mission de l'IXV. Pour des raisons de confidentialité, uniquement les travaux de Panerai et al. [116] sur le C/SiC SepcarbInox<sup>®</sup> L6 sont présentés ici. Avec une émissivité supérieure à 0,7 pour toute température supérieure à 400 K, le C/SiC est considéré comme un matériau avec une émissivité importante.



**FIGURE 5.20** – Émissivité du C/SiC SepcarbInox<sup>®</sup> L6 en fonction de la température, estimée à partir de mesures in-situ, avec une incertitude due à la pression [116]



**FIGURE 5.21** – Émissivité du C/SiC SepcarbInox<sup>®</sup> L6 en fonction de la température et de la pression, estimée après le retour des échantillons à température ambiante [116]

Les mesures d'émissivité du C/SiC SepcarbInox<sup>®</sup> L6 ont été réalisées à l'aide de la soufflerie Plasmatron du VKI afin de reproduire les conditions de vol de l'IXV. Les conditions des tests sont décrites dans la légende de la figure 5.21. La figure 5.20 présente des mesures qui ont été réalisées in situ, au cours des tests dans le Plasmatron, pour différentes températures et pressions. La figure 5.21 présente aussi la variation de l'émissivité en fonction de la température et de la pression, mais cette fois les mesures n'ont pas été réalisées in situ. Les échantillons ont été soumis aux conditions visées dans le Plasmatron, puis laissés à température ambiante pour refroidir. Les mesures



pour l'estimation de l'émissivité ont été réalisées à température ambiante. Dans ce cas la variation en fonction de la température est reconstruite à partir des mesures de la réflectance sur une plage de longueurs d'onde représentative de l'ensemble des émissions du matériau et d'une pondération en fonction de la distribution de Plank. Cette figure permet aussi de faire une comparaison avec le modèle estimé à partir des tests in-situ.

La variation de l'émissivité du *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 est due à son oxydation qui en modifie les propriétés surfaciques. À basse température le *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 subit l'oxydation passive, avec la formation d'une fine couche solide de  $SiO_2$ . Jusqu'à 1200 K l'effet de la couche de  $SiO_2$  est supposé faible, d'où l'absence de mesure entre 400 K et 1100 K. À partir de 1200 K la couche de  $SiO_2$  s'épaissit, passant d'une épaisseur de quelques ångströms à une épaisseur de quelques microns, d'où une augmentation de l'émissivité de 0,75 à 0,85. Dans un troisième temps l'oxydation active est perceptible, avec comme effet une diminution de l'émissivité. Ces mécanismes de l'oxydation sont à l'origine des écarts entre les deux modèles d'émissivité présentés par les figures 5.20 et 5.21. Le modèle de la figure 5.20 prend en compte les effets de l'oxydation qui sont différents en fonction de la température et de la pression. Le modèle de la figure 5.21 est une photographie de l'état de l'émissivité dans des conditions de température et de pression données qui est extrapolée à différentes températures (une courbe définit un même état de surface à toutes les températures).

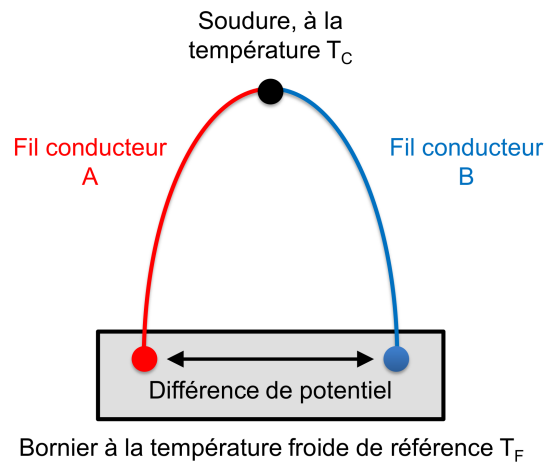
Le modèle de la figure 5.20 a été retenu pour définir l'émissivité du *C/SiC* au cours du vol. Ses mesures in-situ le rendent plus représentatif de la réalité puisque la température a une tendance monotone croissante durant la phase la plus chaude du vol.

## 5.4 Mesures de température par thermocouples

### 5.4.1 Fonctionnement d'un thermocouple

Un thermocouple est un capteur de température dont le fonctionnement repose sur l'effet Seebeck : si les deux extrémités d'un conducteur ou semi-conducteur sont à des températures différentes, alors une force électromotrice est générée entre-elles. Pour exploiter ce phénomène, un thermocouple est composé de deux fils conducteurs A et B de matériaux thermoélectriques différents. Pour le montage à « une jonction » les deux fils sont joints à l'une de leurs extrémités par une soudure à une température  $T_C$  (la température à mesurer). L'autre extrémité de chaque fil est reliée à une carte d'acquisition par un bornier dont les bornes sont à une même température  $T_F$ . Cette installation est schématisée par la figure 5.22. Il existe d'autres montages de thermocouple pour tirer partie de l'effet Seebeck, mais ils ne sont pas décrits ici.

La sensibilité à l'effet Seebeck dépend des propriétés des matériaux, par conséquent pour une même différence de température entre les extrémités d'un fil, deux matériaux différents ne généreront pas la même différence de potentiel. Dans le montage de la figure 5.22, lorsque les extrémités des fils A et B sont portées à la température  $T_C$  d'un côté et  $T_F$  de l'autre, ils génèrent chacun une force électromotrice qui leur est propre. Comme ces deux forces électromotrices sont différentes, une différence de potentiel apparaît entre les deux bornes du bornier. C'est cette dernière qui est ensuite transcrite en température. En fonction des alliages utilisés, les thermocouples peuvent avoir différentes propriétés (précision, conditions d'utilisation...). Les thermocouples ne sont pas les capteurs de température les plus précis et ils sont intrusifs, mais ils ont l'avantage de fonctionner

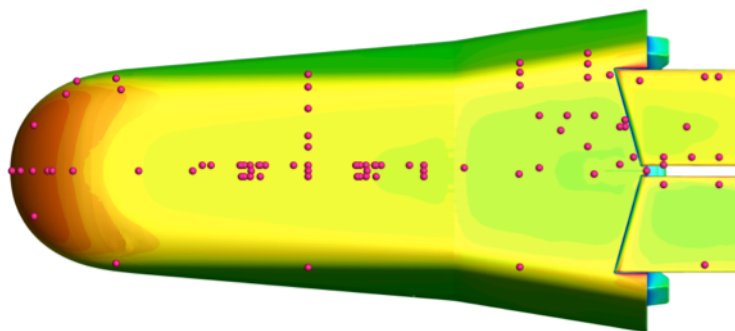


**FIGURE 5.22** – Mesure de la différence entre les températures  $T_C$  et  $T_F$  à l'aide d'un thermocouple, montage à « une jonction »

sur une grande plage de température. C'est notamment pour cette raison que les thermocouples sont utilisés pour l'étude des rentrées atmosphériques (exemples : la navette spatiale américaine Columbia [39], l'IXV [117]...) où la température peut varier de plus de 1000  $K$  pendant le vol.

#### 5.4.2 Mesures de température par thermocouples de la surface intrados de l'IXV

L'IXV a été équipé de 96 thermocouples pour mesurer la température de sa surface intrados au cours de sa rentrée atmosphérique : 10 thermocouples au nez, 76 thermocouples sur le corps et 10 thermocouples sur les gouvernes arrières. Sur les 96 thermocouples, les mesures de 88 d'entre-eux ont été communiquées à l'ONERA. La répartition de ces 88 thermocouples est présentée par la figure 5.23, chaque point rose étant un thermocouple.



**FIGURE 5.23** – Emplacement des thermocouples dont les mesures ont été communiquées pour les travaux de thèse - Image modifiée à partir d'une image de Rufolo et al. [117]

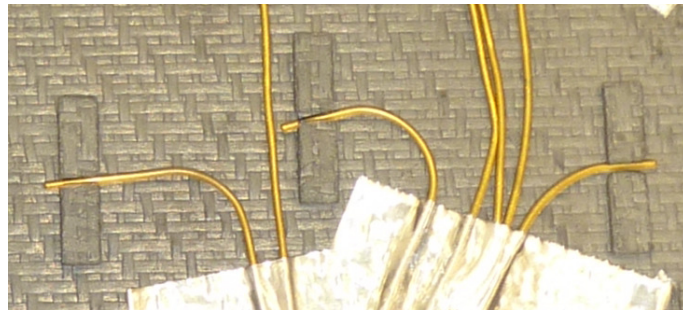
Les thermocouples utilisés au cours de cette étude étaient de type S (composition : platine - rhodium (10 %) pour le conducteur positif / platine pour le conducteur négatif). Ces derniers permettent des mesures de température en continu de 273,15  $K$  à 1823,15  $K$ , avec une bonne résistance à l'oxydation et à la corrosion [118]. Cependant, au-delà de 1173,15  $K$  le platine des thermocouples peut réagir chimiquement avec le silicium du  $C/SiC$  et engendrer la destruction des

thermocouples [119]. Afin d'éviter cette détérioration ces derniers ont été gainés. La précision des mesures par thermocouples à l'intrados de l'IXV est de  $\pm 8 K$  [120]. Cette erreur de mesure prend en compte l'erreur due au thermocouple lui-même (fonctionnement et étalonnage) et les erreurs dues à la chaîne d'acquisition. Aucune autre donnée sur la précision et l'étalonnage des thermocouples n'a été communiquée par les industriels du consortium autour de la mission de l'IXV.

Les mesures de température par thermocouples ont été activées à partir 3914 s après le décollage, soit 117,8 km d'altitude, puis ont été arrêtées 5114 s après le décollage, soit 25,5 km d'altitude. Le système d'acquisition a enregistré les mesures à une fréquence de 1 Hz, soit un total de 1201 mesures de température par thermocouple.

### Thermocouples au nez et à l'intrados du corps de l'IXV

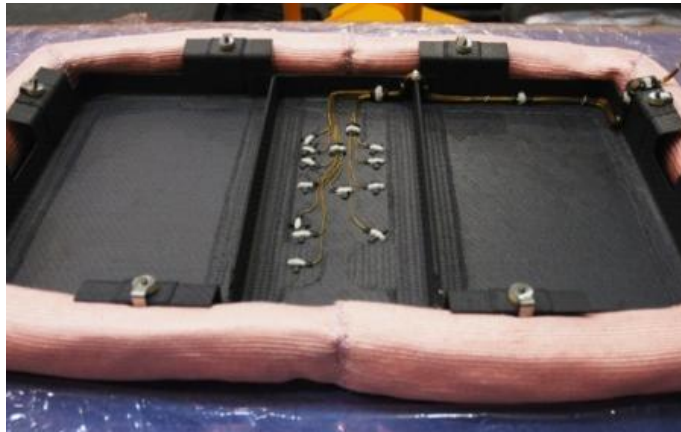
Les thermocouples au nez et à l'intrados du corps de l'IXV ont été placés juste en dessous de la couche *C/SiC*, soit à 1,7 mm de profondeur. Aucune donnée sur l'incertitude de profondeur des thermocouples n'a pu être trouvée au cours de cette étude. Leur intégration a été réalisée par la société RUAG, directement sur le *C/SiC*, avant le rajout des matériaux isolants. Afin d'assurer le bon maintien des thermocouples, ArianeGroup a préalablement rajouté de fins rectangles de *C/SiC*. Ces rectangles ont été placés par deux et légèrement espacés afin de former une rainure dans laquelle loger l'extrémité d'un thermocouple. Ce montage est visible sur la figure 5.24, avant le collage définitif des thermocouples. Les parties argentées sont de l'adhésif en attendant que le collage soit réalisé.



**FIGURE 5.24** – Installation des thermocouples à l'arrière d'une tuile de *C/SiC* pour l'intrados du corps de l'IXV [38], image appartenant à Thales Alenia Space Italie

Le collage final des thermocouples à l'arrière d'une tuile de *C/SiC* de l'intrados est visible sur la figure 5.25. Les surfaces noires sont du *C/SiC*, les isolants thermiques n'étaient pas encore placés au moment où la photo a été prise. Les gaines des thermocouples (jaunes) longent la surface afin de ne pas créer un pont thermique dans les couches d'isolant. La colle Ceramabond 571 des thermocouples est visible en blanc. Le contour rose est le joint présenté sur la figure 5.12.

Les mesures de température ont été réalisées à l'intérieur des protections thermiques et non à leur surface car l'écoulement à l'intrados constituait un environnement fortement agressif où les thermocouples n'auraient pas pu tenir au cours de la rentrée (pression de l'écoulement, température, réactions chimiques à la surface...). Sous la couche de *C/SiC* les thermocouples sont suffisamment proches de la surface (1,7 mm) pour permettre une bonne reconstruction par méthode inverse, tout en étant dans un environnement protégé. Cependant les thermocouples sont des capteurs intrusifs :



**FIGURE 5.25** – Collage des thermocouples à l’arrière de la plaque de  $C/SiC$  d’une tuile centrale de la surface intrados de l’IXV [117]

leur présence et les moyens nécessaires à leur maintien influencent la distribution de température dans leur environnement proche.

### Thermocouples sur la surface extrados des gouvernes de l’IXV

Les mesures de température par thermocouples à la surface des gouvernes ont été réalisées du côté extrados, qui était un environnement moins agressif que le côté intrados. L’objectif de ces mesures de température était d’estimer les conditions au niveau de la surface intrados des gouvernes. La figure 5.26 montre l’installation des thermocouples sur la surface extrados de la gouverne gauche (cette gouverne correspond à la gouverne du haut sur la figure 5.23). Les gaines des thermocouples sont visibles en jaune, avec de l’adhésif bleu qui était présent uniquement au cours de l’installation des thermocouples. Les points blancs sur les surfaces planes du fond sont les thermocouples collés à l’aide d’une colle céramique à base de dioxyde de zirconium. Les points blancs sur les renforts sont des points de colle pour assurer le bon maintien des thermocouples au cours de la rentrée.

Comme pour les thermocouples des protections thermiques de l’intrados de l’IXV, une installation a été prévue pour garantir le bon maintien en place des thermocouples : une rainure d’une longueur comprise entre 1 cm et 2 cm, et de 1,2 mm de profondeur. La figure 5.27 présente une vue en coupe de l’installation d’un thermocouple à l’intérieur d’une rainure et la figure 5.28 présente une photo d’une rainure vide dans du  $C/SiC$ . La colle céramique entourait chaque thermocouple et assurait le bon contact entre ce dernier et le  $C/SiC$  pour des conditions optimales de mesure. La présence de la colle entre le thermocouple et le  $C/SiC$  a aussi joué le rôle d’une deuxième protection, en redondance, pour éviter tout contact entre le platine des thermocouples et le silicium des gouvernes. Étant donné l’épaisseur des gouvernes et la profondeur de la rainure, la présence des thermocouples est fortement intrusive.

## 5.5 Mesures de température par thermographie infrarouge

### 5.5.1 Fonctionnement de la thermographie infrarouge

La thermographie infrarouge est une technique de mesure de température reposant sur le traitement d’images acquises à l’aide d’une caméra sensible aux rayonnements dans le domaine infrarouge.



FIGURE 5.26 – Gouverne gauche de l'IXV, vue de dessus (surface extradados), avec le montage des thermocouples sur sa surface extradados [113]

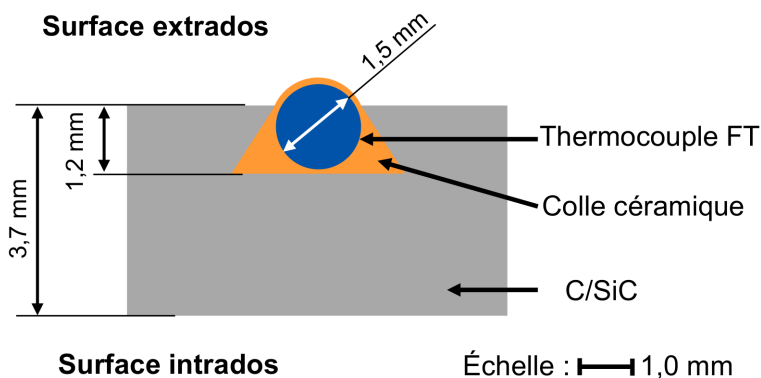


FIGURE 5.27 – Emplacement d'un thermocouple dans la rainure de la surface extradados d'une des gouvernes [119]



FIGURE 5.28 – Rainure vide à la surface extradados d'une des gouvernes [119]

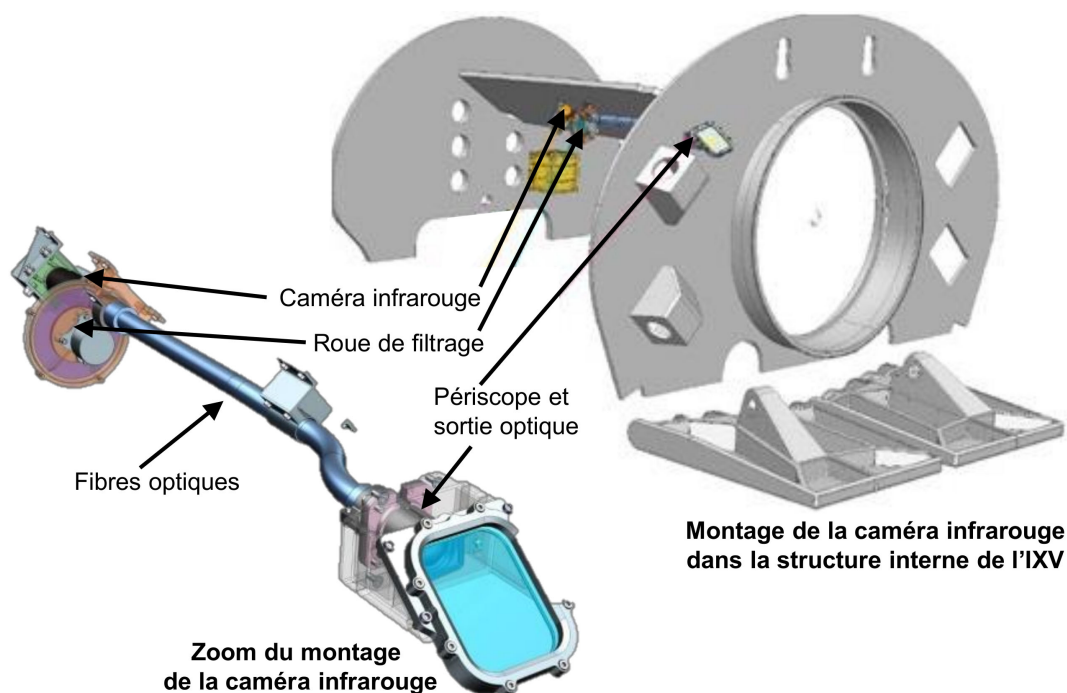
Les rayonnements thermiques émis dans le domaine infrarouge ont la particularité de transporter des informations permettant de remonter à la température de la surface qui les a émises. Cette technique de mesure s'avère particulièrement intéressante d'une part pour son caractère non intrusif et d'autre part pour sa résolution spatiale élevée. [121]

Le principe de fonctionnement de la caméra infrarouge est de convertir les rayons infrarouges incidents sur le détecteur de la caméra en un signal électrique. Le résultat obtenu pour chaque pas de temps de la vidéo est alors une photo dont la valeur de chaque pixel représente la température mesurée en un point de la surface visée. En général, la qualité des mesures est étroitement liée à la connaissance de l'émissivité de la surface où les températures sont mesurées, à l'étalonnage de la caméra et à l'environnement autour de la surface visée. Cette technique a été utilisée plusieurs fois en soufflerie ou en vol pour des véhicules de rentrée atmosphérique : préparation du projet Pre-X au sein des souffleries R5Ch et F4 de l'ONERA [75], préparation du projet EXPERT au sein de la soufflerie SCIROCCO [122][123], études sur la navette spatiale américaine Columbia [124]...

### 5.5.2 Mesures de température par thermographie infrarouge de la surface extrados de la gouverne gauche de l'IXV

Les mesures de température ont été réalisées par le montage présenté sur la figure 5.29 dont les principaux composants sont [125] :

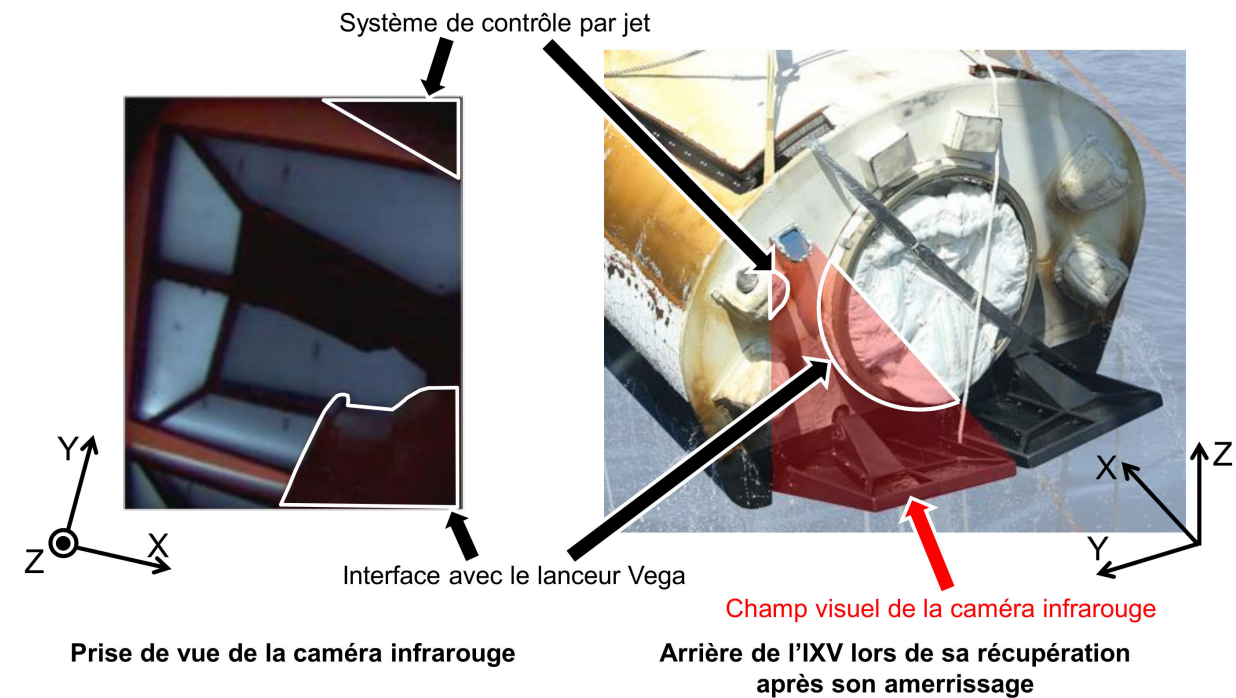
- une caméra non refroidie pour l'infrarouge court (photodiodes InGaAs, longueurs d'onde  $0,9 \mu m - 1,7 \mu m$ , résolution  $320 \times 256$  pixels, 22,24 images par seconde) ;
- une roue de filtrage composée de trois filtres, chacun laissant uniquement passer le rayonnement autour des longueurs d'onde  $1,45 \mu m$ ,  $1,55 \mu m$  et  $1,65 \mu m$  (aucune information trouvée sur la largeur des filtres) ;
- un canal de fibres optiques afin de guider les signaux lumineux de la sortie optique à la surface de l'IXV jusqu'à la caméra à l'intérieur de l'IXV ;
- un objectif grand-angle au niveau de la sortie optique ;
- un périscope, muni d'un miroir passe-bande pour les infrarouges, afin d'orienter le champ de vision de la caméra infrarouge vers la surface extrados de la gouverne gauche de l'IXV.



**FIGURE 5.29** – Montage de la caméra infrarouge dans l'arrière de l'IXV, avec la roue de filtrage, le canal de fibres optiques pour le transport de la lumière et le périscope au culot, pour la mesure des températures de la surface extrados de la gouverne gauche de l'IXV [125][126]

Ce montage a permis de maintenir la caméra dans un environnement respectant ses contraintes de fonctionnement. L'objectif au culot de l'IXV assurait la liaison entre les éléments intérieurs et extérieurs. Le périscope, qui était au final le seul élément à l'extérieur, a été dimensionné pour tenir malgré les conditions d'un vol hypersonique.

Le champ visuel de la caméra infrarouge est visible en rouge dans la figure 5.30 sur la vue arrière de l'IXV au cours de sa récupération. Le champ visuel était centré sur la gouverne gauche. Deux



**FIGURE 5.30** – Champ visuel de la caméra infrarouge (en rouge) pour la mesure de la température de la surface extradors de la gouverne gauche, le système d’axes permet de visualiser la position de la gouverne sur les deux images [127][112] (les contours blancs ont été rajoutés pour le pointage d’éléments sur la prise de vue et ne font pas partie de la photo d’origine)

éléments fixes de l’IXV ont aussi été filmés par la caméra, visibles sur la photo de gauche de la figure 5.30 : un système de contrôle par jet en haut à droite et l’interface avec le lanceur vega en bas à droite. Ces éléments fixes ne sont pas exploitables et ne font que diminuer le champ visuel.

Cette mesure de température par thermographie infrarouge a été un exercice complexe car l’environnement a évolué tout au long du vol de l’IXV. Premièrement la gouverne s’est oxydée au cours de la rentrée, d’où une évolution de l’émissivité (voir partie 5.3.3). Deuxièmement la position de la gouverne a évolué en fonction des commandes du pilotage, ce qui a induit une variation de l’angle de vue de la caméra. Troisièmement l’environnement a pu être pollué, soit par l’utilisation des systèmes de contrôle par jet, soit par les émissions de l’écoulement chaud d’arrière-corps. Cependant, étant donné l’émissivité importante du  $C/SiC$  et les faibles sources de rayonnement dans l’environnement extérieur, l’effet des émissions de sources extérieures réfléchies par la gouverne vers la caméra est considéré négligeable. Une fois tous ces éléments exposés, il n’était pas possible de se contenter d’un unique étalonnage en amont de la mission pour assurer l’obtention de mesures précises durant toute la rentrée. Il était alors nécessaire de pouvoir étalonner à nouveau la prise de mesures tout au long de la mission.

Afin de répondre aux problématiques citées ci-dessus sur les conditions des mesures, le montage expérimental a mesuré les émissions infrarouges dans trois longueurs d’onde différentes :  $1,45 \mu m$ ,  $1,55 \mu m$  et  $1,65 \mu m$ . La sélection des longueurs d’onde a été réalisée par la roue de filtrage qui était équipée de trois filtres, chacun filtrant l’une des longueurs d’onde. La vitesse de rotation de la roue a été fixée pour qu’à chaque prise d’une image un filtre différent soit utilisé. De cette manière trois images brutes consécutives représentent trois mesures mais chacune étant pour une longueur

d'onde différente. Le post-traitement de trois images consécutives permet d'estimer une carte de températures d'une manière indépendante des phénomènes pouvant perturber la mesure (variation de l'émissivité, variation du facteur de transmission du milieu...). La méthode mise en place pour ce post-traitement est détaillée dans les travaux de Roesgen et al. [125]. Cette méthode est appliquée de manière glissante : au pas de temps  $n$  le post-traitement s'appuie sur les mesures aux pas de temps  $n - 1$ ,  $n$  et  $n + 1$ , au pas de temps  $n + 1$  le post-traitement s'appuie sur les mesures aux pas de temps  $n$ ,  $n + 1$  et  $n + 2$  et ainsi de suite. De cette manière les cartes de températures sont reconstituées à une fréquence de  $22,24 \text{ images.s}^{-1}$ . Le post-traitement des mesures brutes de la caméra infrarouge pour la construction des cartes de températures a été réalisé à l'École Polytechnique Fédérale de Zurich sous la direction du Professeur Thomas Roesgen.

Ce chapitre rassemble les éléments se rapportant aux mesures de température embarquées et aux protections thermiques à l'intrados de la navette spatiale européenne IXV. Les propriétés du matériau composite  $C/SiC$  sont un élément central du dimensionnement des protections thermiques : premièrement son émissivité importante assure un bon refroidissement radiatif, deuxièmement sa faible catalycité maintient à des valeurs basses le flux de chaleur dû à la diffusion massique des espèces se recombinaut à la paroi, et troisièmement son mécanisme passif d'oxydation rend son ablation thermochimique négligeable. Ces données servent de socle pour les chapitres 6 et 7 en détaillant la structure des protections thermiques et leurs propriétés thermiques. Ces données servent aussi de base pour l'établissement des conditions limites à la surface de l'IXV pour la simulation de l'écoulement hypersonique pendant sa rentrée atmosphérique dans le chapitre 8. Au-delà de ces chapitres, ces données permettent d'approfondir la discussion sur les conditions dans lesquelles les mesures ont été réalisées et sur leur précision. Ce point est critique, car si les mesures n'étaient pas celles attendues à cause d'un phénomène physique perturbant les outils de mesure, il serait alors nécessaire d'avoir tous les éléments possibles pour déterminer ce dernier.

Les présents travaux continuent avec l'étude par méthode inverse des mesures de température réalisées par les thermocouples placés dans les protections thermiques de l'intrados de l'IXV.





# Chapitre 6

Estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV, à partir des mesures de température par thermocouples réalisées au cours du vol

## Sommaire

---

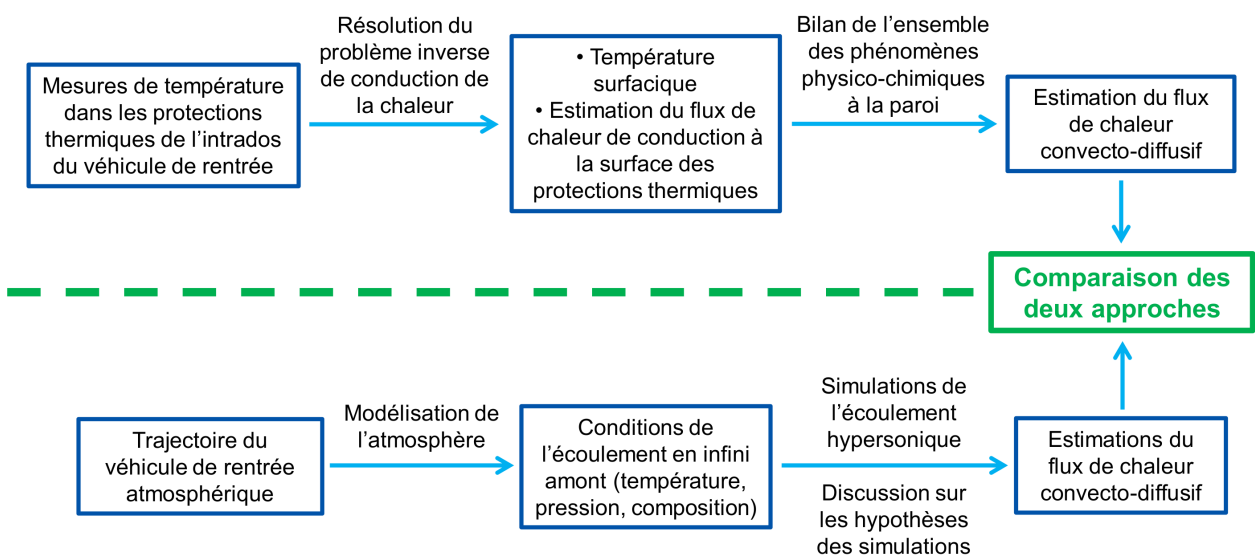
<b>6.1</b>	<b>Présentation des mesures de température par thermocouples . . . . .</b>	<b>121</b>
6.1.1	Emplacement et sélection des mesures par thermocouples . . . . .	121
6.1.2	Discussion sur les mesures par thermocouples . . . . .	123
<b>6.2</b>	<b>Étude préliminaire pour l'utilisation d'un modèle thermique 1D . . .</b>	<b>125</b>
6.2.1	Discussion sur le choix d'un modèle thermique 1D, 2D ou 3D . . . . .	125
6.2.2	Validation de l'approche 1D par l'étude du nombre de Fourier . . . . .	126
<b>6.3</b>	<b>Estimations 1D du flux de chaleur net à la surface des protections thermiques de l'intrados de l'IXV par la méthode des pas de temps futurs de Beck . . . . .</b>	<b>128</b>
6.3.1	Maillage . . . . .	128
6.3.2	Conditions aux limites et conditions initiales . . . . .	129
6.3.3	Choix du nombre de pas de temps futurs pour l'amélioration du condition- nement du problème inverse . . . . .	131
<b>6.4</b>	<b>Analyse des estimations réalisées par méthode inverse 1D . . . . .</b>	<b>133</b>
6.4.1	Reconstruction du flux de chaleur convecto-diffusif . . . . .	133
6.4.2	Étude de sensibilité . . . . .	134
<b>6.5</b>	<b>Présentation et discussion des résultats . . . . .</b>	<b>138</b>

---

Avant de commencer ce chapitre, le lecteur est invité à regarder la figure introductive 6.1 pour visualiser l'organisation des travaux. Cette étude s'appuie sur la comparaison des résultats obtenus par deux approches. Les chapitres 1 et 2 ont présenté une synthèse bibliographique autour de l'approche par simulations de l'écoulement : les phénomènes physico-chimiques rencontrés lors d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre et leurs modélisations. Le chapitre 3 a quant à lui présenté la deuxième approche, basée sur la résolution d'un problème inverse de conduction de la chaleur. Cette approche permet plus concrètement d'estimer les échauffements pariétaux d'un milieu solide à partir de mesures de température en son sein. Le chapitre 4 a montré, lors d'une application à la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia, que ces deux approches complémentaires pouvaient être utilisées pour estimer et analyser les flux de chaleur lors d'une rentrée atmosphérique. Tous ces éléments ont été mis en place dans l'optique d'une application à la rentrée atmosphérique de la navette spatiale européenne IXV. Pour cela le chapitre 5 a présenté l'IXV, sa mission, ses protections thermiques et ses mesures embarquées de température.

L'objectif du présent chapitre est de réaliser l'approche par méthode inverse de la figure 6.1, appliquée à la rentrée atmosphérique de l'IXV. Plus précisément, le but de cette étude est une estimation du flux de chaleur à la surface des protections thermiques de l'intrados de l'IXV. L'estimation s'appuie sur les mesures de température réalisées pendant la rentrée dans les protections thermiques de l'intrados de l'IXV. Le chapitre commence par une présentation des mesures de température par thermocouples. La seconde partie est une étude préliminaire justifiant l'emploi d'un modèle thermique 1D pour la résolution des problèmes inverses. Dans un troisième temps, le chapitre présente la résolution du problème inverse 1D posé par chaque thermocouple pour l'estimation du flux de chaleur net. La quatrième partie détaille l'analyse des estimations du flux de chaleur net pour les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif. Dans un dernier temps les résultats obtenus tout au long du chapitre sont discutés.

### Approche par méthode inverse



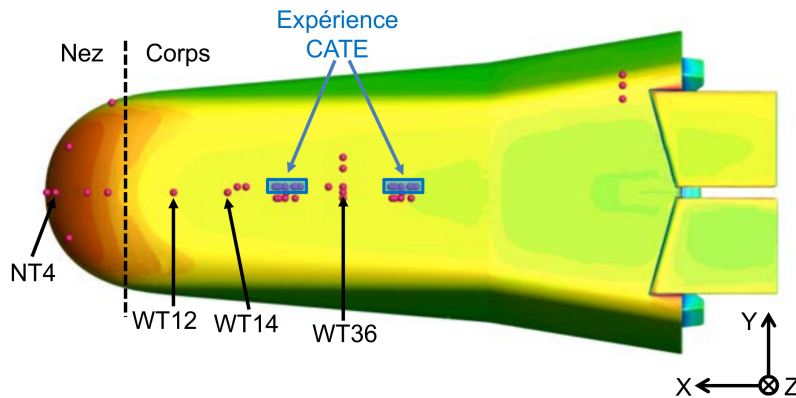
### Approche par simulations de l'écoulement

FIGURE 6.1 – Schéma récapitulatif de la méthode globale basée sur une comparaison entre une approche par méthode inverse et une approche par simulations de l'écoulement

## 6.1 Présentation des mesures de température par thermocouples

### 6.1.1 Emplacement et sélection des mesures par thermocouples

L'estimation par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif du nez et de l'intrados du corps de l'IXV s'est appuyée sur les mesures de 88 thermocouples dont la disposition est détaillée dans la figure 5.24 (page 112). Pour des raisons de confidentialité uniquement l'étude des 48 thermocouples dont les mesures ont été déjà publiées dans la littérature est présentée au cours de ce document. Les mesures de ces thermocouples ont été publiées au cours des travaux de Buffenoir et al. [8], Tumino et al. [101], Lambert et al. [102] et Viladegut [38]. Leur disposition et leurs mesures sont présentées dans l'annexe E.1 (page 263). Afin d'illustrer la méthode de travail de manière claire et synthétique, uniquement l'étude des thermocouples NT4, WT12, WT14 et WT36 est détaillée dans ce document. Le thermocouple NT4 a été choisi car c'était le plus proche du point d'arrêt parmi les thermocouples déjà publiés. Les thermocouples WT12, WT14 et WT36 ont été sélectionnés car ils se situaient sur l'axe central de l'IXV. L'emplacement de ces 4 thermocouples est présenté dans la figure 6.2 et leurs mesures au cours du temps sont présentées dans la figure 6.3. L'évolution de la température le long de l'axe central de l'IXV à 5 points de vol différents est présentée dans la figure 6.4. Les lignes tracées entre chaque emplacement de thermocouple permettent uniquement de bien distinguer les 5 points de vol mais ne représentent pas l'évolution spatiale de la température entre ces emplacements.



**FIGURE 6.2** – Emplacement des thermocouples de l'intrados du nez et du corps dont les mesures ont déjà été publiées - Image modifiée à partir d'une image de Rufolo et al. [117]

Les thermocouples placés dans les rectangles bleus n'ont pas été pris en compte dans cette étude car ils faisaient partie de l'expérience CATE (CATalytic Experiment) [37][38] du VKI. L'expérience CATE a consisté pour chaque rectangle bleu à l'ajout d'un patch rectangulaire ( $130\text{ mm} \times 64\text{ mm}$ ) de mullite ( $3Al_2O_3, 2SiO_2$ ) à la surface des protections thermiques. La mullite a été choisie pour sa bonne compatibilité chimique avec le  $C/SiC$  SepcarbInox<sup>®</sup> L6, ses propriétés thermophysiques qui en ont assuré le maintien pendant le vol mais surtout pour sa catalycité bien plus importante que celle du  $C/SiC$  SepcarbInox<sup>®</sup> L6. L'objectif de cette expérience était de mieux comprendre les processus physico-chimiques de la recombinaison et leurs effets sur le flux de chaleur convecto-diffusif. La mullite étant plus catalytique que le  $C/SiC$  SepcarbInox<sup>®</sup> L6, sa présence a engendré une augmentation locale du flux convecto-diffusif et de la température. Les rangées de thermocouples parallèles aux patches de mullite (rangées placées juste en dessous des rectangles bleus sur la figure 6.2) permettaient de mesurer la température à une position équivalente avec du  $C/SiC$  SepcarbInox<sup>®</sup> L6 vierge. La comparaison des mesures de température dans le cas du  $C/SiC$  vierge

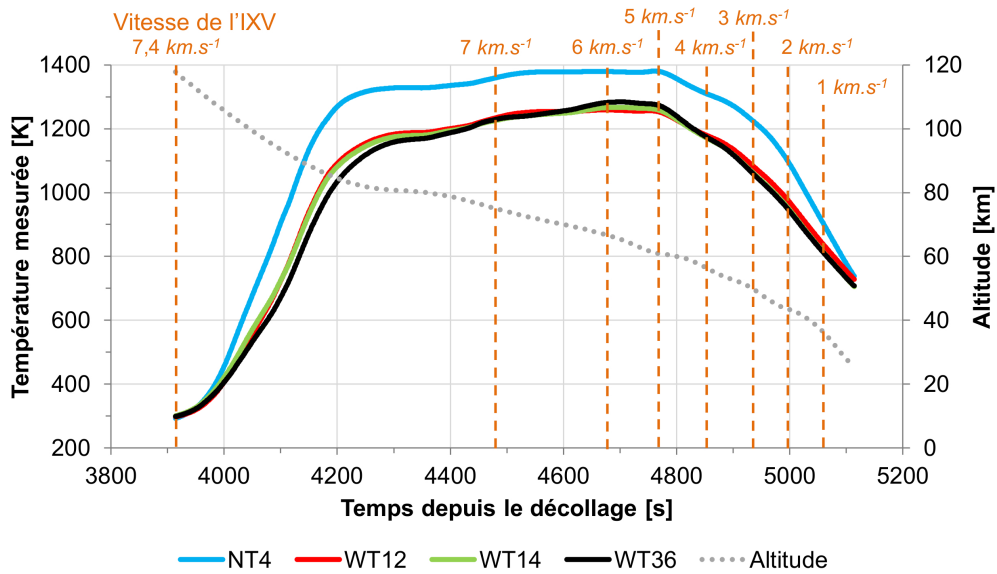


FIGURE 6.3 – Température mesurée par les thermocouples NT4 [101], WT12, WT14 et WT36 [102], et altitude de l'IXV [103] au cours du temps

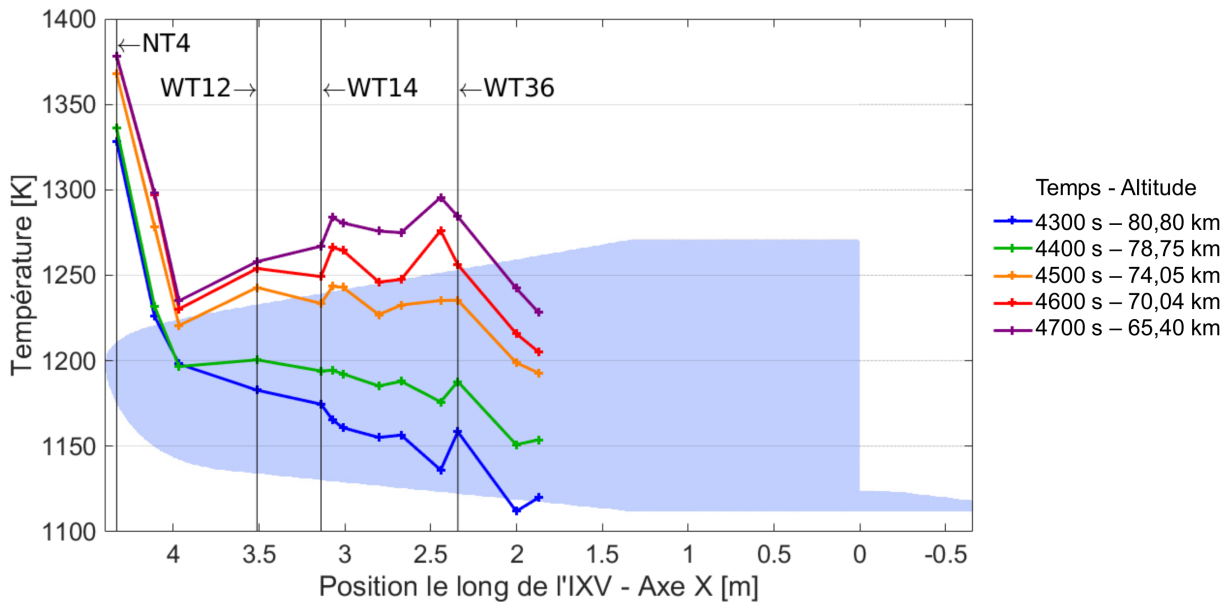
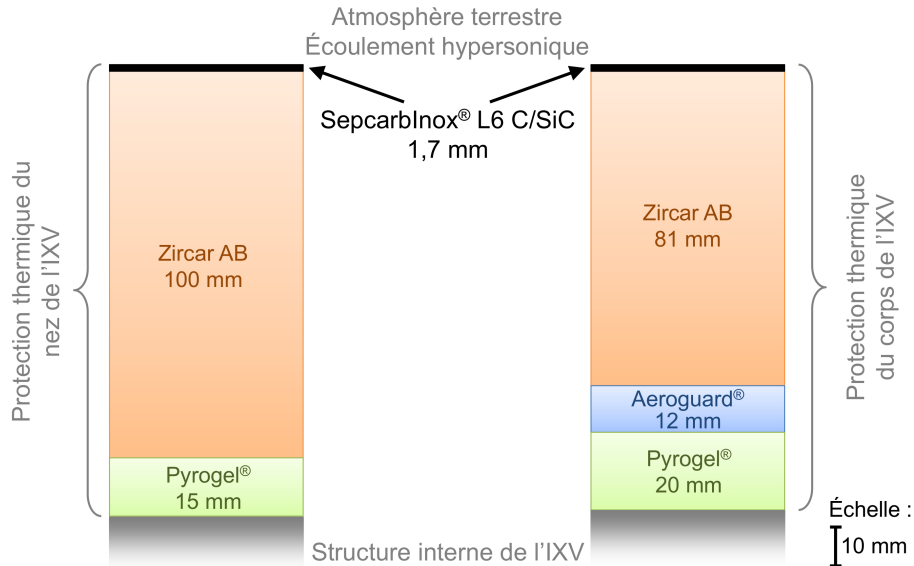


FIGURE 6.4 – Mesures de température [101][102] le long de l'axe central de l'IXV pour 5 points de vols de l'IXV (de gauche à droite NT4, NT2, NT1, WT12, WT14, WT16, WT17, WT18, WT21, WT38, WT36, WT44, WT47)

(faiblement catalytique) et du  $C/SiC$  recouvert de mullite (fortement catalytique) a permis à Viladegut et al. [37][38] de mener à bien leurs travaux sur les effets de la catalycité. Les mesures des thermocouples sous le  $C/SiC$  vierge ont été gardées pour l'estimation des flux de chaleur à la paroi par méthode inverse.

Les structures des protections thermiques du nez et de l'intrados du corps ont déjà été présentées dans la partie 5.2 (page 100). Cette description est résumée par la figure 6.5 qui présente un schéma à l'échelle des différentes couches des protections thermiques du nez et de l'intrados du corps. Les thermocouples étaient collés sur la face arrière de la couche de  $C/SiC$  SepcarbInox<sup>®</sup> L6, ce qui

correspondait à l'interface entre le *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 et le Zircar AB. Comme la couche de *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 faisait 1,7 mm d'épaisseur pour le corps et le nez, les thermocouples ont été supposés situés à 1,7 mm de la surface. Aucune donnée sur l'incertitude de profondeur des thermocouples n'a pu être trouvée au cours de cette étude.

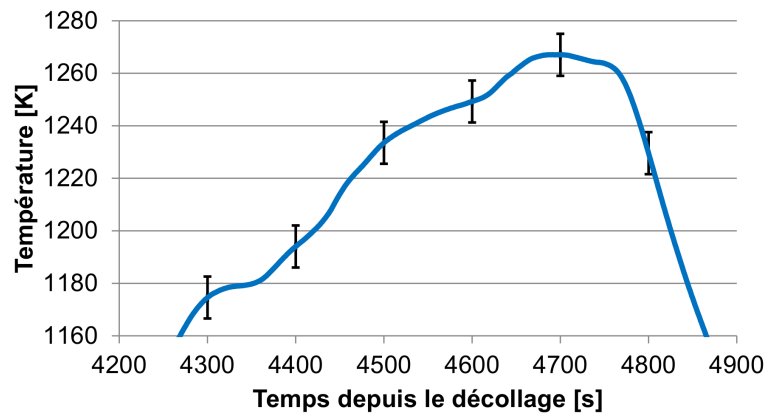


**FIGURE 6.5** – Schéma à l'échelle des protections thermiques du nez et de l'intrados du corps de l'IXV [111][38]

### 6.1.2 Discussion sur les mesures par thermocouples

Avant de commencer l'estimation par méthode inverse, plusieurs commentaires préliminaires peuvent être apportés sur les mesures de température :

- Pour rappel, les mesures de température par thermocouples ont été commencées 3914 s après le décollage, à 117,8 km d'altitude, puis ont été arrêtées 5114 s après le décollage, à 25,5 km d'altitude. Le système d'acquisition a enregistré les mesures à une fréquence de 1 Hz, soit un total de 1201 mesures de température par thermocouples.
- La précision des thermocouples de l'intrados de l'IXV était de  $\pm 8 K$  [120], cette erreur de mesure prend en compte l'erreur due au thermocouple lui-même (fonctionnement et étalonnage) et les erreurs dues à la chaîne d'acquisition. L'échelle de la figure 6.3 ne permettant de distinguer la barre d'erreur, la figure 6.6 a été tracée avec une échelle plus adaptée. Cette figure présente la mesure de la température réalisée par le thermocouple WT14, telle que communiquée par Dassault Aviation, l'ESA et Thales Alenia Space Italie au début de la thèse, avec une barre d'erreur toutes les 100 s. Une première observation est que les possibles effets des erreurs de mesure sont suffisamment faibles pour ne pas changer la tendance de la mesure au cours du temps. Une deuxième observation est que cette mesure de température au cours du temps est particulièrement lisse, or du bruit de mesure serait plutôt attendu si c'était des données brutes. Il semblerait que les données aient été lissées avant d'être communiquées pour la thèse.
- Les mesures de température au cours du temps qui sont présentées dans la figure 6.3 permettent de distinguer les différentes étapes de la rentrée atmosphérique de l'IXV. Entre 3914 s et 4200 s l'IXV rentrait dans l'atmosphère à une vitesse constante d'environ  $7450 m.s^{-1}$ .



**FIGURE 6.6** – Mesures de température du thermocouple WT14 au cours du temps [102], avec des barres d'erreur de  $\pm 8 K$  [120]

L'augmentation de la température a été engendrée par une élévation de l'échauffement surfacique, principalement due à l'augmentation de la densité de l'atmosphère alors que l'IXV perdait progressivement en altitude. À partir de 4200 s la température a continué à croître mais avec une pente plus faible : le refroidissement radiatif a augmenté avec la température jusqu'à aboutir à une situation proche de l'équilibre thermique. Au cours de cette phase il y a d'abord eu un premier palier, entre 4200 s et 4400 s, qui correspond à une période où l'IXV maintenait son altitude constante. À partir de 4400 s l'IXV a repris sa descente, l'échauffement surfacique a augmenté de nouveau et la température s'est remise à monter. Au niveau du nez, cette augmentation a été très légère et courte dans le temps puisque dès 4500 s la température est de nouveau restée constante. Au niveau de l'intrados du corps la température a augmenté d'environ 100 K en 400 s. Les thermocouples ont mesuré le maximum de température à 4750 s, avant d'enregistrer une forte diminution due à la décélération de l'IXV qui devenait de plus en plus importante.

- À l'exception du thermocouple NT1, les thermocouples du nez ont mesuré des températures plus importantes que ceux du corps, comme le montrent les figures 6.3 et 6.4 et l'annexe E.1. Cette hausse locale de température au nez suivie d'un palier le long du corps est cohérente avec les simulations réalisées avant le vol [128][5] et la littérature sur les véhicules de rentrée atmosphérique [13][15]. Cette variation spatiale est principalement due à la géométrie de l'IXV et au fait que le point d'arrêt ait été au niveau de son nez. Bien que le point d'arrêt ne soit pas forcément le point le plus chaud d'un véhicule de rentrée, il représente tout de même une zone de forte compression pour l'écoulement, d'où des flux de chaleur particulièrement importants. Les mêmes variations ont été observées sur la navette spatiale américaine lors du chapitre 4, comme dans la figure 4.14 (page 88) par exemple.
- Les températures mesurées au nez de l'IXV sont inférieures d'environ 400 K par rapport aux prévisions du vol, d'après les travaux de Buffenoir et al. [8] et de Tumino et al. [101]. Cela est une bonne chose dans un premier temps puisque le véhicule a été surdimensionné avec des hypothèses conservatives afin d'assurer le succès de la mission malgré les incertitudes (catalycité, oxydation de la paroi...). Cependant cet écart est très important car les mesures de température au nez sont particulièrement basses. Ce point est approfondi dans le chapitre 8.
- De même que pour le nez, les protections thermiques de l'intrados du corps ont été surdimensionnées puisque la température maximale atteinte en vol est inférieure d'environ 275 K par

rapport à la température maximale prévue, d'après les travaux de Lambert et al. [102].

- Sur la figure 6.4, les thermocouples placés entre les thermocouples WT14 et WT36 n'étaient pas précisément sur l'axe central ( $Y = 0 \text{ mm}$ ) mais à  $Y = 39 \text{ mm}$  (WT16, WT17 et WT38) et à  $Y = -39 \text{ mm}$  (WT18 et WT21). La figure E.1 page 263 permet de bien visualiser l'emplacement des thermocouples. Les trois mesures à  $Y = 39 \text{ mm}$  semblent suivre des variations avec une tendance légèrement différente de celles en  $Y = 0 \text{ mm}$  et en  $Y = 39 \text{ mm}$ . Cela peut s'expliquer par un élément en amont qui aurait perturbé localement l'écoulement.

## 6.2 Étude préliminaire pour l'utilisation d'un modèle thermique 1D

Toutes les informations nécessaires pour les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif ont été présentées et il est maintenant temps de réfléchir à leur exploitation.

### 6.2.1 Discussion sur le choix d'un modèle thermique 1D, 2D ou 3D

La première question pour la résolution d'un problème inverse est le choix du modèle thermique sur lequel s'appuyer. Afin d'avoir l'estimation la plus complète, il peut être tentant de réfléchir à une modélisation 3D où l'objectif serait par exemple d'estimer la répartition du flux de chaleur sur toute une tuile de l'IXV. Une autre approche pourrait être un modèle 2D en faisant une coupe le long de l'axe central de l'intrados, où l'estimation serait une répartition linéique du flux de chaleur. Cependant ces approches ne seraient pas adaptées à l'étude des mesures des thermocouples car ce sont des données ponctuelles. Entre chaque mesure par thermocouple, la méthode inverse 2D ou 3D pourrait estimer de nombreuses répartitions différentes de flux de chaleur tant que ces dernières permettent une bonne estimation de la température aux points de mesure. La méthode de résolution aurait alors un trop grand nombre de degrés de liberté et le problème serait particulièrement mal posé. Par exemple si la surface d'une tuile de l'IXV, équipée de 5 thermocouples, était maillée avec une discrétisation de 10 mailles par côté, il y aurait alors 100 inconnues pour uniquement 5 équations d'observation (mesures).

Le problème inverse posé en 2D ou 3D serait mal posé, mais qu'en est-il de la possibilité d'une régularisation ? Pour le régulariser il est possible de contraindre la répartition de flux de chaleur. Cela reviendrait par exemple à faire l'hypothèse d'une répartition constante par tuile, ou d'utiliser une famille de fonctions (comme les fonctions cosinus, sinus, des fonctions linéaires...) pour décrire avec moins d'inconnues une répartition du flux de chaleur. Les simulations menées pour l'ESA et les industriels lors de la préparation du vol pourraient alors être une bonne base pour mettre en place des lois possibles de répartition du flux de chaleur. Cependant, même si les problèmes 2D ou 3D étaient régularisés plusieurs difficultés se poseraient encore.

Premièrement les thermocouples ne sont pas répartis de manière homogène sur l'intrados mais sont principalement concentrés le long de son axe central (voir figure 5.23 page 111). L'hypothèse préalable d'une répartition surfacique du flux de chaleur serait alors une importante extrapolation pour l'approche 3D dès que l'estimation s'écarterait de l'axe central. Par contre la répartition des thermocouples est plus adaptée à l'approche 2D, où une interpolation est possible avec une famille de fonctions adaptée. Mais là encore le nombre d'inconnues resterait assez important étant donné la complexité des écoulements hypersoniques. Au niveau de la transition entre le nez et le corps de



l'IXV il n'y a qu'un seul thermocouple (WT12, voir figure E.1 page 263) alors que c'est l'une des zones où le flux de chaleur a le plus varié spatialement au cours du vol. De même, aux deux tiers du corps, la forme de l'intrados présente une arête et cela a entraîné une variation spatiale brutale du flux de chaleur, or là aussi il n'y a qu'un seul thermocouple. Ces deux phénomènes ne sont que deux exemples, d'autres éléments ont généré des variations spatiales du flux de chaleur le long de l'axe central sur des zones non couvertes par des thermocouples. Par conséquent mettre en place une répartition linéique pourrait tout aussi bien compléter que déformer la répartition du flux de chaleur. Dans ce cadre là il vaut mieux des estimations plus locales et moins riches mais mieux contrôlées.

Deuxièmement, l'un des intérêts d'une approche 2D ou 3D est d'aller plus loin qu'une simple modélisation multi-couche 1D des tuiles ou du nez. Pour le corps cela permettrait de prendre en compte les renforts internes de la couche de *C/SiC* ou la présence des joints entre les tuiles (voir la figure 5.25 page 113). Pour le nez cela permettrait de prendre en compte les effets de la présence des capteurs de pression sur la conduction de la chaleur dans les protections thermiques (voir la figure 5.8 page 101). Cependant, en l'absence d'information sur les dimensions de ces composants internes et de leurs propriétés thermiques, ces éléments sont difficilement modélisables en l'état.

Au final, le modèle thermique 1D a été retenu pour traiter les mesures des thermocouples de l'IXV. Cette approche a l'avantage d'être adaptée aux mesures des thermocouples car elle permet une estimation locale. L'utilisation d'une approche 2D ou 3D obligerait l'utilisation d'artifices mathématiques pour régulariser le problème, mais faute de données cette régularisation pourrait faire autant de bien que de mal. L'approche 1D, bien que plus simple, permet d'avoir une estimation moins influencée par les outils mathématiques de la régularisation.

### 6.2.2 Validation de l'approche 1D par l'étude du nombre de Fourier

Pour commencer il a fallu démontrer qu'un modèle thermique 1D pouvait décrire les transferts de chaleur au sein des protections thermiques de l'intrados de l'IXV. En effet, si les transferts de chaleur dans les directions parallèles à la surface n'étaient pas négligeables par rapport aux transferts de chaleur dans la direction normale à la surface, alors l'approche 1D ne serait pas représentative de la réalité. Pour vérifier cela, une comparaison des transferts de chaleur dans les différentes directions est nécessaire. Cette vérification repose sur l'utilisation du nombre de Fourier  $Fo$ , dont la définition est rappelée :

$$Fo = \frac{\alpha \Delta t}{L^2} = \frac{\lambda \Delta t}{\rho C L^2} \quad (3.5)$$

$\Delta t$  est la durée caractéristique du phénomène étudié,  $L$  la dimension caractéristique du corps à caractériser,  $\alpha$  sa diffusivité thermique,  $\lambda$  sa conductivité thermique,  $\rho$  sa masse volumique et  $C$  sa capacité thermique massique. L'interprétation du nombre de Fourier est précisée dans la partie 3.1.2 (page 51).

Le nombre de Fourier a d'abord été calculé au sein de l'épaisseur de *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 suivant la direction normale à la surface et dans une direction parallèle à la surface. L'ensemble des données utilisées pour ces calculs et les résultats sont présentés dans le tableau 6.1. Les calculs ont été effectués avec un temps caractéristique égal à 1200 s. Ce temps correspond à la durée de la

période étudiée de la rentrée atmosphérique, de 117,8 km à 25,5 km d'altitude. Le calcul du nombre de Fourier prend en compte le caractère orthotrope du *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 dont la diffusivité thermique est approximativement quatre fois plus importante suivant la direction parallèle à la surface que suivant la direction normale à la surface. La longueur caractéristique dans la direction normale à la paroi est égale à l'épaisseur de la couche de *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6. La longueur caractéristique dans la direction parallèle à la paroi est égale à 100 mm, car dans les zones où plusieurs thermocouples sont concentrés cette distance est représentative de l'écart moyen entre les thermocouples. Ce choix a été motivé par la question suivante : « À partir de quelle distance les thermocouples peuvent-ils être traités de manière indépendante ? ». Autrement formulé, cela revient à se demander si le flux de chaleur à l'emplacement d'un thermocouple peut influencer ou non l'estimation du flux de chaleur à l'emplacement d'un thermocouple voisin.

Matériau	<i>C/SiC</i>		Zircar		
	SepcarbInox <sup>®</sup> L6		AB		
Durée de la période étudiée [s]	1200	1200	1200	1200	1200
Direction par rapport à la surface	normale	parallèle	normale	normale	parallèle
Longueur [mm]	1,7	100	81	100	100
Diffusivité thermique [ $10^{-6} m^2.s^{-1}$ ]	1,9	7,7	1,9	1,9	3,9
Nombre de Fourier	$7,9 \times 10^2$	0,92	0,35	0,23	0,47

TABLE 6.1 – Ordres de grandeur du nombre de Fourier pour différentes configurations dans les protections thermiques du nez et de l'intrados du corps de l'IXV

Cette première étude montre que le nombre de Fourier dans la couche de *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 est égal à  $7,9 \times 10^2$  suivant la direction normale à la paroi et est égal à 0,92 suivant la direction parallèle à la paroi. Ces deux résultats permettent de poser que les transferts de chaleur dans la direction parallèle à la paroi sont négligeables par rapport aux transferts de chaleur dans la direction normale à la paroi. Par conséquent, les transferts de chaleur dans la couche de *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 peuvent être modélisés fidèlement par un modèle 1D suivant la direction normale à la paroi.

Une fois la justification du modèle 1D pour le *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 posée, est-ce que cette justification peut être extrapolée à l'épaisseur entière des protections thermiques de l'IXV? La couche de *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 est fine, avec seulement 1,7 mm. Le nombre de Fourier de ce matériau suivant la direction normale à la surface est tellement grand que même en le ramenant à une durée caractéristique de 2 s il reste supérieur à 1 ( $Fo = 1,31$  pour durée de 2 s). Donc un flux de chaleur incident a bien le temps de diffuser jusqu'à la couche en dessous de celle de *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6, à savoir la couche de Zircar AB (voir la figure 6.5 pour la structure des protections thermiques). Dans ces conditions il est nécessaire de caractériser les transferts de chaleur dans la couche de Zircar AB, car si ces derniers y sont fortement 2D ou 3D alors le modèle 1D ne serait plus adapté.

L'étude du nombre de Fourier de la couche de Zircar AB a été réalisée suivant la direction normale à la surface avec une distance caractéristique égale à 100 mm pour l'épaisseur dans le nez et égale à 81 mm pour l'épaisseur dans l'intrados du corps. Pour l'étude suivant la direction parallèle à la surface, la distance caractéristique était égale à 100 mm pour les mêmes raisons que pour le

*C/SiC SepcarbInox*<sup>®</sup> L6. La durée restait aussi la même que pour le *C/SiC SepcarbInox*<sup>®</sup> L6 avec un total de 1200 s. Les résultats récapitulés dans le tableau 6.1 montrent qu'il n'y a pas de direction préférentielle pour l'étude des transferts de chaleur dans cette couche du nez ou de l'intrados du corps. Il est important de noter que malgré une durée d'étude de 1200 s, aucun des trois nombres de Fourier n'est supérieur à 0,5. Ces résultats indiquent que la chaleur diffuse lentement dans le Zircar AB, ce qui est cohérent avec le fait que ce soit un isolant thermique. Dans ces conditions les mesures des thermocouples peuvent y être traitées de manière indépendante (car les zones d'étude sont suffisamment éloignées) et par un modèle thermique 1D.

Les valeurs du nombre de Fourier de 0,35 et de 0,23 respectivement dans l'intrados du corps et dans le nez pour la couche de Zircar AB suivant la direction normale montrent que la chaleur a peu diffusé jusqu'à la surface la plus interne de cette couche pour la durée de l'étude. Ce résultat a permis de déduire que les couches dessous le Zircar AB auraient un impact négligeable sur les résultats de la méthode inverse car la chaleur y aurait peu diffusé. En s'appuyant sur ce constat l'approche 1D a pu être généralisée pour toute l'épaisseur des protections thermiques du nez et de l'intrados du corps de l'IXV.

### 6.3 Estimations 1D du flux de chaleur net à la surface des protections thermiques de l'intrados de l'IXV par la méthode des pas de temps futurs de Beck

Les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV ont été effectuées avec le code THIDES. Le code volumes finis THIDES a été présenté dans la partie 3.5.1. Pour rappel THIDES s'appuie sur une résolution par la minimisation séquentielle d'un critère des moindres carrés à l'aide de la méthode des pas de temps futurs de Beck, telle que décrite dans la partie 3.3.1. Les calculs ont suivi un schéma de Crank-Nicolson afin d'assurer leur stabilité. Les mesures des thermocouples ont été enregistrées à une fréquence de 1 Hz sur une durée de 1200 s, soit un total de 1201 mesures par thermocouple. Les propriétés thermiques précises ne sont pas communiquées pour des raisons de confidentialité mais leur ordre de grandeur sont données dans la table 5.1 (page 102) de la partie 5.2.

#### 6.3.1 Maillage

Le maillage 1D est automatiquement généré par THIDES. Ce dernier est structuré cartésien avec une taille de maille suivant l'épaisseur calculée pour y assurer un nombre de Fourier proche de 0,5 pour la durée d'un pas de temps. Cette condition permet d'avoir un maillage suffisamment fin pour pouvoir modéliser avec précision les transferts de chaleur.

Le maillage obtenu pour la protection thermique du nez est composé de la manière suivante :

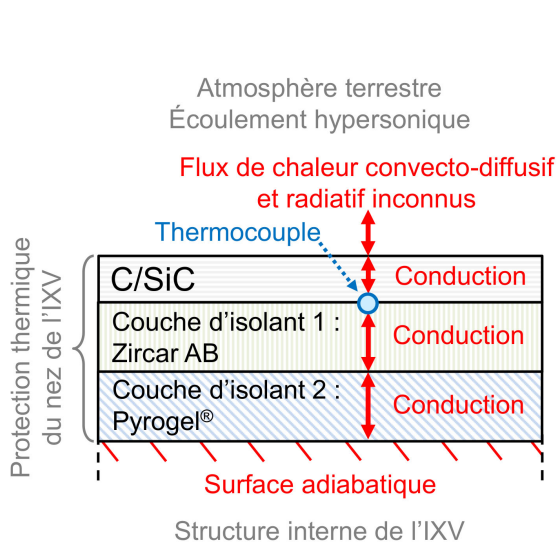
- 1 maille de 1,7 mm d'épaisseur pour la couche de *C/SiC SepcarbInox*<sup>®</sup> L6,
- 96 mailles de 1,04 mm d'épaisseur pour la couche de Zircar AB,
- 18 mailles de 0,83 mm d'épaisseur pour la couche de Pyrogel<sup>®</sup>.

Le maillage obtenu pour la protection thermique de l'intrados du corps est composé de la manière suivante :

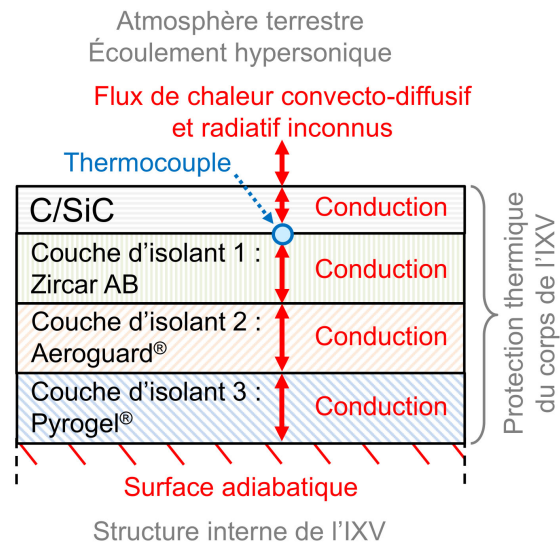
- 1 maille de 1,7 mm d'épaisseur pour la couche de C/SiC SepcarbInox<sup>®</sup> L6,
- 77 mailles de 1,05 mm d'épaisseur pour la couche de Zircar AB,
- 41 mailles de 0,29 mm d'épaisseur pour la couche d'Aeroguard<sup>®</sup>,
- 21 mailles de 0,95 mm d'épaisseur pour la couche de Pyrogel<sup>®</sup>.

### 6.3.2 Conditions aux limites et conditions initiales

Comme l'estimation par méthode inverse s'appuie sur un modèle thermique 1D, il n'y a que deux conditions aux limites à renseigner : la surface externe des protections thermiques qui est en contact avec l'écoulement et la surface interne en contact avec la structure de l'IXV.



**FIGURE 6.7** – Problème 1D de la conduction de la chaleur dans la protection thermique du nez de l'IXV



**FIGURE 6.8** – Problème 1D de la conduction de la chaleur dans la protection thermique de l'intrados du corps de l'IXV

#### Condition de la surface interne :

La condition à la limite interne doit modéliser les transferts de chaleur des protections thermiques du nez et de l'intrados du corps avec la structure interne de l'IXV. L'étude du nombre de Fourier du tableau 6.1 a mis en avant ses faibles valeurs dans la couche de Zircar AB des protections thermiques et permet de supposer que la couche de Pyrogel<sup>®</sup> a dû très peu chauffer au cours du régime hypersonique de la rentrée atmosphérique. Fort de ce constat, la condition de la surface interne a été supposée adiabatique. Ce choix a pu être validé une fois les estimations par méthode inverse 1D terminées puisque pour le corps de l'IXV la température à la surface interne a eu une augmentation maximale inférieure à 1 K et pour le nez de l'IXV la température à la surface interne a eu une augmentation maximale de 5,9 K. Ces variations de température ont été calculées par rapport à la température d'initialisation à 120 km d'altitude.

#### Condition de la surface externe :

La condition de la surface externe est celle qui doit être estimée par méthode inverse, par conséquent elle n'est pas renseignée. Afin de comprendre et de traiter correctement les résultats de la

méthode inverse il est nécessaire de prendre un peu de recul sur les flux de chaleur étudiés.

Lors d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre, deux phénomènes de transferts de chaleur sont prédominants sur tous les autres : les transferts de chaleur convecto-diffusifs et les transferts radiatifs (voir partie 2.5 page 40 ou les références [13][15][16]). Le bilan de ces deux flux de chaleur à la surface des protections thermiques donne le flux de chaleur net. La méthode inverse permet justement d'estimer le flux de chaleur net à la limite externe : c'est le flux de chaleur à la surface externe qui, connaissant la condition à la limite interne, expliquerait les températures mesurées par les thermocouples. Ces éléments sont récapitulés par l'équation suivante :

$$q_{net}(t) = \underbrace{q_{convection}(t) + q_{diffusion}(t)}_{q_{convecto-diffusif}(t)} + q_{transferts\ radiatifs}(t) \quad (6.1)$$

### Conditions aux interfaces entre les couches :

Le contact entre les couches d'isolant des protections thermiques de l'IXV n'était pas parfait et cela a dû générer des résistances thermiques. Ces défauts de contact ne favorisaient pas les échanges de chaleur entre les couches et agissaient comme un isolant extrêmement fin. Étant donné que l'étude porte déjà sur des matériaux très isolants, les effets des résistances thermiques dus aux défauts de contact ont été considérés comme négligeables par rapport aux effets isolants des matériaux des protections thermiques. Par conséquent aucune résistance de contact n'a été simulée, ce qui correspondait à une hypothèse de contact parfait entre toutes les couches des protections thermiques de l'IXV.

### Condition initiale :

Le problème inverse posé par chaque thermocouple commence à partir des conditions de vol atteintes à 3914 s pour une altitude de 117,8 km. À ce moment-là le vol évoluait dans le régime raréfié où les effets thermiques et aérodynamiques de l'atmosphère sur l'IXV étaient faibles. En effet, à cette altitude les forces aérodynamiques exercées sur l'IXV étaient négligeables par rapport à l'attraction terrestre (estimation faite à partir des coefficients aérodynamiques de l'IXV) et les températures mesurées lors des premières secondes de la rentrée étaient faibles et constantes. Ces observations ont permis de supposer que les protections thermiques de l'IXV étaient alors soumises à de faibles flux de chaleur convecto-diffusifs et radiatifs. La littérature sur les rentrées atmosphériques [13][15] et les études préliminaires sur la mission de l'IXV [129] montrent que les flux de chaleur à 117,8 km d'altitude auraient été négligeables (inférieurs à 3 %) par rapport aux flux de chaleur estimés pendant le régime continu (à partir de 82 km d'altitude, vers 4250 s). En s'appuyant sur ces résultats il a été supposé que les protections thermiques n'étaient soumises à aucun flux de chaleur à 3914 s et que la température dans les couches des protections thermiques était égale à la température initiale mesurée pour le thermocouple étudié.

Au final la condition initiale à  $t = 3914s$  est la suivante :

$$\forall z, T_{initiale}(z) = T_{thermocouple}(t = 3914s) \quad (6.2)$$

### 6.3.3 Choix du nombre de pas de temps futurs pour l'amélioration du conditionnement du problème inverse

La résolution du problème inverse a été assurée par la méthode des pas de temps futurs de Beck. Ce paragraphe rappelle brièvement le principe de cette méthode mais elle est présentée de manière détaillée au cours de la partie 3.3.1. L'objectif recherché ici de la méthode des pas de temps futurs est l'augmentation de la sensibilité du système afin d'en améliorer le conditionnement. Plus concrètement, l'une des causes du mauvais conditionnement des problèmes de conduction thermique provient du fait que la réponse à un flux de chaleur n'est pas instantanée et ne se fait sentir qu'après un certain délai au niveau de la mesure. Lorsque le calcul de la sensibilité repose sur une période trop courte pour laisser les flux de chaleur pénétrer le milieu étudié, alors la méthode de résolution estime une faible sensibilité du système et aboutit à un système mathématique mal conditionné. La méthode de résolution des pas de temps futurs permet justement de prendre en compte l'effet non instantané d'un flux de chaleur sur la variation de la température en calculant la sensibilité du système sur  $N_F$  pas de temps afin de laisser  $N_F$  fois plus de temps pour que la chaleur pénètre dans l'épaisseur.

La difficulté de cette méthode est l'optimisation du nombre de pas de temps futurs  $N_F$  permettant l'amélioration du conditionnement sans induire un biais trop important dans la solution. Le biais dans la solution est caractérisé ici par un lissage excessif de la solution. L'optimisation du nombre de pas de temps futurs  $N_F$  doit être effectuée en fonction des données sur le bruit des mesures ou des données sur le flux de chaleur à estimer, cependant ces données sont uniquement disponibles lors des expériences dans un environnement contrôlé. Pour le vol de l'IXV ce n'est pas le cas, le flux de chaleur à estimer est inconnu (c'est d'ailleurs l'objectif de cette estimation) et aucune donnée sur le bruit de mesure n'est disponible. Concernant le bruit de mesure, il est important de prendre en compte que d'après les observations faites sur les mesures de température dans la partie 6.1.2, les mesures auraient été lissées avant d'être communiquées à l'ONERA.

Faute d'information pour une optimisation chiffrée des effets du nombre de pas de temps futurs, cette optimisation peut être faite de manière plus arbitraire. Pour cela le nombre  $N_F$  de pas de temps futurs est augmenté progressivement et fixé dès que les résultats sont jugés suffisamment propres pour être exploitables. Continuer d'augmenter  $N_F$  pourrait trop lisser les estimations et induire une erreur d'estimation de plus en plus importante. Pour l'IXV il a d'abord été possible de poser une limite basse à la valeur de  $N_F$  en respectant le critère du nombre de Fourier inverse  $Fo_{inv} \geq 0,07$  introduit par l'équation 3.30 (partie 3.3.1, page 64). Le calcul pour  $N_F = 1$  vérifiait déjà le critère avec  $Fo_{inv} = 0,66 \geq 0,07$ , par conséquent pour tout  $N_F \geq 1$  le critère du nombre de Fourier inverse était vérifié. Ce calcul est détaillé dans le tableau 6.2.

Les figures 6.9 et 6.10 présentent les cas avec avec  $N_F = 1$ ,  $N_F = 2$ ,  $N_F = 3$  et  $N_F = 10$  pour les mesures du thermocouple WT14. Les flux de chaleur présentés dans la figure 6.9 sont les données de sortie brutes du problème inverse, ils correspondent à des flux de chaleur nets à la paroi. Le niveau des flux de chaleur n'est pas à observer, seules les variations au cours du temps sont à étudier pour l'instant. Le cas  $N_F = 1$  est mal conditionné, avec une estimation du flux de chaleur net très variable au cours du temps : pour la période comprise entre 4000 s et 4200 s, l'écart maximal entre les cas  $N_F = 1$  et  $N_F = 2$  est de  $\pm 4,1 \text{ kW.m}^{-2}$  (soit  $\pm 15 \%$  du flux de chaleur maximal estimé pour le cas  $N_F = 2$ ). Dès  $N_F = 2$  le flux de chaleur net est relativement

lisse et devient une donnée exploitable. Les cas  $N_F = 2$ ,  $N_F = 3$ ,  $N_F = 10$  donnent des résultats très proches comme le montre la figure 6.10, bien qu'un lissage excessif et un décalage temporel commencent à être visibles pour le cas  $N_F = 10$  en comparaison des cas  $N_F = 2$  et  $N_F = 3$ .

Matériau	C/SiC SepcarbInox <sup>®</sup> L6
Durée d'un pas de temps - $\Delta t$	1 s
Longueur - $L$	1,7 mm
Diffusivité thermique - $\alpha$	$1,9 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
Nombre de pas de temps futurs - $N_F$	1
Nombre de Fourier inverse - $Fo_{inv}$	0,66

TABLE 6.2 – Détails du calcul du nombre de Fourier inverse  $Fo_{inv}$  pour  $N_F = 1$

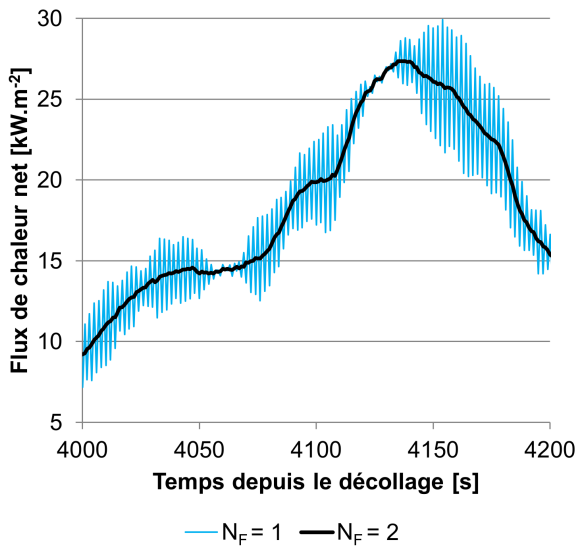


FIGURE 6.9 – Flux de chaleur net au cours du temps, estimé par méthode inverse avec la méthode séquentielle de Beck, à partir des mesures de température du thermocouple WT14 pour différents choix du nombre de pas de temps futurs  $N_F$

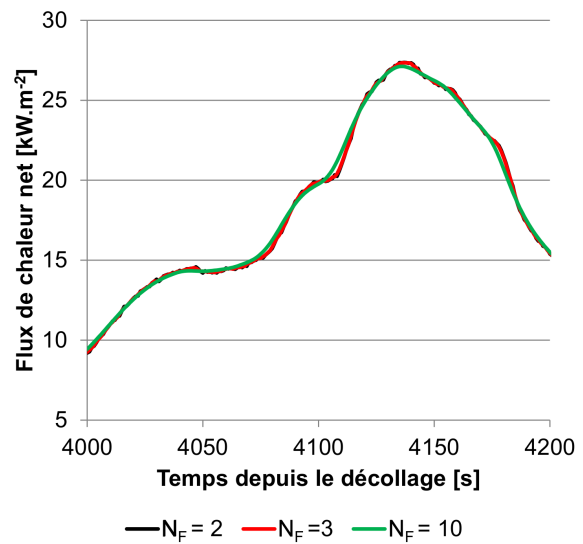
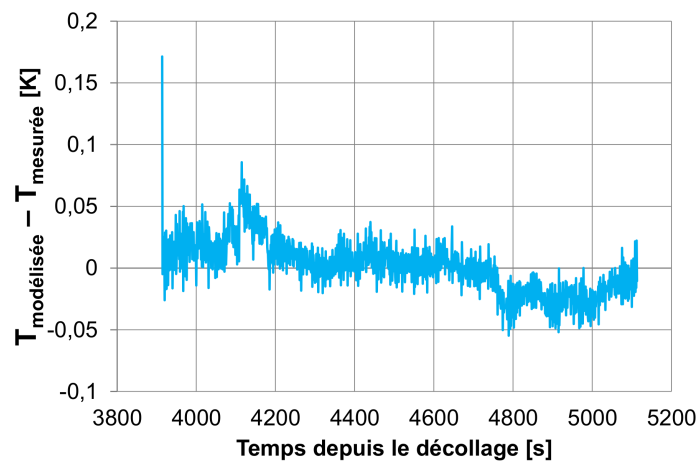


FIGURE 6.10 – Flux de chaleur net au cours du temps, estimé par méthode inverse avec la méthode séquentielle de Beck, à partir des mesures de température du thermocouple WT14 pour différents choix du nombre de pas de temps futurs  $N_F$

Augmenter le nombre de pas de temps futurs au-delà de 2 a un effet très faible sur les estimations, mais a surtout un effet négligeable par rapport aux incertitudes globales d'estimation qui sont explicitées lors de l'étude de sensibilité (partie 6.4.2). Ce raisonnement s'appuie sur les résultats suivants : les valeurs absolues des écarts maximaux pour les cas  $N_F = 3$ ,  $N_F = 4$  et  $N_F = 5$  par rapport au cas  $N_F = 2$  sont respectivement de  $154 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  (0,56 %),  $179 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  (0,65 %) et  $254 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  (0,93 %). Les pourcentages entre parenthèses sont les écarts divisés par le flux de chaleur net maximal estimé pour le cas  $N_F = 2$  (atteint à 4137 s). Les écarts augmentent d'une part parce que les estimations sont de plus en plus lisses, mais d'autre part parce qu'elles se déphasent progressivement en s'appuyant d'avantage sur des données futures comme l'illustre le cas  $N_F = 10$  de la figure 6.10. Étant donné les faibles écarts entre les cas  $N_F = 2$ ,  $N_F = 3$ ,  $N_F = 4$  et  $N_F = 5$ , le nombre de pas de temps futur a été fixé à 2 car c'était le cas qui était le moins exposé aux écarts dus à un nombre de pas de temps excessif (déphasage et lissage).

Le choix et le paramétrage de la méthode de résolution des problèmes inverses 1D de conduction de la chaleur peuvent être validés par l'étude des résidus. Ces derniers sont la différence entre la température mesurée par le thermocouple et la température estimée par méthode inverse au même endroit. Les résidus obtenus lors de l'analyse des mesures du thermocouple WT14 sont présentés dans la figure 6.11. Les faibles valeurs en absolu, inférieures à  $\pm 0,1 K$  à part au pas de temps initial, montrent que le critère des moindres carrés a bien été minimisé. Un biais peut être identifié pendant deux périodes : avant 4200 s et après 4700 s. Ces instants correspondent aux périodes de transition, où la température présentait ses plus fortes variations. Ces biais sont suffisamment faibles pour pouvoir être négligés. Pour compléter ce commentaire il faudrait comparer les valeurs des résidus aux valeurs du bruit de mesure, mais comme ces dernières ne sont pas connues cette discussion ne peut pas être menée.



**FIGURE 6.11** – Résidus ( $T_{modélisée} - T_{mesurée}$ ) en fonction du temps, obtenus lors de l'estimation par méthode inverse du flux de chaleur net à partir des mesures de température du thermocouple WT14 - Résolution par THIDES avec  $N_F = 2$

## 6.4 Analyse des estimations réalisées par méthode inverse 1D

### 6.4.1 Reconstruction du flux de chaleur convecto-diffusif

Le flux de chaleur net n'est pas une donnée directement exploitable pour faire des comparaisons car les simulations numériques de l'écoulement donnent une estimation du flux de chaleur convecto-diffusif. La situation est la même avec la littérature qui s'intéresse au flux de chaleur convecto-diffusif et non au flux net. Le bilan thermique peut être exploité pour remonter jusqu'au flux de chaleur convecto-diffusif, à condition de connaître le flux de chaleur radiatif :

$$q_{convecto-diffusif} = q_{net} - q_{transferts\ radiatifs} \quad (6.3)$$

Une approche plus complète du terme  $q_{transferts\ radiatifs}$  consisterait à prendre en compte les transferts radiatifs entre l'IXV et l'environnement extérieur (Terre, Soleil, nuages...), entre l'IXV et la couche de choc, ainsi qu'entre l'environnement extérieur et la couche de choc. Suite à l'étude bibliographique (voir partie 1.3.3 page 24) les transferts de chaleur radiatifs avec la couche de choc ont été considérés négligeables par rapport aux autres transferts de chaleur étudiés. Il ne reste alors à prendre en compte que les transferts radiatifs entre l'environnement extérieur et l'IXV, qui sont composés des transferts de l'IXV vers l'environnement extérieur (le refroidissement radiatif) et des



transferts de l'environnement extérieur vers l'IXV. Dans la littérature les transferts de chaleur de l'environnement extérieur vers le véhicule de rentrée sont souvent négligés [13][89] car leurs valeurs sont faibles en comparaison de celles du refroidissement radiatif. Pour approfondir ce point il est préférable de poser l'équation des transferts radiatifs en se basant sur la loi de Stefan-Boltzmann introduite dans la partie 2.5.3, page 44 (attention, dans la partie 2.5.3 le système de référence est l'écoulement, or dans ce chapitre le système de référence est la paroi, d'où un changement de signe). L'environnement extérieur est considéré comme un corps noir à la même température que l'atmosphère et le *C/SiC SepcarbInox*<sup>®</sup> L6 à la surface de l'IXV est considéré comme un corps gris dont l'émissivité est modélisée à l'aide des travaux de Panerai et al. [116] (introduit dans la partie 5.3.3, page 109). L'absorptivité du *C/SiC SepcarbInox*<sup>®</sup> L6 est supposée égale à son émissivité (hypothèse simplificatrice faute de données plus complètes sur le *C/SiC SepcarbInox*<sup>®</sup> L6). La couche de choc est considérée comme un milieu transparent car sa contribution au flux radiatif venant de l'environnement extérieur vers la paroi est négligeable pour les conditions de rentrée atmosphérique étudiées.

$$q_{\text{transferts radiatifs}} = \varepsilon(T_s)\sigma T_\infty^4 - \underbrace{\varepsilon(T_s)\sigma T_s^4}_{\text{refroidissement radiatif}} = \varepsilon(T_s)\sigma(T_\infty^4 - T_s^4) \quad (6.4)$$

Sachant que la température de l'atmosphère  $T_\infty$  a une valeur maximale approximative de 370 K entre 120 km et 25 km d'altitude (approximation due aux incertitudes sur les conditions atmosphériques), que la température de surface d'un véhicule de rentrée est supérieure à 1000 K en régime continu et que les deux températures sont portées à la puissance 4 par la loi de Stefan-Boltzmann, il apparaît que le flux de chaleur de l'environnement extérieur vers l'IXV est négligeable en comparaison du refroidissement radiatif. À partir du moment où la température de surface est supérieure à 658 K, les transferts radiatifs de l'environnement extérieur vers l'IXV sont inférieurs à 10 % de la valeur du refroidissement radiatif. Cependant les transferts radiatifs de l'environnement extérieur vers l'IXV ont été pris en compte au cours de cette étude afin d'avoir une estimation par méthode inverse qui soit bien représentative de la réalité même pour les périodes où la température des protections thermiques était inférieure à 658 K. Comme la température de l'atmosphère  $T_\infty$  dépend de l'altitude, sa valeur dans l'équation (6.4) varie en fonction du temps. Au final le bilan thermique à la surface des protections thermiques de l'intrados du corps et du nez est le suivant :

$$q_{\text{convecto-diffusif}} = q_{\text{net}} - q_{\text{transferts radiatifs}} \quad (6.5)$$

Ce bilan thermique a été appliqué à toutes les estimations par méthode inverse de l'intrados du corps et du nez, à chaque pas de temps, afin de calculer le flux convecto-diffusif auquel aurait été soumis l'IXV. La figure 6.12 illustre la reconstruction du flux de chaleur convecto-diffusif à partir des mesures de température du thermocouple WT14, avec en rouge le flux de chaleur net qui est la donnée de sortie du problème inverse, en bleu le flux de chaleur convecto-diffusif calculé à l'aide du bilan thermique et entre les deux courbes le flux de chaleur dû aux transferts radiatifs.

## 6.4.2 Étude de sensibilité

Les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif ont été basées sur les valeurs exactes des propriétés thermiques communiquées par ArianeGroup [111] et rassemblées lors des recherches bibliographiques sur l'IXV [38][116]. Comme les valeurs des paramètres utilisés lors d'une étude

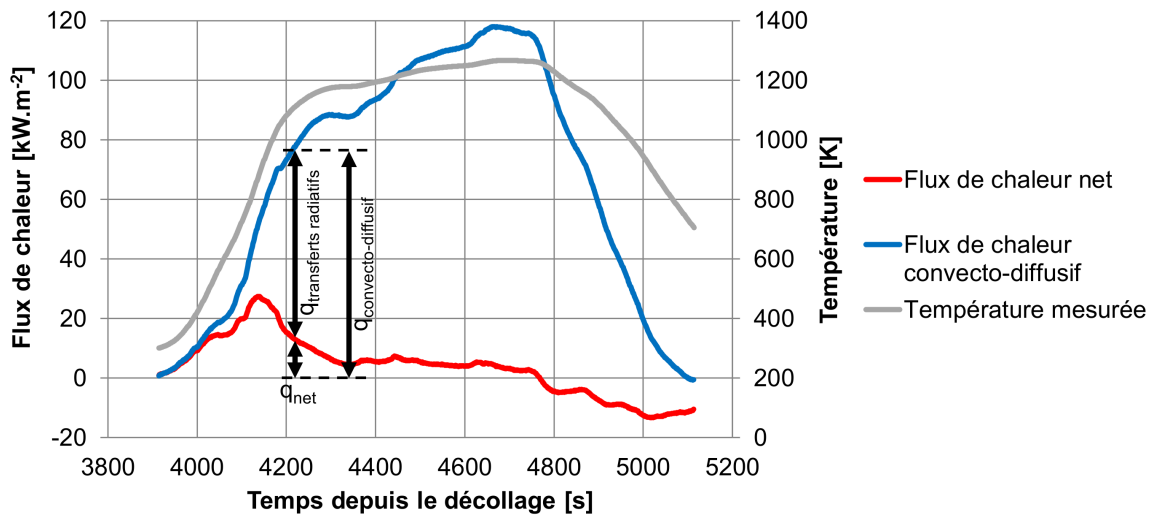


FIGURE 6.12 – Flux de chaleur net et flux de chaleur convecto-diffusif estimés à partir des mesures de températures du thermocouple WT14

théorique ne correspondent jamais exactement à leurs valeurs dans la réalité, une étude de sensibilité a été appliquée au problème inverse. Cette étude s'est appuyée sur la méthode de Monte-Carlo, où des incertitudes tirées aléatoirement sont rajoutées aux valeurs théoriques. Pour l'épaisseur, la conductivité thermique, la capacité thermique massique et la densité de chaque couche des protections thermiques du nez et de l'intrados du corps, les incertitudes ont été tirées suivant une loi normale : la moyenne était la valeur nominale théorique et pour l'écart-type le même pourcentage de la valeur nominale a été appliqué à chaque matériau. Les valeurs de ces incertitudes ont été choisies à l'aide de la documentation d'ArianeGroup [111] et de l'ONERA, elles sont récapitulées dans le tableau 6.3. L'incertitude de l'émissivité du *C/SiC SepcarbInox<sup>®</sup> L6* a aussi été tirée à partir d'une loi normale, dont l'amplitude a été posée à partir des travaux de Panerai et al. [116]. Une erreur systématique a été rajoutée aux mesures de chaque thermocouple, estimée aléatoirement suivant une loi uniforme sur  $\pm 8$  K [120]. L'hypothèse conservatrice d'une loi uniforme a été faite faute de données complémentaires.

	Loi de probabilité	Incertitude
Épaisseur	normale	10 % ( $3 \sigma_{sd}$ )
Conductivité thermique	normale	30 % ( $3 \sigma_{sd}$ )
Capacité thermique massique	normale	10 % ( $3 \sigma_{sd}$ )
Densité	normale	5 % ( $3 \sigma_{sd}$ )
Émissivité du <i>C/SiC SepcarbInox<sup>®</sup> L6</i>	normale	0,05 ( $3 \sigma_{sd}$ )
Erreur systématique de température	uniforme	$\pm 8$ K

TABLE 6.3 – Incertitudes des paramètres du problème inverse pour l'étude de sensibilité par la méthode de Monte-Carlo, avec  $\sigma_{sd}$  un écart-type

Les résultats intermédiaires obtenus pour l'étude de sensibilité du problème inverse posé par le thermocouple WT14 sont détaillés au cours de cette partie afin d'expliquer la méthodologie. Les analyses de sensibilité des problèmes inverses posés par les autres thermocouples ont été traités de la même manière.

La convergence de la méthode de Monte-Carlo pour chaque thermocouple a été vérifiée graphiquement en observant l'évolution de l'écart-type au fur et à mesure des calculs. La figure 6.13 présente l'évolution de l'écart-type du flux de chaleur convecto-diffusif à 4700 s en fonction du nombre de calculs réalisés. La valeur de l'écart-type à 20000 calculs y est mise en avant par la barre horizontale noire, avec autour un intervalle de  $\pm 0,33\%$  représenté par les barres horizontales rouges. Le point de vol à 4700 s a été choisi comme référence car la température durant cette période est particulièrement élevée, ce qui favorise les variations dues aux incertitudes des paramètres qui interviennent dans le calcul des échanges radiatifs. La convergence a été validée graphiquement si la courbe avait bien un caractère asymptotique vers sa valeur finale (soit ici l'écart-type atteint au bout de 20000 calculs) en restant dans un intervalle de  $\pm 0,33\%$ . Le choix d'un intervalle de  $\pm 0,33\%$  a été fait pour assurer une valeur de trois écarts-types à  $\pm 1\%$ . La valeur de l'écart-type calculée pour le cas du thermocouple WT14 rentre dans l'intervalle de  $\pm 0,33\%$  dès 14000 calculs, ce qui valide qu'à 20000 calculs l'analyse de sensibilité avait bien convergé. Une convergence à 20000 calculs a bien été observée pour tous les autres thermocouples du nez et de l'intrados du corps.

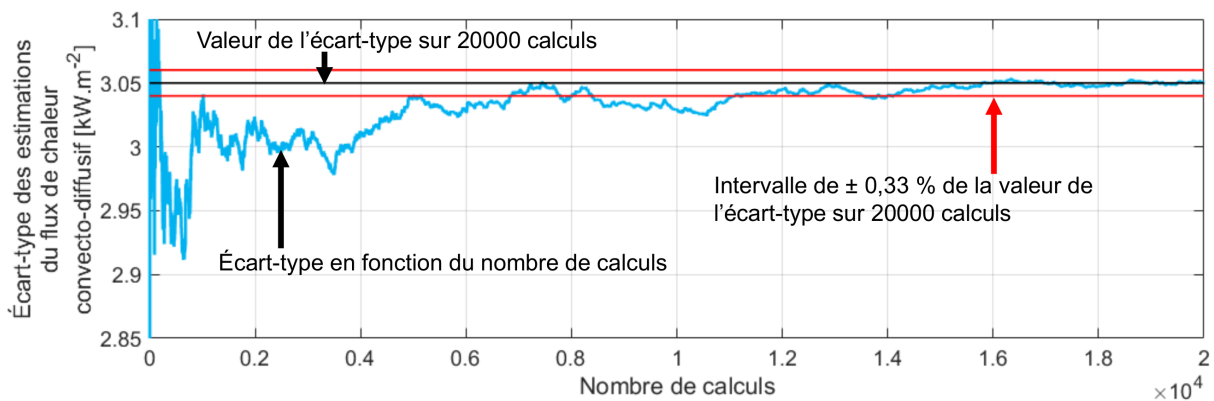
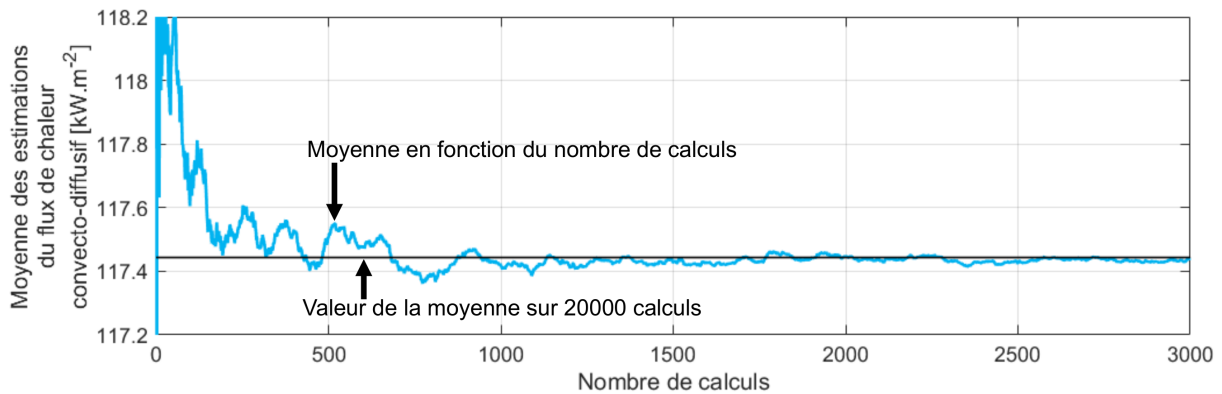


FIGURE 6.13 – Variation de l'écart-type du flux de chaleur convecto-diffusif à 4700 s en fonction du nombre de calculs réalisés - Application aux mesures de température du thermocouple WT14

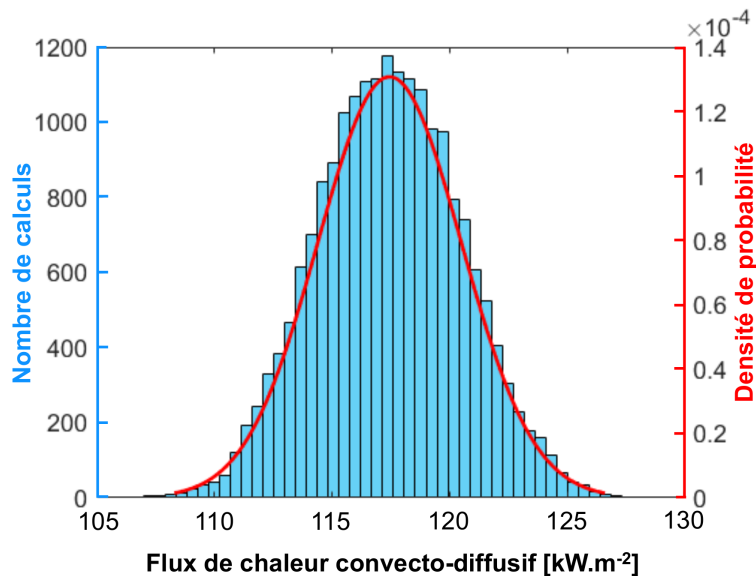
La figure 6.14 présente l'évolution de la moyenne du flux de chaleur convecto-diffusif en fonction du nombre de calcul réalisés, avec la valeur de la moyenne atteinte au bout de 20000 calculs mise en avant par la barre horizontale noire. La figure 6.14 ne montre que l'évolution de la moyenne sur 3000 calculs afin que ses variations soient visibles. Comme attendu, la moyenne converge bien plus vite que l'écart-type.

Une fois que l'écart-type et la moyenne des calculs ont bien convergé, les résultats des calculs ont été rassemblés dans l'histogramme présenté dans la figure 6.15. Cette figure montre que la variation du flux de chaleur convecto-diffusif dans le cadre de cette étude de sensibilité (donc sous réserve des incertitudes prises en compte et de leur modélisation) semble suivre une loi normale. La courbe rouge est la densité de probabilité de la loi normale  $\mathcal{N}(117,4; 3,050)$  calculée à partir de la moyenne ( $117,4 \text{ kW.m}^{-2}$ ) et de l'écart-type ( $3,050 \text{ kW.m}^{-2}$ ) estimé à partir des 20000 calculs.

Afin d'approfondir ce résultat, la droite de Henry [130][131] a été tracée dans la figure 6.16. Sa lecture permet de comparer la probabilité estimée à partir de l'échantillon des 20000 calculs et la probabilité théorique estimée à partir de la loi normale  $\mathcal{N}(117,4; 3,050)$ . Cette comparaison graphique montre que le flux de chaleur convecto-diffusif estimé lors de cette analyse de sensibilité



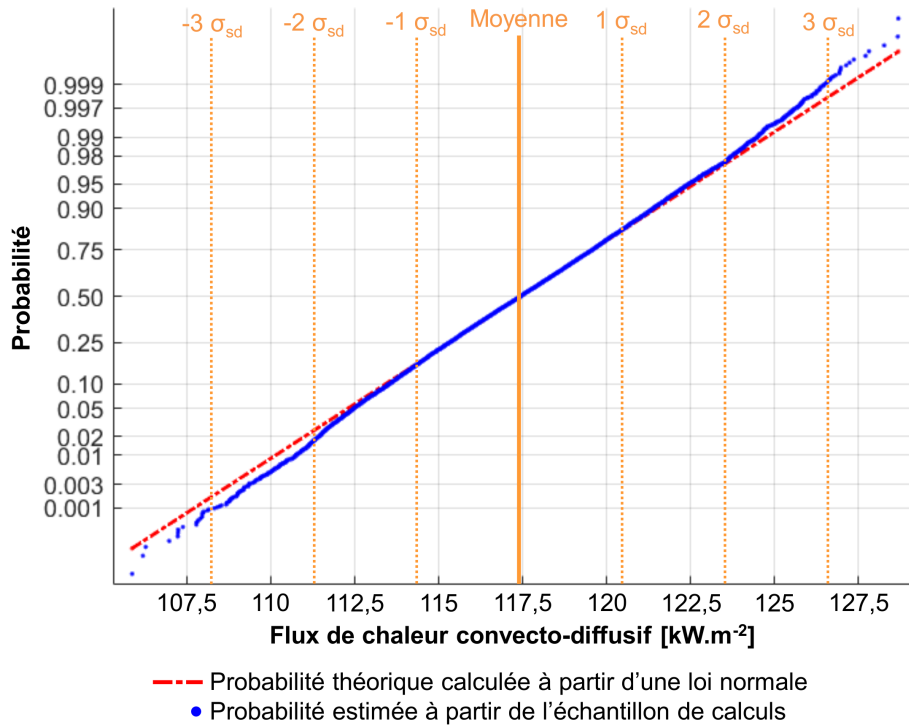
**FIGURE 6.14** – Variation de la moyenne du flux de chaleur convecto-diffusif à 4700 s en fonction du nombre de calculs réalisés - Application aux mesures de température du thermocouple WT14



**FIGURE 6.15** – Histogramme des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à 4700 s pour l'analyse de sensibilité, et densité de probabilité d'une loi normale  $\mathcal{N}(117,4; 3,050)$  calculée à partir de la moyenne et de l'écart-type des 20000 estimations - Application aux mesures de température du thermocouple WT14

varie bien d'une manière qui peut être assimilée à une loi normale. Par conséquent, pour la suite de cette étude l'hypothèse suivante a été faite : le flux de chaleur convecto-diffusif estimé lors de cette étude de sensibilité varie en suivant une loi normale. Ce résultat est particulièrement important puisqu'il permet de borner les variations : 99,73 % des valeurs possibles du flux convecto-diffusif, sous réserve des hypothèses prises pour les incertitudes, sont comprises dans un intervalle de  $\pm 3 \sigma_{sd}$  autour de la valeur nominale.

Au final cette étude de sensibilité a permis de mettre en place un intervalle d'incertitude autour de l'estimation du flux convecto-diffusif réalisée par méthode inverse 1D pour chaque thermocouple du nez et de l'intrados du corps. Les résultats de cette étude de sensibilité sont présentés dans la partie suivante 6.5. Il est important de garder à l'esprit que la présente étude ne prend pas en compte les effets du bruit des mesures sur l'estimation par méthode inverse. Malheureusement en l'absence de données sur cette incertitude et du fait que les mesures auraient été filtrées en amont de leur réception, ce phénomène n'a pas pu être incorporé à l'étude.

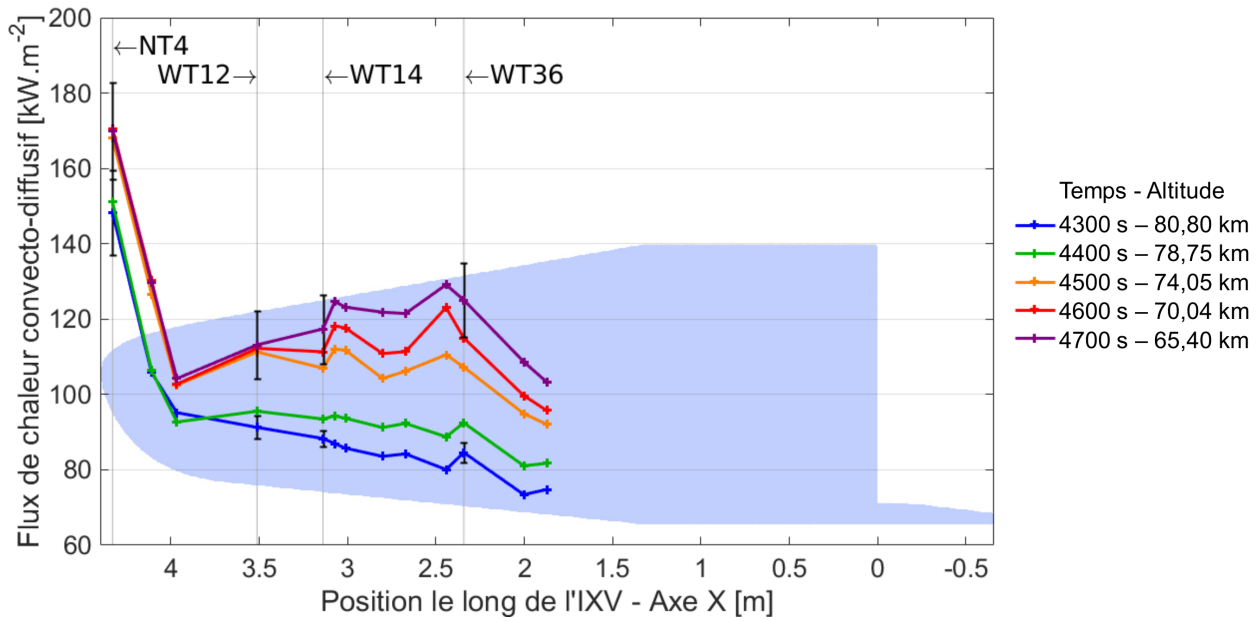


**FIGURE 6.16** – Droite de Henry pour la comparaison de la probabilité estimée à partir de l'échantillon des 20000 flux convecto-diffusifs et la probabilité théorique estimée à partir de la loi normale  $\mathcal{N}(117,4; 3,050)$

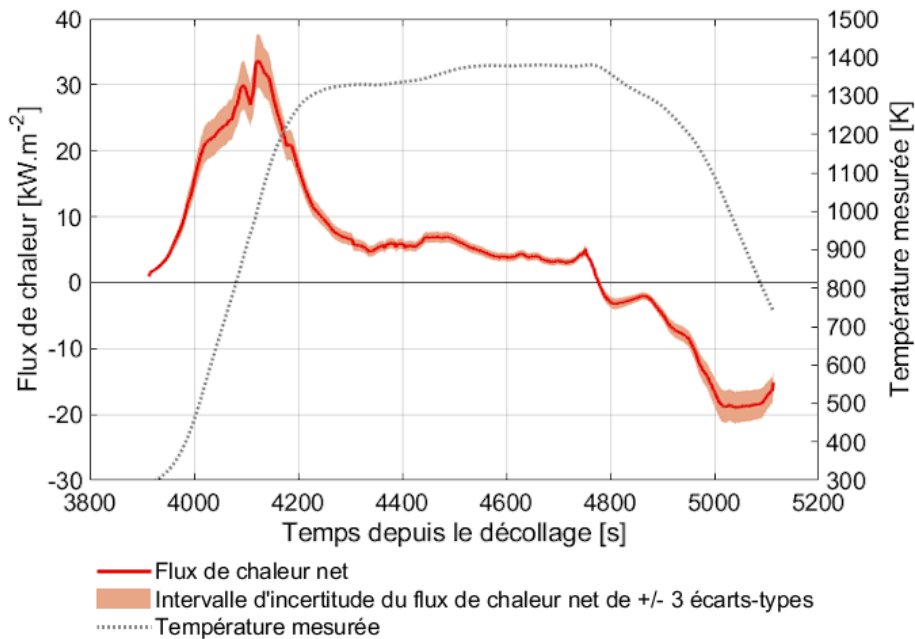
## 6.5 Présentation et discussion des résultats

Les résultats obtenus lors de cette étude par méthode inverse sont présentés au cours de cette partie. Comme pour les parties précédentes, les résultats présentés sont axés sur les thermocouples NT4, WT12, WT14 et WT36 afin de rester synthétique, mais les estimations faites à partir des autres thermocouples sont présentées dans l'annexe E.3 (page 268). Les tableaux 6.4, 6.5, 6.6 et 6.7 (page 142) détaillent respectivement les résultats de l'étude des thermocouples NT4, WT12, WT14 et WT36. Ces résultats sont complétés par les figures 6.19a, 6.19b, 6.19c et 6.19d qui présentent graphiquement les résultats des thermocouples NT4, WT12, WT14 et WT36. Comme l'intervalle d'incertitude du flux de chaleur net est peu visible sur ces figures, la figure 6.18 montre un zoom sur l'estimation du flux de chaleur net à partir des mesures de température du thermocouple NT4 et son intervalle d'incertitude. La figure 6.17 montre la répartition du flux de chaleur convecto-diffusif le long de l'axe central de l'IXV. Les lignes tracées entre les estimations permettent uniquement de bien distinguer les points de vol mais ne représentent pas l'évolution spatiale du flux de chaleur. La discussion des résultats est orientée sur la méthode inverse et son application uniquement. La discussion de ces résultats orientée autour des problématiques liées à l'aérothermodynamique est réalisée dans le chapitre 8 où les résultats des simulations de l'écoulement hypersonique sont aussi discutés. Plusieurs points sont à observer dans les résultats présentés ici :

- Il est tout d'abord intéressant de noter dans les tableaux 6.4, 6.5, 6.6 et 6.7 que l'écart maximal entre les températures mesurées et les températures estimées à l'emplacement des thermocouples n'est que de 0,1 K, ce qui est très faible. Cette première observation montre que la minimisation du critère des moindres carrés s'est bien déroulée.



**FIGURE 6.17** – Estimations et barres d'erreur du flux de chaleur convecto-diffusif le long de l'axe central de l'IXV pour 5 points de vols de l'IXV (de gauche à droite NT4, NT2, NT1, WT12, WT14, WT16, WT17, WT18, WT21, WT38, WT36, WT44, WT47) - les barres d'erreur ont été placées pour les thermocouples NT4, WT12, WT14 et WT36 pour les estimations à 4300 s et 4700 s



**FIGURE 6.18** – Estimation par méthode inverse du flux de chaleur net et de son intervalle d'incertitude en fonction du temps, à partir des mesures de température du thermocouple NT4

- Les variations des flux de chaleur net et convecto-diffusif dans les figures 6.19a, 6.19b, 6.19c et 6.19d sont cohérentes par rapport aux mesures de température. Il y a d'abord une phase de fort échauffement entre 3914 s et 4300 s, repérable par une augmentation rapide de la température, un pic du flux de chaleur net d'environ  $30 \text{ kW.m}^{-2}$  et un flux de chaleur convecto-diffusif fortement croissant. Cette phase transitoire est notamment marquée par un écart entre la température estimée à la surface et la température estimée à l'emplacement des thermocouples (uniquement la couche

de 1,7 mm de *C/SiC* sépare ces deux estimations) plus important que lors du reste du vol. L'écart le plus important au nez est de 7,1 K (thermocouple NT3 à 4119 s) et l'écart le plus important à l'intrados du corps est de 5,9 K (thermocouple WT80 à 4160 s)

- La phase de vol, entre 4300 s et 4750 s est marquée par une augmentation de la température, comme lors de la phase précédente, mais avec une croissance bien moins importante (augmentation inférieure à 150 K). Cette variation de la température s'explique notamment par un flux net à la surface positif et relativement faible (environ  $6 \text{ kW.m}^{-2}$ ). L'augmentation du flux de chaleur convecto-diffusif reste importante malgré les faibles variations de la température. Cette augmentation est due aux hautes températures, supérieures à 1000 K, où la valeur du refroidissement radiatif devient particulièrement sensible à la température (dans la loi de Stefan-Boltzmann (équation (6.4)) la température de surface est à la puissance 4). Au cours de cette phase la couche de *C/SiC* des protections thermiques est proche de l'équilibre thermique avec un écart inférieur à 2 K entre la température estimée à la surface et la température estimée à l'emplacement des thermocouples.

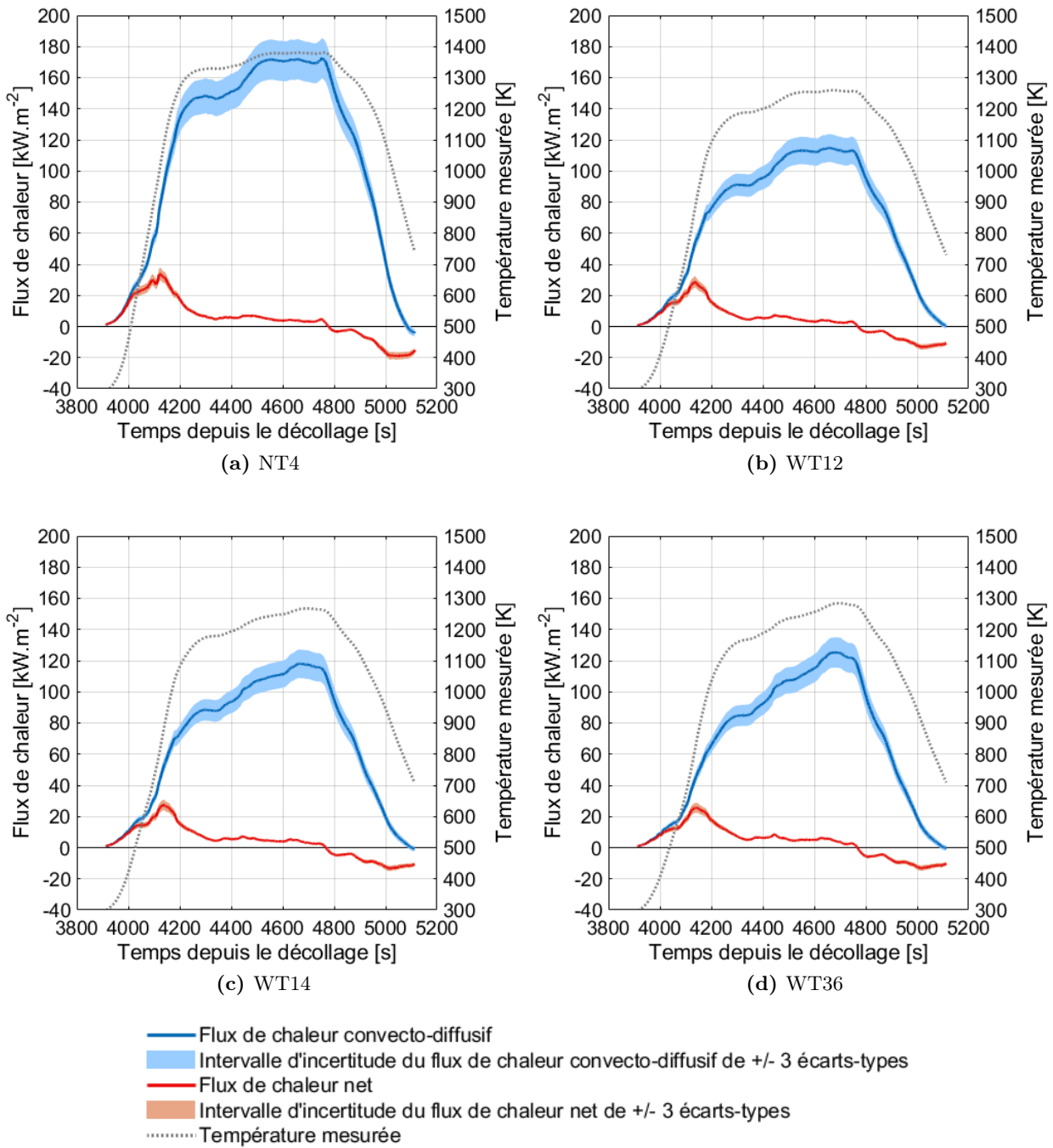
- Entre 4750 s et la fin des mesures à 5114 s la température diminue, significatif d'un refroidissement des protections thermiques de l'IXV. Ce refroidissement se traduit directement par des valeurs négatives du flux de chaleur net. La diminution de la température engendre une forte diminution du refroidissement radiatif et par conséquent une diminution du flux de chaleur convecto-diffusif dans le bilan thermique à la surface (équation (6.5) page 134).

- La variation du flux de chaleur convecto-diffusif le long de l'axe central de l'IXV, présentée par la figure 6.17, est cohérente avec la variation des mesures de température (figure 6.4) : le flux de chaleur convecto-diffusif atteint sa valeur maximale au nez (zone du point d'arrêt) puis diminue en s'en éloignant. Une fois la partie plate de l'intrados du corps atteinte, les variations du flux de chaleur convecto-diffusif sont plus douces et forment approximativement un plateau. Ce point est détaillé dans la partie 8.3.2 (page 224) du chapitre 8.

- La discussion dans la partie 6.1.2 a mis en avant que les mesures de température au nez de l'IXV étaient plus basses d'environ 400 K par rapport à celles prévues lors des études avant le vol [8][101]. Or les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif sont particulièrement sensibles aux écarts de température. Pour rappel la température à la surface des protections thermiques est portée à la puissance 4 dans les équations (6.4) et (6.5) pour l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif. Ce point mérite d'être gardé à l'esprit pour la suite de cette étude et notamment pour le chapitre 8, où les estimations par méthode inverse sont comparées aux estimations issues de simulations de l'écoulement.

- L'analyse de sensibilité de la méthode inverse a permis de calculer un intervalle d'incertitude qui prend en compte les incertitudes sur l'épaisseur des couches, leur conductivité thermique, leur capacité thermique massique, leur densité, l'émissivité du *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 (l'émissivité n'intervient pas dans l'intervalle d'incertitude du flux de chaleur net) et l'erreur systématique des mesures des thermocouples. Cette analyse de sensibilité a été menée à chaque pas de temps pour tous les thermocouples. L'incertitude due à l'émissivité du *C/SiC* SepcarbInox<sup>®</sup> L6 a un effet prédominant par rapport aux autres incertitudes étudiées, comme le montre l'écart d'amplitude entre l'intervalle d'incertitude des flux de chaleur nets et l'intervalle d'incertitude des flux de chaleur convecto-diffusifs. Les intervalles d'incertitude affichés dans les figures 6.19a, 6.19b, 6.19c et 6.19d

sont de  $\pm 3 \sigma_{sd}$  afin d'englober 99,73% des cas possibles pour les incertitudes prises en compte. Au final, à 4700 s, l'intervalle d'incertitude du flux de chaleur convecto-diffusif à  $\pm 3 \sigma_{sd}$  a une amplitude relative maximale de  $\pm 7,9 \%$  à l'intrados du corps et de  $\pm 7,6 \%$  au nez. Ce résultat est acceptable et permet une bonne estimation du flux de chaleur convecto-diffusif par méthode inverse.



**FIGURE 6.19** – Estimation par méthode inverse des flux de chaleur net et convecto-diffusif, ainsi que leur intervalle d'incertitude respectif en fonction du temps



Thermocouple NT4 - Point de vol [s]	4100	4300	4500	4700	4900
Température mesurée [K]	904,40	1328,4	1367,7	1378,4	1272,5
Température estimée à l'emplacement de NT4 [K]	904,44	1328,4	1367,8	1378,4	1272,5
Température estimée à la surface [K]	910,10	1330,2	1369,4	1379,4	1271,9
Flux de chaleur net [ $kW.m^{-2}$ ]	29,1	6,6	6,6	3,3	-4,8
$3\sigma_{sd}$ (flux de chaleur net) [ $kW.m^{-2}$ ]	3,6	1,0	0,8	0,6	0,9
Flux de chaleur convecto-diffusif [ $kW.m^{-2}$ ]	57,0	148,3	168,0	170,1	110,9
$3\sigma_{sd}$ (flux de chaleur convecto-diffusif) [ $kW.m^{-2}$ ]	4,6	11,2	12,5	12,9	9,4

**TABLE 6.4** – Mesures de température du thermocouple NT4 et résultats obtenus suite à leur analyse par méthode inverse

Thermocouple WT12 - Point de vol [s]	4100	4300	4500	4700	4900
Température mesurée [K]	723,2	1182,8	1242,9	1258,0	1135,9
Température estimée à l'emplacement de WT12 [K]	723,3	1182,8	1242,9	1258,0	1135,9
Température estimée à la surface [K]	727,5	1184,6	1244,4	1258,8	1135,0
Flux de chaleur net [ $kW.m^{-2}$ ]	21,2	6,5	6,1	2,6	-6,1
$3\sigma_{sd}$ (flux de chaleur net) [ $kW.m^{-2}$ ]	2,8	0,8	0,7	0,5	1,0
Flux de chaleur convecto-diffusif [ $kW.m^{-2}$ ]	32,4	91,0	111,1	113,2	64,3
$3\sigma_{sd}$ (flux de chaleur convecto-diffusif) [ $kW.m^{-2}$ ]	3,1	7,1	8,5	8,9	6,5

**TABLE 6.5** – Mesures de température du thermocouple WT12 et résultats obtenus suite à leur analyse par méthode inverse

Thermocouple WT14 - Point de vol [s]	4100	4300	4500	4700	4900
Température mesurée [K]	724,5	1174,6	1233,5	1267,0	1119,8
Température estimée à l'emplacement de WT14 [K]	724,5	1174,6	1233,5	1267,0	1119,7
Température estimée à la surface [K]	728,4	1176,3	1234,9	1268,0	1118,6
Flux de chaleur net [ $kW.m^{-2}$ ]	19,9	6,4	5,5	3,1	-7,2
$3\sigma_{sd}$ (flux de chaleur net) [ $kW.m^{-2}$ ]	2,5	0,8	0,7	0,5	1,1
Flux de chaleur convecto-diffusif [ $kW.m^{-2}$ ]	31,0	88,4	107,0	117,4	59,0
$3\sigma_{sd}$ (flux de chaleur convecto-diffusif) [ $kW.m^{-2}$ ]	2,1	6,9	8,3	9,2	5,7

**TABLE 6.6** – Mesures de température du thermocouple WT14 et résultats obtenus suite à leur analyse par méthode inverse

Thermocouple WT36 - Point de vol [s]	4100	4300	4500	4700	4900
Température mesurée [K]	671,2	1158,5	1235,4	1284,4	1119,0
Température estimée à l'emplacement de WT36 [K]	671,3	1158,5	1235,4	1284,4	1119,0
Température estimée à la surface [K]	674,9	1160,3	1236,8	1285,4	1117,8
Flux de chaleur net [ $kW.m^{-2}$ ]	17,8	7,5	5,2	3,7	-7,7
$3\sigma_{sd}$ (flux de chaleur net) [ $kW.m^{-2}$ ]	2,3	0,9	0,7	0,6	1,2
Flux de chaleur convecto-diffusif [ $kW.m^{-2}$ ]	26,00	84,6	107,5	125,1	58,4
$3\sigma_{sd}$ (flux de chaleur convecto-diffusif) [ $kW.m^{-2}$ ]	2,5	6,6	8,4	9,8	5,8

**TABLE 6.7** – Mesures de température du thermocouple WT36 et résultats obtenus suite à leur analyse par méthode inverse

Ce chapitre a présenté l'analyse par méthode inverse des mesures de température réalisées pendant la rentrée atmosphérique de l'IXV à l'intérieur des protections thermiques de sa surface intrados. Cette analyse par méthode inverse a permis dans un premier temps l'estimation du flux de chaleur net à la surface des protections thermiques. Pour ce faire, le problème inverse 1D posé par chaque thermocouple a été formulé comme un problème de minimisation d'un critère des moindres carrés. La minimisation a été réalisée à l'aide de la méthode séquentielle des pas de temps futurs de Beck. Cette méthode de résolution, en plus d'être bien adaptée aux problèmes inverses de conduction de la chaleur, a l'avantage d'améliorer le conditionnement du problème en s'appuyant sur les mesures de température des pas de temps futurs. Dans un deuxième temps, les estimations du flux de chaleur net ont été traitées par rapport aux phénomènes physico-chimiques pariétaux identifiés lors de la recherche bibliographique. Cette analyse du flux de chaleur net a mené à l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la paroi.

La résolution des problèmes inverses a été complétée par une étude de sensibilité afin d'estimer les effets des incertitudes autour des différents paramètres qui caractérisent les couches des protections thermiques. Cette dernière a abouti au calcul d'un intervalle d'incertitude autour des estimations par méthode inverse.

L'analyse finale du flux de chaleur convecto-diffusif estimé pour chaque thermocouple reste limitée dans ce chapitre, car l'objectif de ce dernier est la résolution des problèmes inverses. L'analyse des estimations du flux de chaleur par rapport à l'écoulement hypersonique de rentrée atmosphérique est présentée dans le chapitre 8, lors d'une comparaison avec les estimations par simulations de l'écoulement. Un premier regard sur les estimations par méthode inverse montre une bonne cohérence avec les niveaux du flux de chaleur qui pouvaient être attendus : les variations du flux de chaleur dans le temps sont cohérentes avec la trajectoire de rentrée (les phases d'échauffement ou de refroidissement peuvent être reliées à des phases de la trajectoire) et les niveaux du flux de chaleur sont du même ordre de grandeur que ceux renseignés dans la littérature [13][15]. Cependant, les niveaux du flux de chaleur convecto-diffusif au nez restent à approfondir étant donné que les températures mesurées dans cette zone semblent particulièrement basses par rapport aux prévisions [8][101].

Le prochain chapitre garde la thématique de la méthode inverse, mais cette fois appliquée aux mesures de température réalisées à la surface extradados de la gouverne gauche de l'IXV. La température de cette surface a été mesurée par des thermocouples et par thermographie à l'aide d'une caméra infrarouge placée dans le culot du véhicule. Ces mesures ouvrent la voie à l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados de la gouverne gauche de l'IXV.



# Estimations par méthode inverse 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV

## Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Présentation et pré-traitement des mesures de température à l'extrados de la gouverne gauche de l'IXV</b>	<b>146</b>
7.1.1	Géométrie de la gouverne gauche	147
7.1.2	Présentation des cartes de température	148
7.1.3	Sélection des images dans le temps	152
<b>7.2</b>	<b>Mise en place du problème inverse 3D de la gouverne gauche</b>	<b>153</b>
7.2.1	Présentation du maillage	153
7.2.2	Projection des cartes des températures sur le maillage	155
7.2.3	Conditions aux limites et condition initiale	160
7.2.4	Amélioration du conditionnement du problème inverse	165
7.2.5	Incertitudes dues aux conditions aux limites des surfaces latérales	173
7.2.6	Présentation des résultats du problème inverse 3D	175
<b>7.3</b>	<b>Étude complémentaire à l'emplacement des thermocouples, basée sur une résolution 1D du problème inverse</b>	<b>176</b>
7.3.1	Étude préliminaire pour l'utilisation d'un modèle thermique 1D	177
7.3.2	Étude de sensibilité des estimations 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche	182
7.3.3	Étude des transferts radiatifs entre les surfaces à l'extrados de la gouverne	184
7.3.4	Bilan de l'étude complémentaire basée sur la résolution 1D du problème inverse	187
<b>7.4</b>	<b>Bilan de l'estimation par méthode inverse du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche</b>	<b>190</b>

---

### IMPORTANT

Pour des raisons de confidentialité imposées par l'ESA, Thales Alenia Space et Dassault Aviation, les valeurs des mesures de température par thermographie infrarouge ne sont pas communiquées et les estimations des flux de chaleur ont été adimensionnées par un flux de référence  $q_{ref}$ . Afin de faciliter les comparaisons entre les résultats malgré les règles de confidentialité, l'échelle de température et le flux de référence  $q_{ref}$  sont les mêmes tout au long de ce chapitre.

Le chapitre 6 a détaillé l'analyse par méthode inverse 1D des mesures de température par thermocouples réalisées à l'intérieur des protections thermiques de l'IXV. Dans le présent chapitre une étude similaire est présentée avec une méthode inverse 3D appliquée aux mesures de température qui ont été faites sur la surface extradros de la gouverne gauche de l'IXV. L'objectif de cette méthode 3D est l'estimation des flux de chaleur à la surface intrados de la gouverne. Cette zone de l'IXV était sensible car les mouvements des gouvernes au cours de la rentrée ont pu produire des perturbations au sein de l'écoulement et y générer une forte augmentation des flux de chaleur. Ce comportement de l'écoulement a notamment été mis en avant dans les travaux de Roncioni et al. [5] au cours de la préparation de la mission.

## 7.1 Présentation et pré-traitement des mesures de température à l'extrados de la gouverne gauche de l'IXV

Les installations de la caméra infrarouge et des thermocouples pour mesurer les températures de la surface extradros de la gouverne gauche de l'IXV ont déjà été détaillées respectivement au cours des parties 5.5.2 et 5.4.2. La figure 7.1 rappelle l'emplacement de la caméra infrarouge à l'arrière de l'IXV ainsi que son champ visuel sur la gouverne gauche. La prise de vue de la caméra infrarouge est une image en fausse couleur, mais elle permet de bien distinguer la structure de la gouverne (ses renforts et sa liaison pivot avec l'arrière de l'IXV).

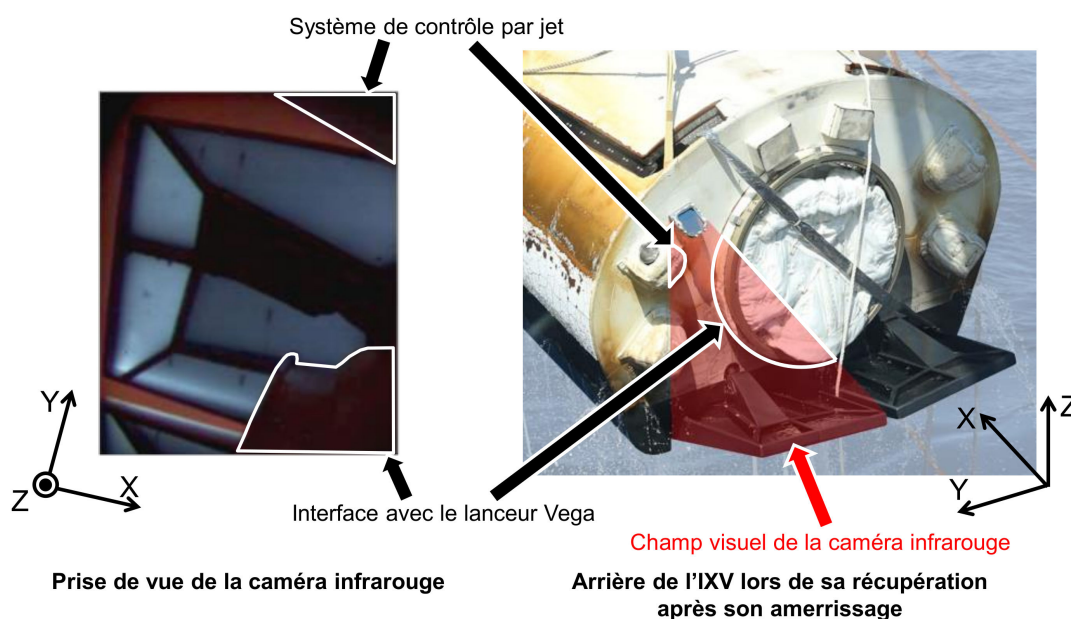


FIGURE 7.1 – Emplacement et champ visuel de la caméra infrarouge (en rouge) pour la mesure de la température de la surface extradros de la gouverne gauche [127][112]

### 7.1.1 Géométrie de la gouverne gauche

La figure 7.2 présente le repère utilisé pour l'étude de la gouverne gauche et les noms donnés à ses différentes surfaces. Ce repère est le même que celui utilisé dans toutes les autres parties du document. Les noms des surfaces «avant», «droite», «arrière» et «gauche» ont été données en utilisant la norme «sens pilote». Les surfaces intrados, extrados, gauche et arrière donnent sur l'atmosphère, contrairement à la surface droite qui fait face à la gouverne droite et à la surface avant qui sert de liaison pivot avec le corps de l'IXV.

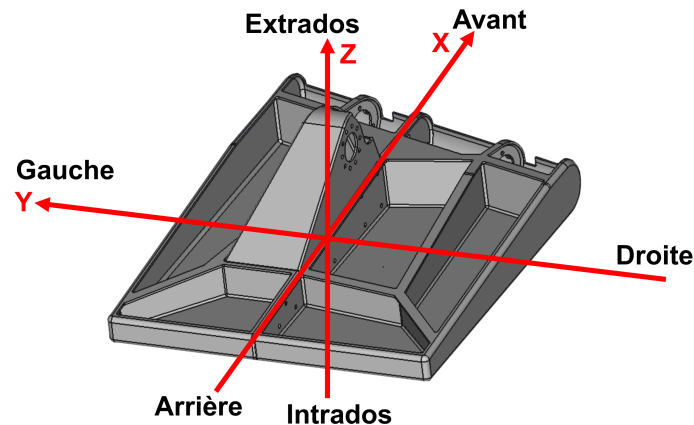


FIGURE 7.2 – Repère orthogonal lié à la gouverne gauche, orienté «sens pilote»

Avant de présenter les mesures par thermographie infrarouge il est nécessaire de prendre du temps pour bien comprendre la géométrie de la gouverne gauche. La figure 7.3 présente les dimensions de la gouverne et la figure 7.4 présente une vue en coupe de la gouverne par un plan normal à l'axe X. La vue en coupe rouge de la figure 7.4 montre que les renforts ont un profil similaire à la lettre «T», avec une épaisseur très fine tout le long et une collerette à leur sommet. Le haut des renforts, visible sur les cartes des températures des figures 7.5a et 6.19, est en fait la largeur des collerettes et non l'épaisseur même des renforts. Il est important de prendre cela en compte afin de ne pas surestimer la masse que peuvent représenter les renforts.

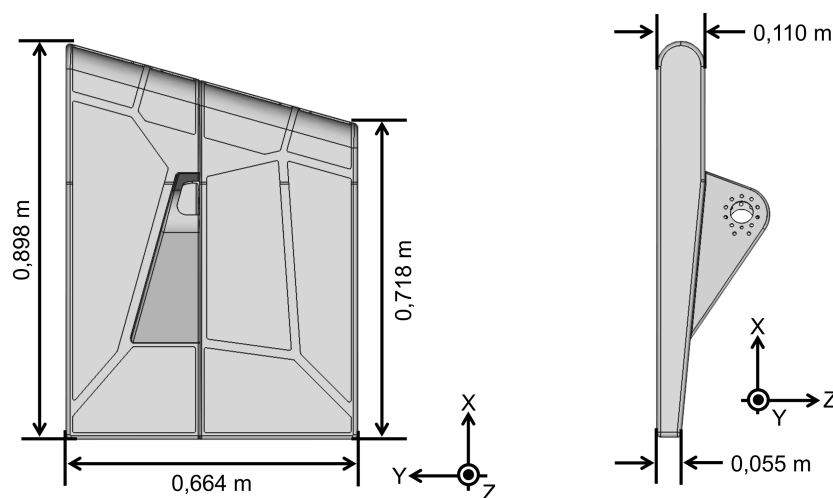


FIGURE 7.3 – Dimensions de la gouverne gauche de l'IXV

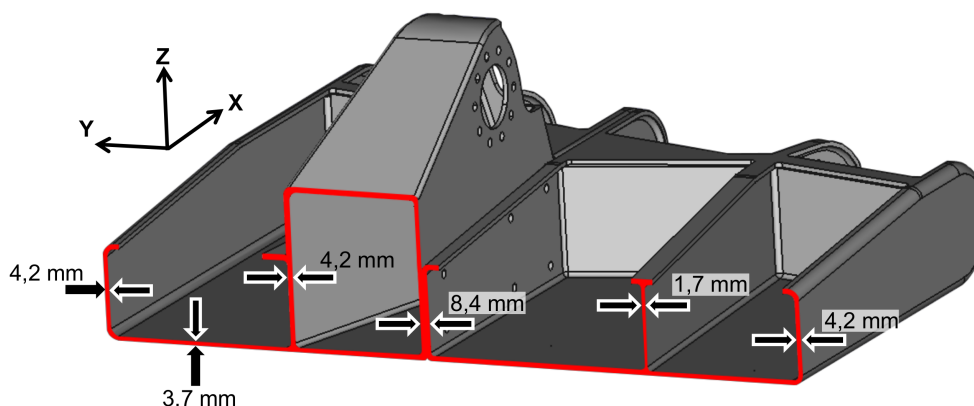
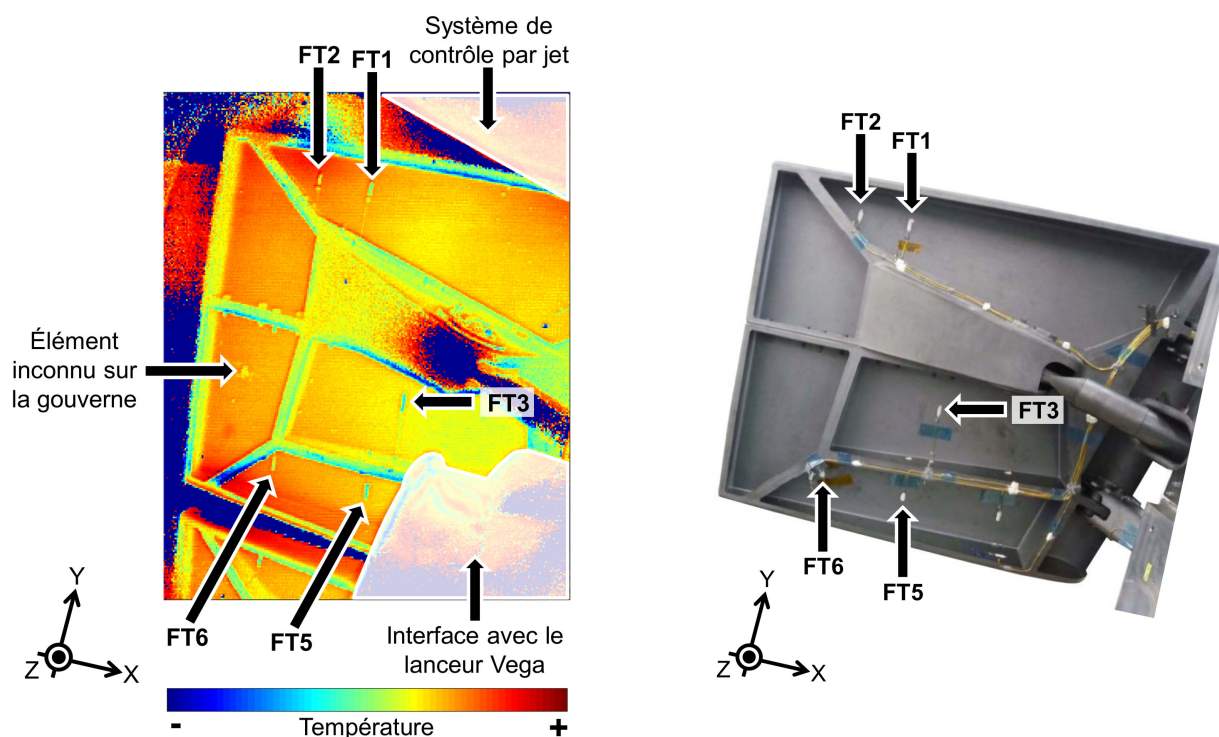


FIGURE 7.4 – Vue en coupe de la gouverne gauche par un plan normal à l'axe X et épaisseurs des parois

### 7.1.2 Présentation des cartes de température

La figure 7.5a montre un exemple de carte des températures reconstituée à l'aide des mesures de la caméra infrarouge à 4700 s après le décollage. La position de la gouverne dans cette figure est la même que dans les figures 7.1 et 7.5b. La figure 7.5b, en vraies couleurs, permet de bien distinguer les différentes parties de la gouverne, avec notamment les gaines des thermocouples FT



(a) Carte des températures de la surface extrados de la gouverne gauche de l'IXV réalisée par thermographie infrarouge à 4700 s

(b) Photographie de la surface extrados

FIGURE 7.5 – Mesures de température par thermographie infrarouge et photographie [113] de la surface extrados de la gouverne gauche de l'IXV, prises depuis le même angle de vue - FT indique un thermocouple de la gouverne (flap thermocouple)

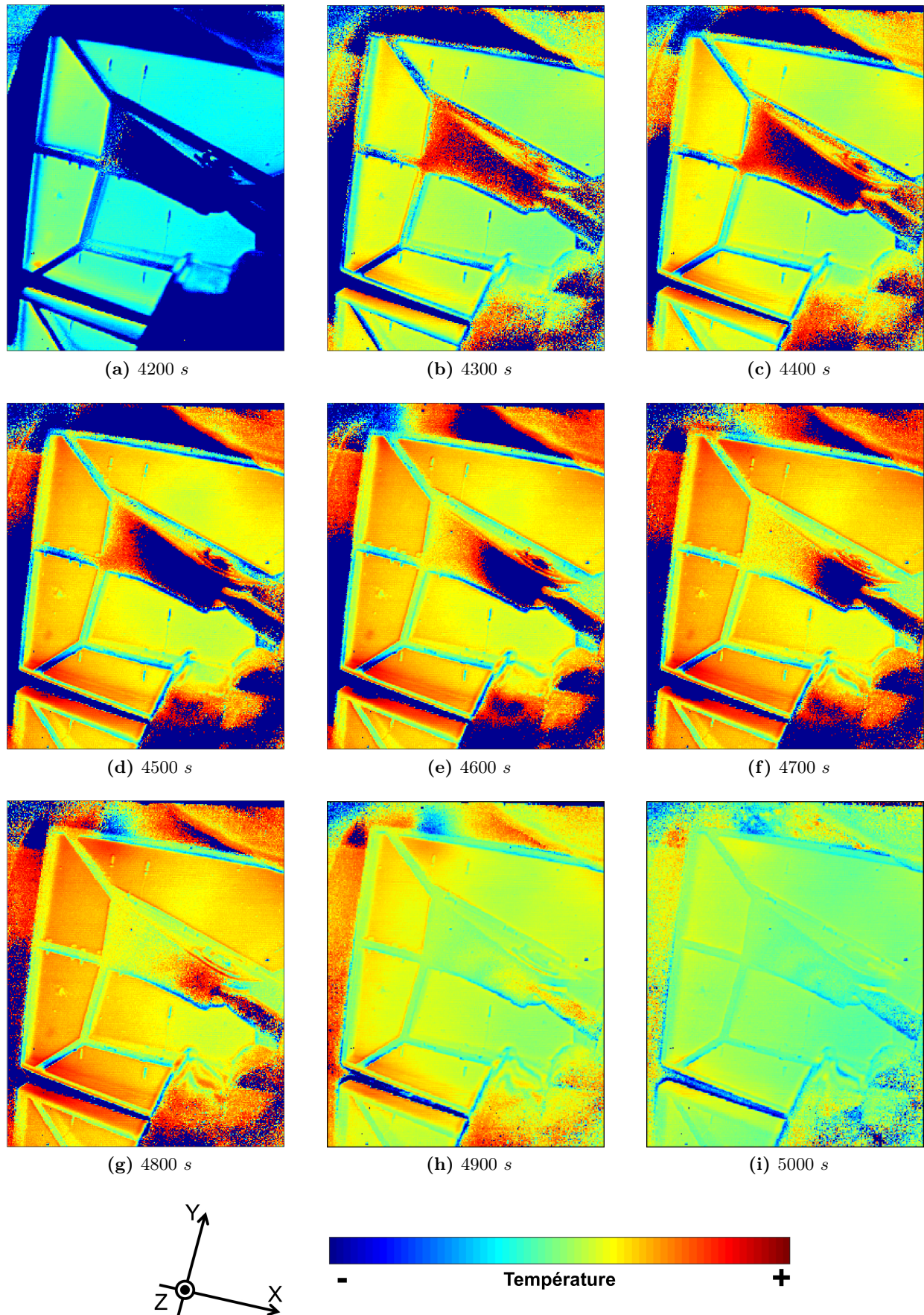


FIGURE 7.6 – Cartes des températures réalisées par thermographie infrarouge de la surface extrados de la gouverne gauche de l'IXV à différents points de vol



en jaune et la colle céramique en blanc. Ces structures sont aussi visibles sur l'image en fausses couleurs de la figure 7.5a. La figure 7.6 montre des cartes des températures obtenues par thermographie infrarouge pour différents points de vol. Il est intéressant de noter que la présence des thermocouples FT1, FT2, FT3, FT5 et FT6 est détectée par thermographie infrarouge comme des points froids. Le post-traitement des mesures brutes de la caméra infrarouge a été réalisé par Roesgen et al. [125] à l'École polytechnique fédérale de Zurich.

Afin de remettre les mesures de température dans leur contexte, la chronologie des événements liés au fonctionnement de la caméra est présentée dans la figure 7.7. Les premières images de la caméra infrarouge ont été enregistrées à partir de 3968 s mais à ce moment-là les émissions infrarouges n'étaient pas suffisamment fortes dans les longueurs d'onde observées pour pouvoir être mesurées. Le signal était alors nul ou variait de manière aberrante. Les premières images exploitables sont apparues progressivement vers 4150 s pour finalement être pleinement exploitables vers 4200 s. La figure 7.8 montre justement l'évolution adimensionnée de la température à proximité du thermocouple FT1 mesurée par thermographie infrarouge. Cette même figure permet de voir la période avant 4200 s où la caméra infrarouge ne détectait pas encore les émissions infrarouges de la gouverne. L'état des mesures à 4200 s est illustré par la figure 7.6a où le fond plat de l'extrados est suffisamment chaud pour être détectable. Le haut des renforts, qui met plus de temps à chauffer (la source de chaleur prédominante est à l'intrados et la chaleur remonte progressivement par conduction jusqu'à la surface extrados) est encore trop froid et ses émissions infrarouges ne sont pas captées par la caméra. Comme uniquement les mesures du fond plat de l'extrados sont utilisées pour cette étude (point précisé dans la partie 7.2.2), les images ont été considérées valides à partir de 4200 s.

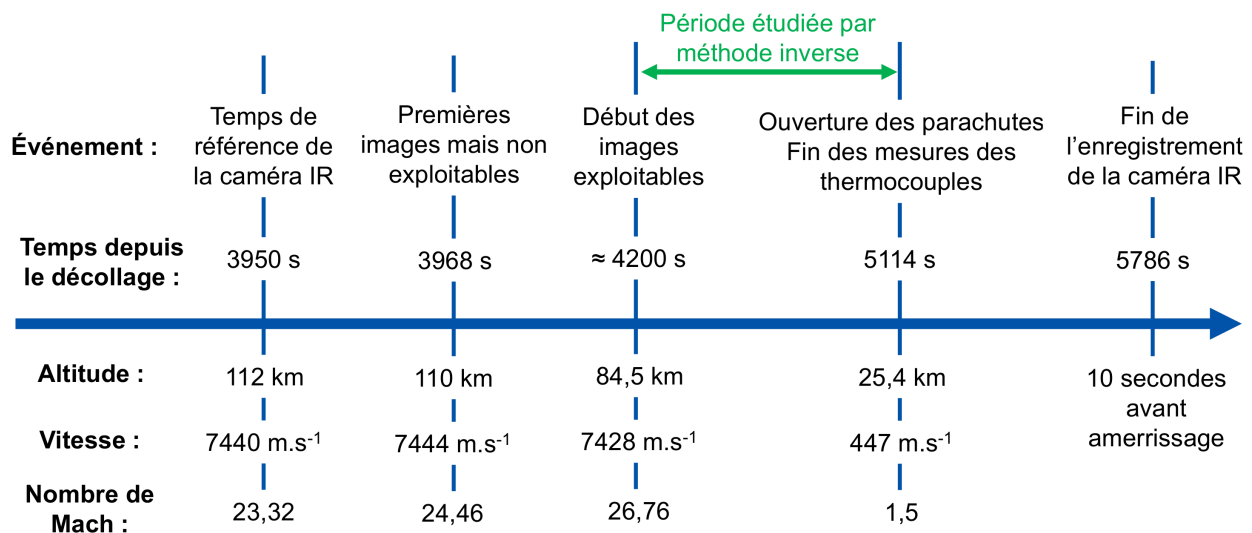
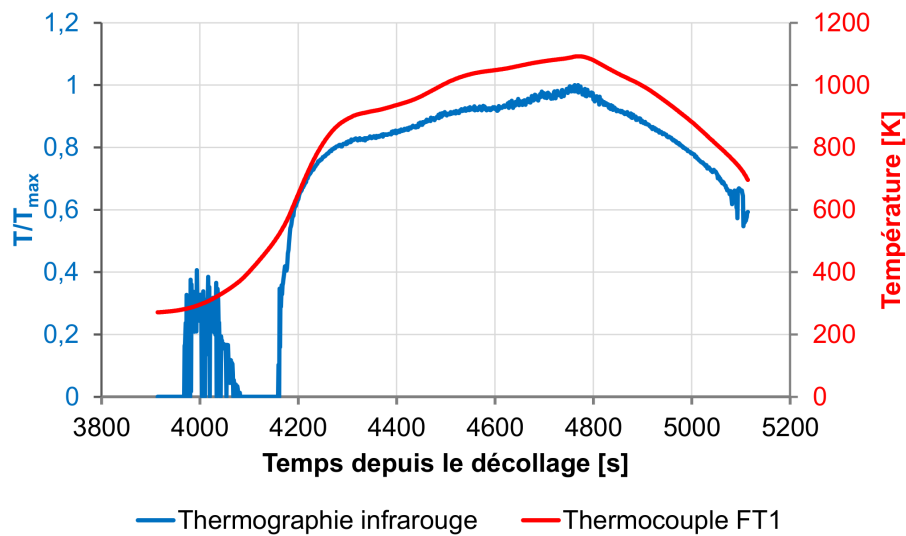


FIGURE 7.7 – Chronologie des mesures de température par thermographie infrarouge au cours du vol de l'IXV

Plusieurs commentaires préliminaires peuvent être faits sur les mesures de température de la figure 7.6 :

- La caméra a capté les émissions infrarouges et les a converties en un signal électrique mesurable. Parmi les émissions infrarouges captées il y avait celles émises par la gouverne et celles venant de l'extérieur puis réfléchies par la gouverne. Les flux radiatifs réfléchis impactent les mesures en se sommant au signal capté par la caméra. Faute d'information sur les sources



**FIGURE 7.8** – Variation de la température à la position du thermocouple FT1, mesurée par thermographie infrarouge et par thermocouple [103] - La mesure par thermographie infrarouge est la moyenne des valeurs des pixels autour de la zone perturbée par le thermocouple FT1 (le point froid)

radiatives extérieures réfléchies par la gouverne, cette composante des mesures ne peut pas être supprimée. Cependant, d'après les travaux de Roesgen et al. [125] les flux radiatifs réfléchis sont négligeables par rapport aux flux radiatifs émis par la gouverne. Cette analyse s'appuie sur la haute émissivité du *C/SiC* Keraman<sup>®</sup> de la gouverne et le fait qu'il n'y avait pas d'importantes sources radiatives proches de la gouverne. Il en découle que l'erreur due aux émissions infrarouges extérieures réfléchies par la gouverne peut être négligée.

- Les cartes des températures obtenues par thermographie infrarouge permettent aussi d'étudier ce qui s'est passé autour de la gouverne gauche de l'IXV. L'ensemble des mesures met en avant des zones de l'écoulement avec une structure identifiable dans le haut des cartes. Cependant l'étude se concentre sur les mesures de température de la gouverne et les mesures infrarouge en dehors n'ont pas été étudiées.
- Bien que cela ne soit pas visible sur la figure 7.6, la gouverne bouge légèrement au cours de la rentrée atmosphérique, par conséquent un même pixel sur les cartes de températures ne définit pas un même point physique sur la gouverne tout au long du vol. Ce point est approfondi dans la partie 7.2.2.
- Comme pour les thermocouples, il est possible de distinguer plusieurs périodes au cours du vol : une augmentation rapide de la température jusqu'à 4200 s, suivie d'une augmentation lente de la température jusqu'à un maximum global atteint vers 4750 s, puis une phase de refroidissement avec la diminution des températures mesurées.
- Le temps de conduction thermique au sein des renforts est bien identifiable sur les mesures. La source de chaleur prédominante était à l'intrados et la chaleur est remontée progressivement par conduction jusqu'à la surface extrados. Pendant la phase de chauffage, jusqu'à 4750 s, le sommet des renforts était alors plus froid que le reste de la gouverne. À l'inverse, une fois la phase de chauffage terminée l'écart entre le sommet des renforts et le reste de la gouverne s'est réduit, comme le montre la figure 7.6i.
- D'après les mesures, la température était plus haute aux coins arrière gauche et arrière droit de la gouverne. Cela a pu être dû à deux phénomènes. Le premier phénomène possible est

l'écoulement à la surface intrados qui y aurait généré une répartition du flux de chaleur avec des valeurs plus importantes à proximité des coins. Le deuxième phénomène possible est l'effet des transferts radiatifs. Dans les coins, les surfaces en vis-à-vis sont plus proches et constituent des zones où les échanges radiatifs entre surfaces étaient plus importants. De cette manière les surfaces extrados des coins ont pu se maintenir à des températures plus élevées. Les deux phénomènes ont dû générer cette répartition de température à l'extrados, mais d'après les mesures le premier phénomène cité a dû avoir un effet prédominant. Cette réflexion découle de l'observation de la zone à proximité du thermocouple FT6, où trois renforts se rejoignent. Les surfaces en vis-à-vis sont proches et les échanges radiatifs entre-elles doivent y être importants, cependant cette zone ne présente pas une hausse locale de température comme dans les coins arrière gauche et arrière droit.

- La liaison pivot de la surface extrados, visible au milieu des images de la caméra infrarouge, est une zone inexploitable pour cette étude car les mesures y sont saturées et incompréhensibles : les mesures passent en l'espace d'un pixel de températures saturées sur les valeurs maximales à des températures saturées sur les valeurs minimales. Les mesures par thermographie infrarouge de cette zone n'ont pas été prises en compte pour l'étude.

### 7.1.3 Sélection des images dans le temps

La chronologie des événements liés au fonctionnement de la caméra infrarouge a été résumée dans la figure 7.7. L'étude des premières images a fixé la date de début de l'étude à 4200 s, lorsque les émissions de la gouverne ont atteint des niveaux suffisamment forts dans les longueurs d'onde mesurées pour pouvoir donner des données exploitables. La date de fin de l'étude a été fixée à 5114 s, lorsque l'IXV a commencé sa procédure d'ouverture des parachutes. Cet intervalle de 914 s permet de couvrir la période hypersonique en régime continu de la rentrée atmosphérique (description de la trajectoire par les figures 5.3 et 5.4, page 99).

La caméra a mesuré les émissions infrarouges de la gouverne gauche à une fréquence de 22,24 Hz et leur post-traitement par Roesgen et al. [125] a permis d'obtenir des cartes des températures à la même fréquence. Au cours des 914 s il y a un total de 20300 images, dont 70 inexploitables à cause de désynchronisations ponctuelles entre la caméra infrarouge et la roue porte-filtre. Une fois ce décompte fait vient la question suivante : est-il nécessaire d'exploiter la totalité des images ?

Premièrement, traiter l'intégralité des images avec un pas de temps de 0,045 s (22,24 Hz) serait plus long que travailler avec un pas de temps plus grand car il y aurait plus de calculs à mener pour la période 4200 s - 5114 s. Deuxièmement, si l'utilisateur de la méthode inverse veut maintenir un nombre de Fourier  $Fo$  approximativement égal à 0,5 dans les mailles de la gouverne et un nombre de Fourier inverse  $Fo_{inv}$  supérieur à 0,07 pour assurer la qualité des estimations, alors il lui faudra adapter la durée du pas de temps  $\Delta t$  et le nombre de pas de temps futurs  $N_F$ . En l'occurrence baisser la durée du pas de temps tout en maintenant  $Fo \approx 0,5$  et  $Fo_{inv} \geq 0,07$  implique d'avoir des mailles plus petites (donc en plus grand nombre) et de travailler sur plus de pas de temps futurs. Ces deux paramètres engendreraient alors une augmentation du temps de calcul. Cependant diminuer la durée du pas de temps entre chaque calcul revient à travailler avec une résolution temporelle plus fine et à avoir des résultats très riches. Par conséquent faire le choix d'un pas de temps très court pour traiter l'intégralité des images doit être réfléchi par rapport aux contraintes de qualité des résultats et du temps de calcul.

L'étude menée dans le chapitre 6 pour les thermocouples de l'intrados du corps et du nez a déjà montré des résultats satisfaisants avec une résolution temporelle de 1  $Hz$  : étant donné la vitesse de variation des températures par rapport à la durée de la rentrée atmosphérique, un pas de temps de 1  $s$  a permis de bien distinguer les différentes phases et événements de la rentrée atmosphérique de l'IXV. Suite à ce constat lié au chapitre 6 il a été décidé de partir sur un pas de temps de 1  $s$  pour l'étude des cartes des températures obtenues par thermographie infrarouge.

La validation d'un pas de temps de 1  $s$  s'est appuyée sur une étude 1D, le long de l'épaisseur du fond plat de la gouverne. Cette partie de la gouverne fait 3,7  $mm$  d'épaisseur (figure 7.4) et est composée de *C/SiC Keraman*<sup>®</sup>. Comme le *C/SiC Keraman*<sup>®</sup> et le *C/SiC SepcarbInox*<sup>®</sup> L6 sont des matériaux dont les propriétés sont proches [114], les calculs se sont appuyés sur les propriétés du *C/SiC SepcarbInox*<sup>®</sup> L6 déjà présentées dans le tableau 5.1 (page 102). Le critère du nombre de Fourier inverse impose que la durée de diffusion pour le calcul de la matrice de sensibilité soit d'au moins 0,5  $s$  ( $\Delta t \times N_F \geq 0,5 s$ ). Les détails du calcul sont présentés dans le tableau 7.1 et la définition du nombre de Fourier inverse est rappelée ici avec l'équation (3.30). Pour assurer ce résultat il vaut mieux avoir le pas de temps  $\Delta t$  long et le nombre de pas de temps futurs  $N_F$  petit afin de minimiser le temps de calcul. Cette configuration permet en fait d'avoir une matrice de sensibilité plus petite (donc plus rapide à calculer) et d'avoir des mailles plus grandes tout en respectant un nombre de Fourier proche de 0,5. Dans ces conditions, en posant un nombre de pas de temps futurs égal à 2 (nombre minimum pour que l'amélioration du conditionnement soit opérante, car  $N_F = 1$  revient à une approche séquentielle classique, sans pas de temps futurs) il faudrait une durée minimum du pas de temps de 0,25  $s$ . Ce résultat valide l'utilisation d'un pas de temps de 1  $s$  pour la résolution du problème inverse 3D de la gouverne.

Au final, l'estimation par méthode inverse a été réalisée avec un pas de temps de 1  $s$ . Pour cela 915 cartes ont été extraites suivant ce pas de temps au cours de la période comprise entre 4200  $s$  et 5114  $s$ .

$$Fo_{inv} \geq 0,07 \quad \text{avec} \quad Fo_{inv} = \frac{\alpha N_F \Delta t}{L^2} \quad (3.30)$$

Matériau	<i>C/SiC Keraman</i> <sup>®</sup>
Longueur - $L$	3,7 $mm$
Nombre de Fourier inverse critique - $Fo_{inv}$	0,07
Diffusivité thermique - $\alpha$	$1,9 \times 10^{-6} m^2.s^{-1}$
Durée de diffusion de la méthode inverse $\Delta t \times N_F$	0,5 $s$

**TABLE 7.1** – Détails du calcul de la valeur minimale du produit  $\Delta t \times N_F$  assurant un nombre de Fourier inverse  $Fo_{inv}$  supérieur à 0,07

## 7.2 Mise en place du problème inverse 3D de la gouverne gauche

### 7.2.1 Présentation du maillage

Le maillage 3D de la gouverne gauche a été construit à l'aide du logiciel Gmsh et est constitué de deux domaines :

- **Le domaine base**, qui est constitué du fond plat de la gouverne gauche, est visible dans la figure 7.9a. Le maillage de ce domaine est constitué de 35859 hexaèdres et de 648 prismes à base triangulaire. Une maille dans le plan XY a une taille d'environ 5 à 8 mm. Ce domaine a été découpé afin de prendre en compte les propriétés thermiques orthotropes du *C/SiC* Keraman<sup>®</sup> dont les directions principales sont orientées différemment que dans les renforts. Dans le domaine base les fibres de carbone du *C/SiC* sont orientées parallèlement au plan XY. Du fait de cette orientation la diffusivité thermique du Keraman est approximativement de  $7,7 \times 10^{-6} m^2 \cdot s^{-1}$  dans le plan XY et approximativement de  $1,9 \times 10^{-6} m^2 \cdot s^{-1}$  dans la direction normale au plan XY. Ces valeurs dépendent de la température mais des ordres de grandeurs sont juste donnés pour des raisons de confidentialité. L'épaisseur du domaine, suivant l'axe Z, est composé de 2 à 3 maillages en fonction de la zone.
- **Le domaine des renforts**, qui est constitué des renforts et de leurs collerettes, est visible dans la figure 7.9b. Le maillage de ce domaine est constitué de 36216 hexaèdres et de 8100 prismes à base triangulaire. Le *C/SiC* dans les renforts a été plié par rapport au *C/SiC* de la base, il est donc orienté différemment avec les fibres de carbone dans des plans parallèles à l'axe Z. Il est important de noter que la direction normale aux fibres n'est pas la même pour tous les renforts puisqu'ils ne sont pas tous parallèles entre-eux. À la place de prendre en compte le caractère orthotrope du *C/SiC* dans chaque renfort et de le modéliser par un domaine à part, il a été décidé de mettre tous les renforts dans un seul domaine. Les renforts ont alors été modélisés comme s'ils étaient tous composés d'un matériau isotrope avec une diffusivité thermique d'approximativement  $7,7 \times 10^{-6} m^2 \cdot s^{-1}$  (valeur de la diffusivité thermique du *C/SiC* Keraman<sup>®</sup> suivant le plan parallèle aux fibres de carbone). Ce choix est justifié par le fait que le principal phénomène physique recherché ici est la conduction de la chaleur dans la direction verticale. Ce phénomène est d'autant plus recherché que la diffusivité thermique du *C/SiC* Keraman<sup>®</sup> est quatre fois plus importante dans le plan parallèle aux fibres de carbone. Dans ces conditions la diffusion thermique suivant l'épaisseur des renforts est surestimée par rapport au cas réel, mais compte tenu de la faible épaisseur cet effet est négligeable (transferts de chaleur quasi-stationnaires suivant l'épaisseur en tout point de vol).

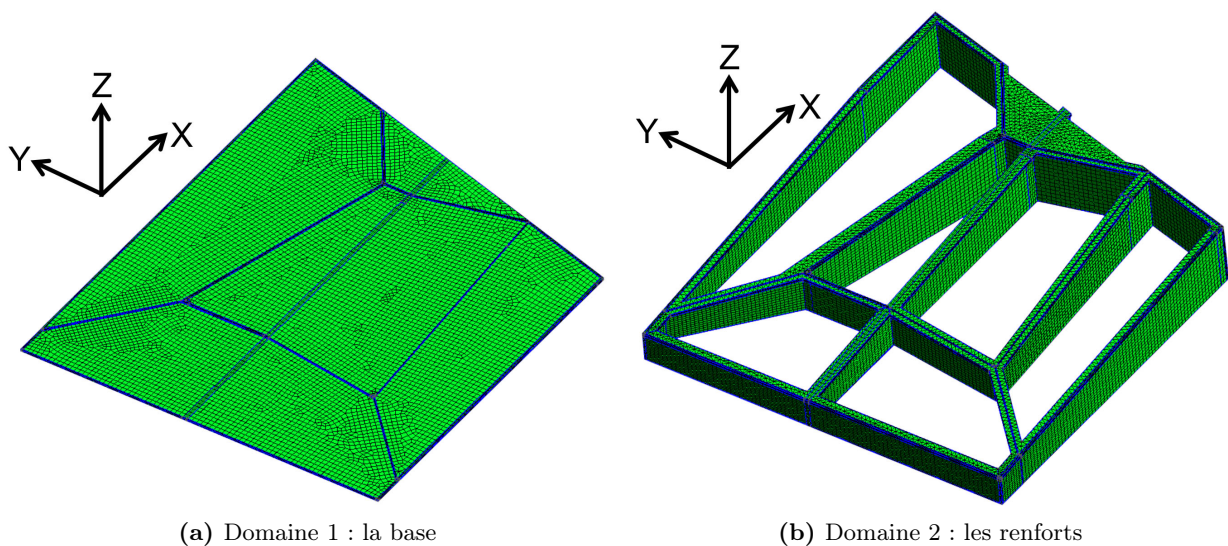


FIGURE 7.9 – Les deux domaines qui constituent le maillage de la gouverne gauche de l'IXV

Le maillage complet est présenté par la figure 7.10 avec une couleur pour chaque type de surface : en vert la surface latérale extérieure droite, en bleu la surface latérale extérieure arrière, en blanc le fond plat de la surface extradados, en jaune les surfaces latérales intérieures des renforts et en orange la surface extradados des renforts. L'utilisation d'hexaèdres a permis d'alléger le maillage et d'assurer un bon contrôle du nombre de Fourier dans les directions X, Y et Z. Les prismes ont été utilisés pour adapter les hexaèdres à la forme de la gouverne et pour mailler les collerettes des renforts. La taille des mailles a été calculée pour assurer un nombre de Fourier proche de 0,5 dans chacune d'elles pour la durée d'un pas de temps et suivant les directions X, Y et Z. Cette condition permet d'avoir un maillage suffisamment fin pour pouvoir modéliser avec précision les transferts de chaleur. Le calcul du nombre de Fourier pour la taille des mailles du domaine de la base a pris en compte le caractère orthotrope du *C/SiC Keraman*<sup>®</sup>.

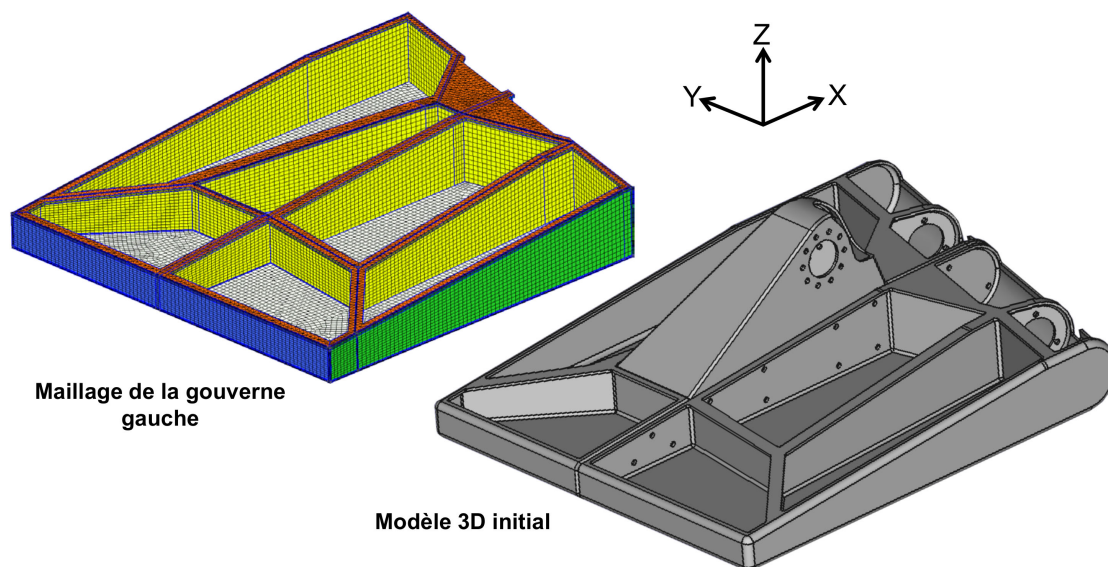


FIGURE 7.10 – Maillage de la gouverne gauche de l'IXV et modèle 3D initial

Plusieurs simplifications ont été apportées à la géométrie du maillage par rapport à la géométrie exacte de la gouverne :

- les boulons pour les fixations de la gouverne n'ont pas été modélisés,
- les trous taraudés pour les vis de fixation ont été bouchés,
- les congés intérieurs et extérieurs n'ont pas été modélisés,
- la liaison pivot à l'avant de la gouverne n'a pas été modélisée car c'est une zone hors du champ de vision de la caméra,
- la liaison pivot sur la surface extradados et son carter n'ont pas été modélisés car ce sont des éléments complexes où les mesures de température sont inexploitable.

### 7.2.2 Projection des cartes des températures sur le maillage

Afin de pouvoir estimer le flux de chaleur convecto-diffusif de la face intrados de la gouverne gauche de l'IXV il a fallu faire le lien entre la position des pixels sur les cartes des températures et la position qu'ils représentent sur la gouverne. Ce lien entre l'image et la gouverne n'est pas simple car la position de la gouverne a évolué au cours de la rentrée. En effet les gouvernes effectuaient

des mouvements de rotation par rapport à leur liaison pivot avec le corps de l'IXV (braquage) afin d'assurer le contrôle de la trajectoire. Cette liaison est visible sur la figure 7.5b. La commande de braquage de la gouverne gauche en fonction du temps est présentée dans la figure 7.11 et le sens de rotation est présenté dans la figure 7.12. Ce braquage a été perçu par la caméra infrarouge comme le montrent les figures 7.13a et 7.13b qui sont les cartes des températures à 4284 s et à 4300 s. Les croix rouges des deux images pointent les mêmes pixels et le mouvement de la gouverne par rapport à ces dernières est distinguable. Cela est une problématique importante car il n'est pas possible de dire qu'un pixel indique toujours la même position sur la gouverne pendant tout le vol. Afin d'assurer une bonne visibilité des croix et des détails de la gouverne, l'échelle des couleurs au cours de cette partie est exceptionnellement un dégradé gris.

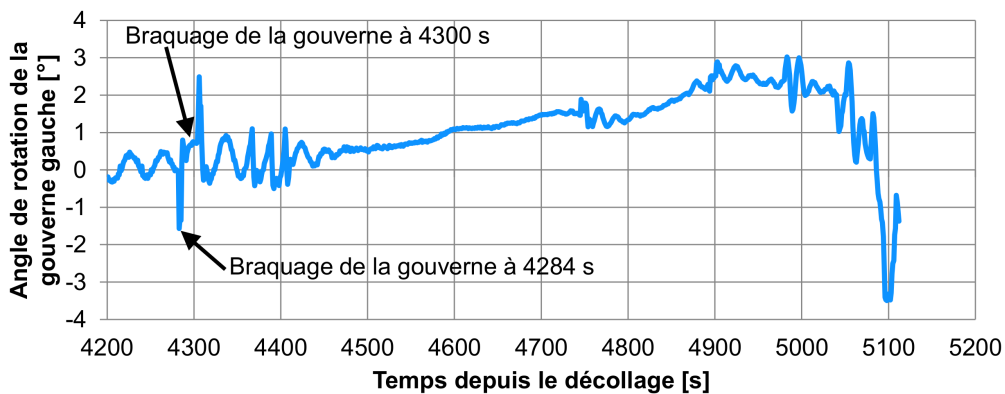


FIGURE 7.11 – Commande de braquage de la gouverne gauche de l'IXV au cours de sa rentrée [103]

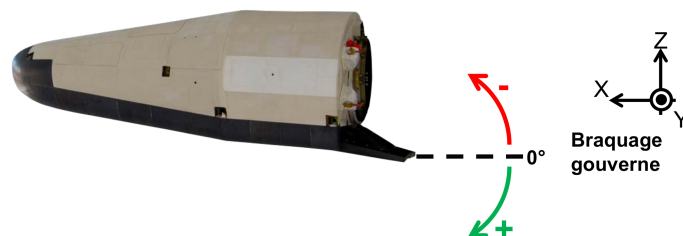


FIGURE 7.12 – Définition de l'angle de braquage de la gouverne gauche de l'IXV

La stratégie choisie pour faire le lien entre la position des pixels sur les cartes des températures et leur position sur le maillage de la gouverne a été la suivante : recalcr par une déformation 2D toutes les cartes des températures par rapport à une même carte de référence, puis appliquer un unique recalage 3D pour projeter toutes les cartes sur un maillage. Cette stratégie permet d'éviter de devoir effectuer un recalage 3D à chaque pas de temps. Au final la projection des cartes des températures sur le maillage a fonctionné en quatre étapes :

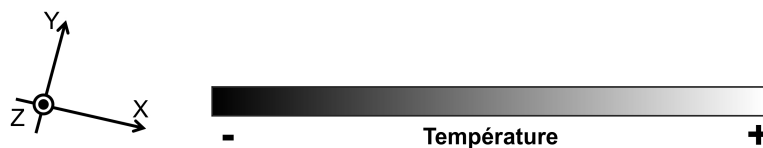
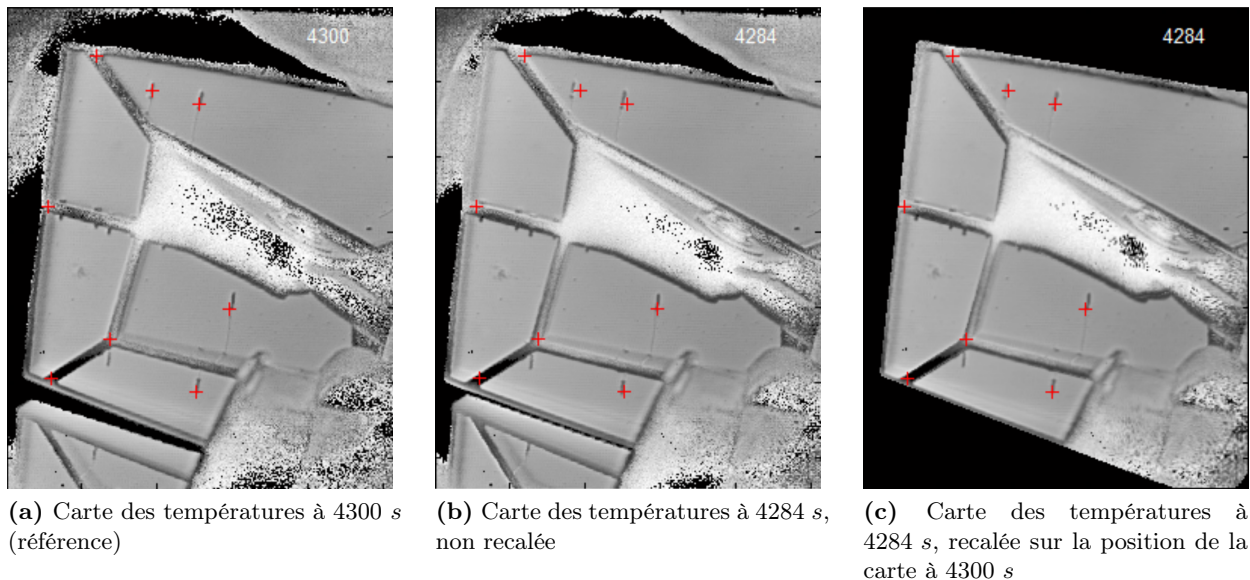
### Étape 1 - Mise en place d'une carte des températures de référence

La carte des températures à 4300 s a été sélectionnée comme image de référence et sa position exacte par rapport à la caméra infrarouge a été calculée par le logiciel AFIX2 [132] développé à l'ONERA. La détection s'est appuyée sur les propriétés optiques du montage et la position de treize points de contrôle. Les points de contrôle étaient des détails clairement identifiables sur la carte des températures et dont les positions physiques étaient connues. En parallèle la position de la gouverne gauche par rapport à la caméra a été reproduite à l'aide des modèles CAO 3D de

l'IXV et de la commande de rotation de la gouverne à 4300 s. La comparaison entre la distance caméra-gouverne estimée par AFIX2 et par le montage CAO a permis de valider l'identification des paramètres géométriques par AFIX2. Cette première étape a montré que la distance représentée par un pixel au centre d'une carte était approximativement égale à 3 mm sur la gouverne.

## Étape 2 - Recalage des cartes des températures sur la position de la carte de référence

Une fois le logiciel AFIX2 bien calibré sur la position de la gouverne à 4300 s, l'objectif a été de déformer les 914 autres cartes des températures pour les placer dans la même position que celle à 4300 s. Pour une carte des températures à un temps  $n$ , l'écart entre la commande de l'angle de rotation à l'instant  $n$  et à l'instant 4300 s a d'abord été calculé à l'aide des données communiquées (voir figure 7.11). Puis dans un deuxième temps, la carte des températures au temps  $n$  a été déformée à l'aide de MATLAB pour modéliser la rotation de la gouverne. De cette manière toutes les cartes ont pu être déformées pour que la position de leurs pixels coïncide avec la position des pixels à 4300 s. Par exemple, la figure 7.13c est la carte des températures à 4284 s de la figure 7.13b recalée sur la position de la carte des températures 7.13a à 4300 s. Bien que la commande de braquage ne soit pas l'angle exact de rotation, l'hypothèse a été faite que cette information était une bonne approximation de l'angle et a été utilisée comme si c'était l'angle exact. Cette approximation a permis de s'affranchir d'une recherche de points de contrôle à chaque pas de temps. Une fois cette opération finie, le bon recalage des cartes des températures a été vérifié graphiquement.



**FIGURE 7.13** – Braquage de la gouverne gauche de l'IXV entre 4284 s et 4300 s et recalage de la carte des températures à 4284 s sur la position de la carte à 4300 s - les croix rouges indiquent les mêmes pixels sur les trois cartes



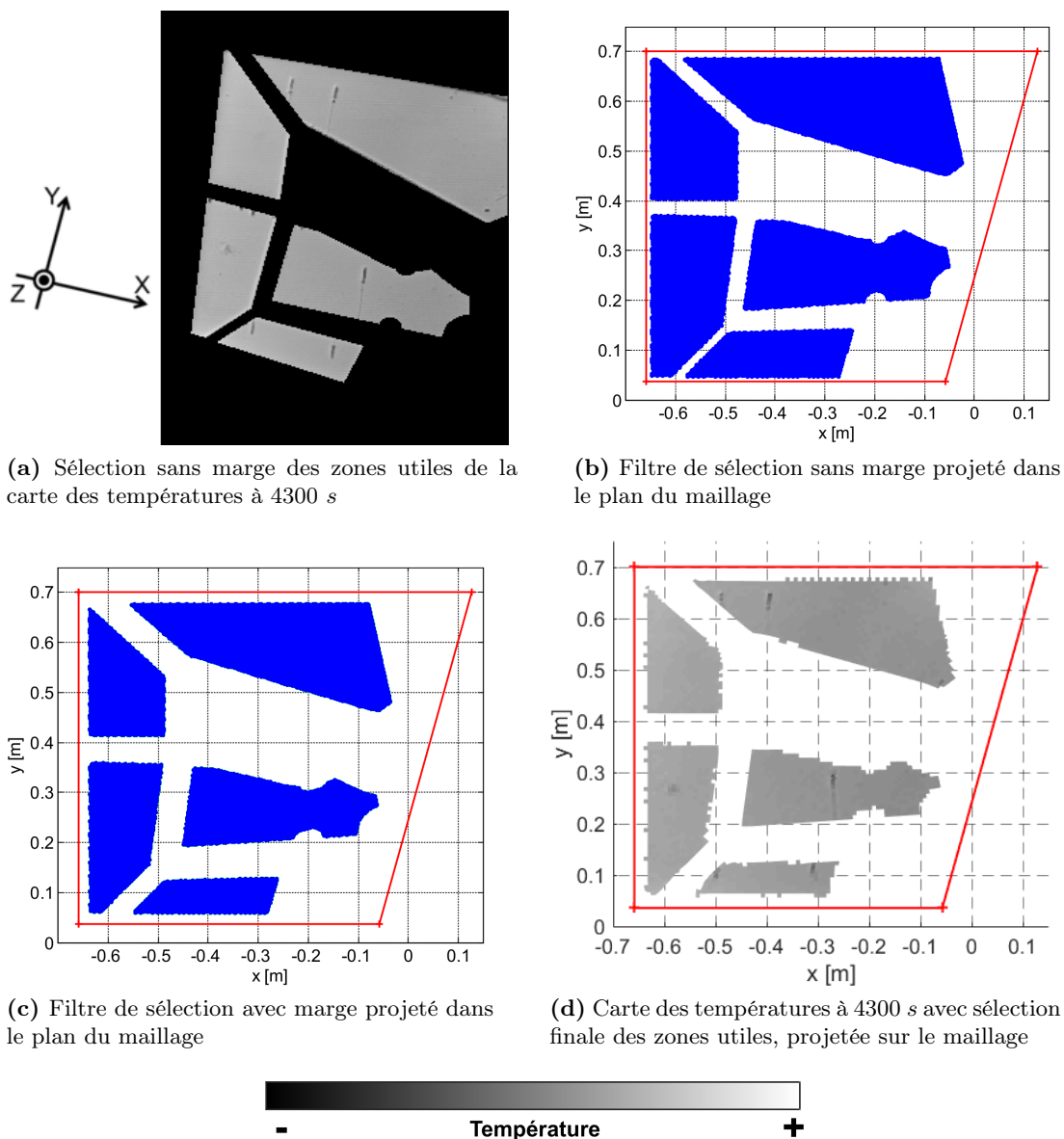


FIGURE 7.14 – Mise en place du filtre de sélection basé sur la carte des températures à 4300 s

### Étape 3 - Sélection de la zone utile à projeter

Les deux premières étapes ont préparé la projection des cartes des températures sur le maillage par l'intermédiaire de la position de référence à 4300 s. Mais avant d'effectuer la projection il a été nécessaire de sélectionner la zone utile à projeter sur le maillage. Plusieurs zones ont été exclues de la sélection :

- le système de contrôle par jet,
- l'interface avec le lanceur Vega,
- les zones à l'extérieur de la gouverne gauche,
- la liaison pivot à la surface extrados et son carter car les mesures de température y sont inexploitable,
- les renforts (dessus et surfaces latérales visibles), car pendant une longue partie du vol ils sont restés trop froids localement pour que les mesures y soient pleinement exploitables et les données

de cette zone sont très sensibles à l'erreur de recalage.

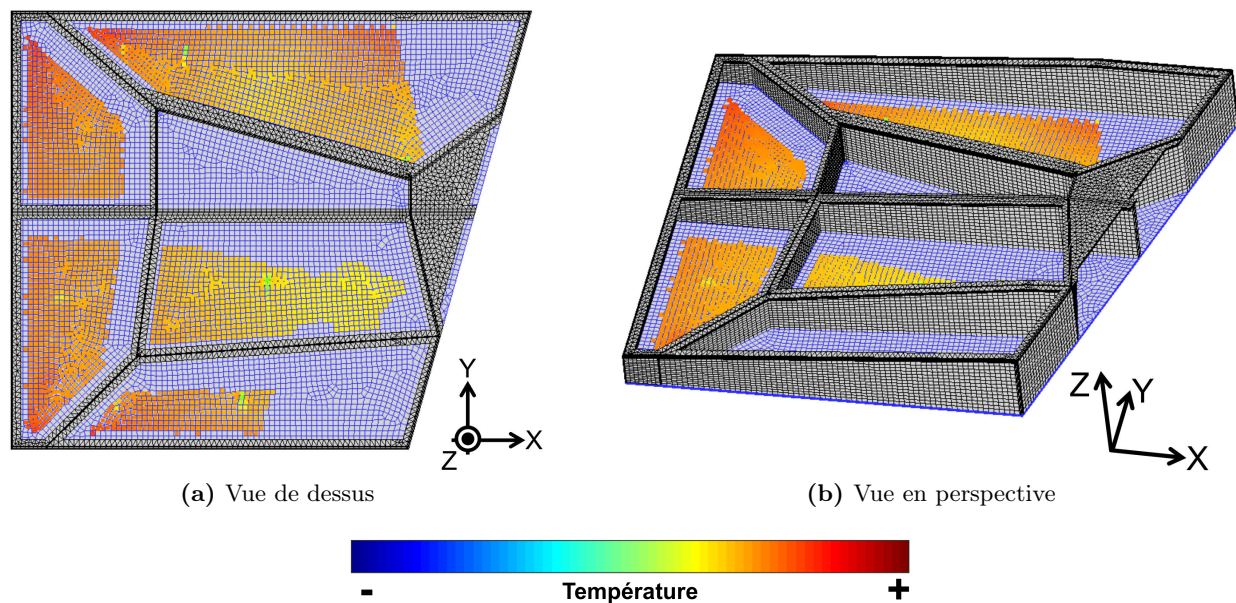
Cette première sélection, visible sur la figure 7.14a, a abouti au filtre présenté par la figure 7.14b. Une marge a été rajoutée en supprimant du filtre une bordure de 3 pixels (environ 8-9 mm), soit au moins une maille du maillage 3D (5-8 mm). Cette marge permet de prendre en compte une incertitude sur l'opération de recalage. Par exemple une erreur de recalage d'un ou deux pixels au bord d'un renfort sur une carte des températures pourrait déplacer des mesures de température du sommet du renfort sur le fond plat de l'extrados et fausser le travail de la méthode inverse. Le filtre avec la marge est présenté par la figure 7.14c et la sélection finale des zones utiles de la carte des températures à 4300 s est présentée par la figure 7.14d.

#### Étape 4 - Projection des cartes des températures

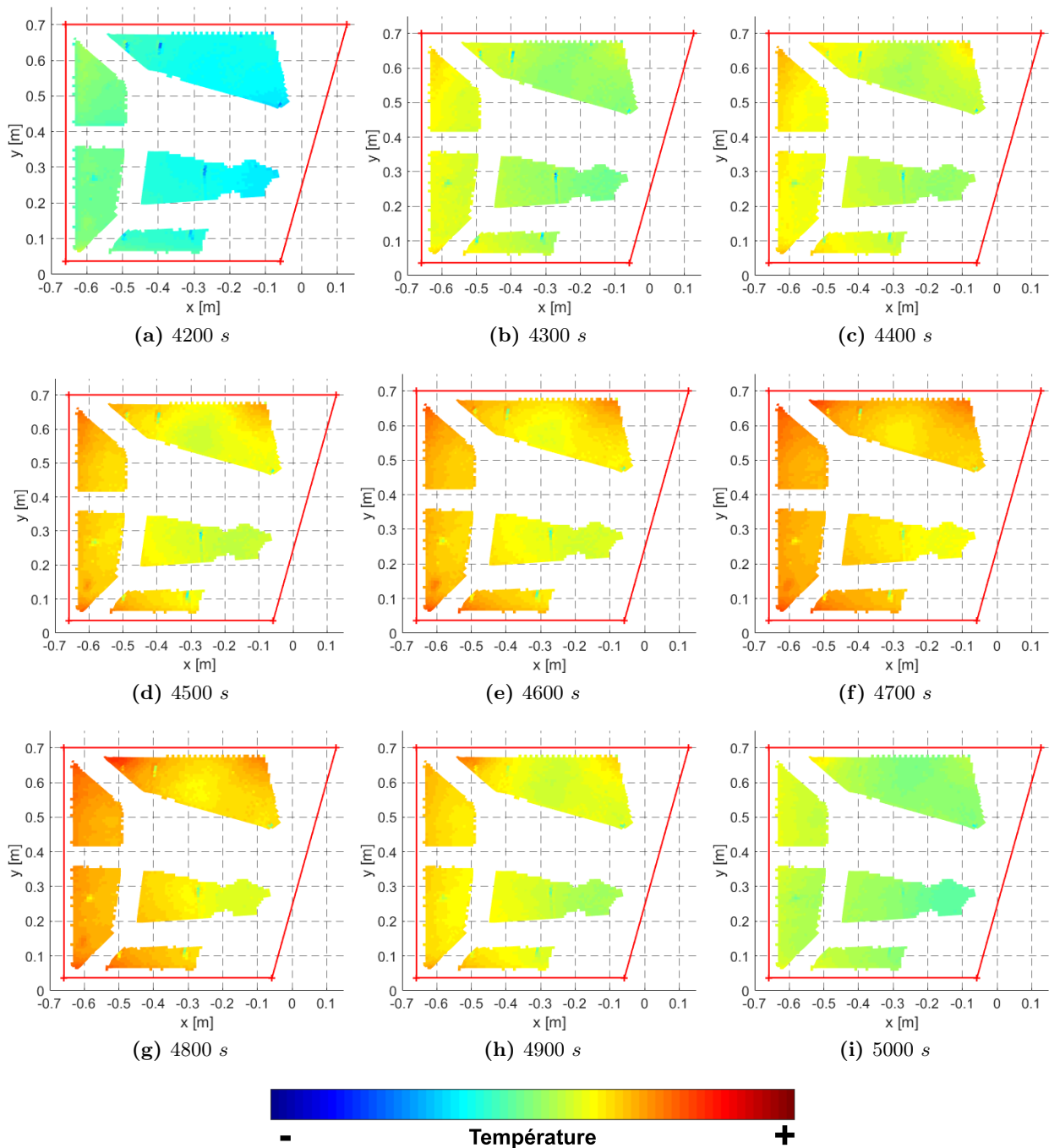
La quatrième étape a consisté à combiner le fruit des trois premières étapes. L'opération de projection des pixels sur la surface extradros de la gouverne, calibrée pour la position à 4300 s, a été appliquée aux zones utiles de toutes les cartes des températures qui avaient été préalablement recalées sur la position à 4300 s. De cette manière toutes les zones utiles de toutes les cartes ont pu être projetées sur le maillage de la gouverne. La projection finale sur le maillage pour le point de vol 4700 s est présentée dans la figure 7.15. Par ailleurs, la figure 7.16 présente des cartes pré-traitées pour la méthode inverse pour plusieurs points de vol.

#### Remarque importante

La sélection finale est composée de cinq zones utiles mais cela ne veut pas dire que le problème inverse a été découpé en cinq sous-problèmes. Il n'y a qu'un seul et unique problème inverse pour l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif sur toute la surface intrados de la gouverne, en s'appuyant sur l'ensemble des mesures de température des cinq zones utiles de la surface extradros.



**FIGURE 7.15** – Mesures de température réalisées à 4700 s par thermographie infrarouge, projetées sur le maillage de la gouverne gauche de l'IXV



**FIGURE 7.16** – Mesures de température par thermographie infrarouge de la face extrados de la gouverne gauche de l'IXV projetées sur le maillage, à différents points de vol

### 7.2.3 Conditions aux limites et condition initiale

Deux points sont à considérer avant la mise en place des conditions aux limites :

1. L'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados de la gouverne est complexe car elle s'appuie sur des mesures réalisées en vol. Contrairement à une expérience menée dans un cadre contrôlé, tel qu'un laboratoire, toutes les données exactes ne peuvent pas être connues. Afin de combler les données inconnues du problème inverse il a fallu poser des

hypothèses simplificatrices et réfléchir à leurs impacts sur les résultats. Comme cette étude s'inscrit dans un cadre plus général sur le dimensionnement de protections thermiques, le choix a été fait de privilégier les hypothèses conservatives lorsqu'une simplification était nécessaire. Dans ce cadre une hypothèse conservatrice doit amener à une surestimation du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne. Cette volonté d'avoir une surestimation tout en maintenant des températures à l'extrados égales aux mesures de vol implique l'emploi d'hypothèses qui surestiment le refroidissement ou sous-estiment l'échauffement des surfaces autres que l'intrados.

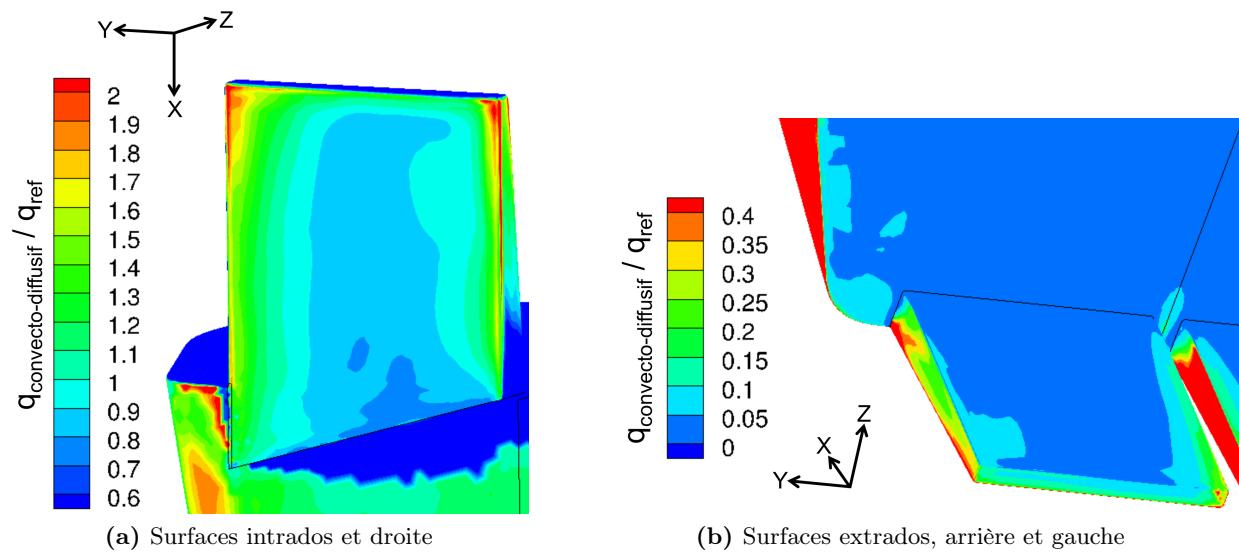
2. La gouverne gauche de l'IXV constitue un environnement complexe pour les transferts radiatifs. Il y a tout d'abord les transferts radiatifs entre les différentes surfaces de l'extrados de la gouverne (les surfaces sont en vis-à-vis), les transferts radiatifs entre l'extrados de la gouverne et le culot de l'IXV, les transferts radiatifs entre la surface latérale droite de la gouverne gauche et la surface latérale gauche de la gouverne droite, et les transferts radiatifs avec l'atmosphère terrestre. Tous ces transferts radiatifs sont couplés entre-eux et avec les transferts de chaleur par conduction dans la gouverne. La résolution du problème inverse posé par les cartes des températures repose sur le solveur ACACIA de la plateforme CEDRE, or ACACIA ne prend en compte que les transferts de chaleur par conduction. La simulation complète du couplage entre les transferts de chaleur de conduction et les transferts radiatifs aurait impliqué le couplage d'ACACIA avec un solveur tel que ASTRE qui résout les problèmes de rayonnement avec une approche Monte-Carlo (voir partie 2.6.2 pour la description de CEDRE, ACACIA et ASTRE). Ce couplage n'a pas été mis en place par manque de temps pour son développement et sa validation, par conséquent la résolution du problème inverse s'est uniquement appuyée sur le solveur ACACIA. Les transferts radiatifs ont tout de même été simulés de manière simplifiée avec la loi de Stefan-Boltzmann en supposant que chaque surface ne voyait que l'atmosphère terrestre. L'atmosphère étant plus froide que les surfaces de la gouverne, cette hypothèse simplificatrice a engendré une surestimation du refroidissement radiatif et par conséquent une surestimation du flux de chaleur convecto-diffusif de la surface intrados. L'emploi de cette hypothèse simplificatrice a permis la résolution du problème inverse mais a aussi pu rajouter un biais à la solution. Le biais possible dû à cette hypothèse a fait l'objet d'une étude dans la partie 7.3.3.

### Les conditions aux limites

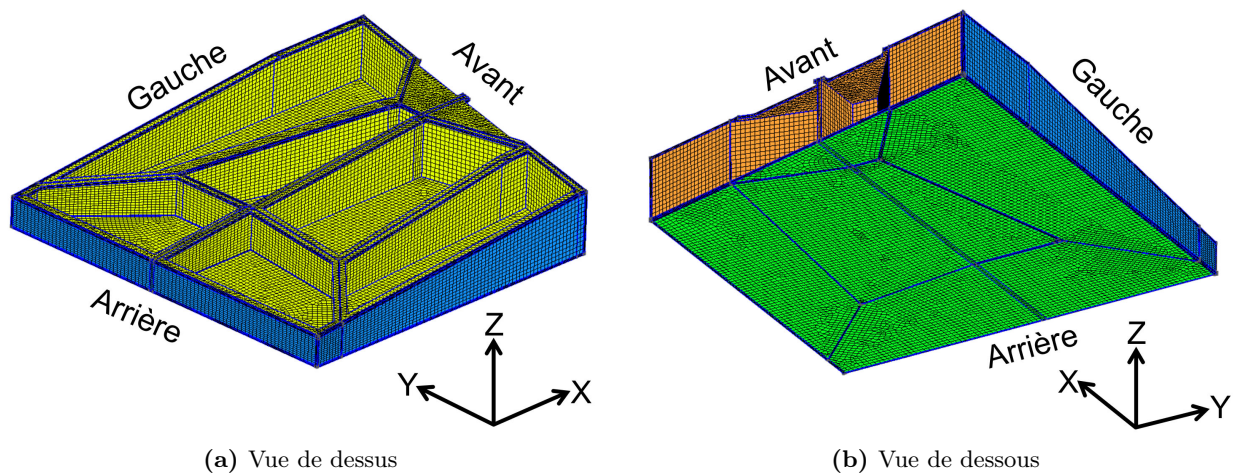
Les conditions aux limites ont été déterminées à l'aide de simulations issues de la base de données aérothermodynamique (terme abrégé par ATD pour la suite) constituée par Dassault Aviation au cours de ses travaux sur l'IXV [133]. Les points de vol renseignés par la base de données sont 4200 s, 4300 s, 4400 s, 4417 s (Mach 25), 4500 s, 4600 s, 4669 s (Mach 20), 4700 s, 4734 s (Mach 17,75), 4750 s et 4800 s. Un exemple de ces résultats à 4669 s (Mach 20) est présenté dans la figure 7.17. Pour des raisons de confidentialité les données ont été adimensionnées par un flux de chaleur de référence  $q_{ref}$  non précisé. La base de données de Dassault Aviation s'appuie sur des simulations Navier-Stokes 3D avec prise en compte de la catalycité et de l'émissivité du  $C/SiC$ .

Les surfaces de la gouverne gauche ont été réparties dans quatre groupes présentés par la figure 7.18. Chaque groupe définit un ensemble de conditions limites :

- **Bleu - surfaces latérales extérieures gauche, arrière et droite** : Les conditions à ces



**FIGURE 7.17** – Estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface de la gouverne gauche à 4669 s (Mach 20), issue de la base de données ATD de Dassault Aviation [133]



**FIGURE 7.18** – Maillage de la gouverne gauche de l'IXV

limites comprennent les transferts radiatifs entre la gouverne et l'atmosphère terrestre, et les flux de chaleur convecto-diffusifs estimés par la base de données de Dassault Aviation. Les transferts radiatifs sont modélisés d'une manière semblable à celle de l'étude des mesures par thermocouples dans le chapitre 6, avec la loi de Stefan-Boltzmann et les hypothèses suivantes : l'atmosphère terrestre à longue distance est considérée comme un corps noir (transferts radiatifs de la Terre, des nuages, le soleil...) à 300 K, le C/SiC Keraman<sup>®</sup> à la surface de la gouverne est considéré comme un corps gris, l'absorptivité du C/SiC Keraman<sup>®</sup> est supposée égale à son émissivité (hypothèse simplificatrice faute de données plus complètes sur le C/SiC Keraman<sup>®</sup>) et l'écoulement autour de la gouverne est considéré comme un milieu transparent. La condition des flux de chaleur convecto-diffusifs prend en compte les variations spatiales et temporelles des résultats de Dassault Aviation.

Comme le solveur ACACIA ne permet pas la prise en compte d'une émissivité variable en fonction de la température, il a fallu imposer une valeur constante et cohérente de l'émissivité du C/SiC Keraman<sup>®</sup> pour toute la résolution du problème inverse. Après analyse des travaux de Panerai et

al. [116] sur l'émissivité du  $C/SiC$  SepcarbInox<sup>®</sup> L6 (figure 5.20, page 109), l'émissivité du  $C/SiC$  Keraman<sup>®</sup> a été fixée à 0,8. Cette valeur est une légère surestimation (hypothèse conservative) qui permet une bonne approximation de l'émissivité de la gouverne. Pour des raisons de confidentialité cette justification n'est pas détaillée d'avantage, car elle permettrait de remonter aux températures de la gouverne. Cependant à titre indicatif, la température maximale des gouvernes mesurée par thermocouple à l'extrados est de 1140 K (FT2 à 4762 s) pour laquelle l'émissivité serait de 0,75 d'après les travaux de Panerai et al. [116]. Pour comparaison une émissivité de 0,8 serait atteinte à 1337 K.

Finalement la condition aux limites des surfaces bleues est la suivante :

$$q_{condition\ limite\ bleue}(x, y, z, t) = q_{convecto-diffusif}(x, y, z, t) + \varepsilon\sigma(T_{\infty}^4 - T_s^4(x, y, z, t)) \quad (7.1)$$

• **Jaune - surfaces latérales internes des renforts et l'ensemble des surfaces extrados :**

Le flux de chaleur convecto-diffusif de la base de données ATD de Dassault Aviation est difficilement applicable à la surface extrados du maillage étant donné les différences entre la géométrie du maillage et celle de la CAO de la base de données. Comme le montre la figure 7.17, Dassault Aviation a simulé les gouvernes comme des pavés pleins alors qu'ici la forme des renforts internes est détaillée (voir figure 7.18). Cependant les estimations de Dassault Aviation montrent que ce groupe de surfaces est soumis à un flux de chaleur de valeur négligeable par rapport aux flux de chaleur sur les autres groupes de surfaces. Par conséquent uniquement les transferts radiatifs sont pris en compte pour ces conditions aux limites, avec les mêmes hypothèses que pour les surfaces latérales bleues.

$$q_{condition\ limite\ jaune}(x, y, z, t) = \varepsilon\sigma(T_{\infty}^4 - T_s^4(x, y, z, t)) \quad (7.2)$$

• **Orange - surfaces latérales avant :** Cette condition aux limites est problématique car il est difficile d'y prévoir les transferts de chaleur et les seules informations communiquées à ce sujet sont les mesures d'un thermocouple qui se trouvait dans le culot de l'IXV, à l'intérieur de la structure autour de la liaison pivot avant (voir la figure 7.10 pour la géométrie complète et la liaison pivot avant). Pour des raisons de confidentialité les mesures enregistrées par ce thermocouple ne peuvent pas être communiquées. Ces mesures montrent que la zone autour de la liaison pivot a chauffé mais de manière plus modérée que la gouverne ou l'intrados du corps. Faute de données suffisantes dans cette zone pour construire une condition aux limites proche de la réalité, la décision a été d'imposer une condition aux limites conservative consistant en un équilibre radiatif avec un corps noir à 300 K et une émissivité de 0,8.

$$q_{condition\ limite\ orange}(x, y, z, t) = \varepsilon\sigma(T_{pivot}^4 - T_s^4(x, y, z, t)) \quad \text{avec } T_{pivot} = 300\ K \quad (7.3)$$

• **Vert - surface intrados :** La condition de la surface intrados est celle qui doit être estimée par méthode inverse, par conséquent elle n'est pas renseignée. Le traitement de cette surface est similaire à celui de la surface externe lors du problème inverse 1D du nez et du corps (partie 6.3.2, page 129). Le flux de chaleur estimé par méthode inverse est le flux de chaleur net, qui est le bilan des deux phénomènes de transferts de chaleur prédominants : les transferts de chaleur convecto-diffusifs et les transferts radiatifs. Concrètement le flux de chaleur net est le flux de chaleur à la surface intrados qui, connaissant les autres conditions aux limites, permettrait de remonter jusqu'aux températures mesurées par la caméra infrarouge. Ces éléments sont récapitulés dans l'équation suivante :

$$\underbrace{q_{net}(x, y, z, t)}_{\text{estimé par méthode inverse}} = \underbrace{q_{convecto-diffusif}(x, y, z, t)}_{\text{inconnu}} + \underbrace{\varepsilon(T_s)\sigma(T_\infty(t)^4 - T_s^4(x, y, z, t))}_{\text{transferts radiatifs}} \quad (7.4)$$

Contrairement aux autres surfaces, l'émissivité du *C/SiC Keraman*<sup>®</sup> a été estimée en fonction de la température à l'aide des travaux de Panerai et al. [116], présentés dans la partie 5.3.3 (page 109). La température de l'atmosphère  $T_\infty$  varie en fonction de l'altitude, qui elle-même varie en fonction du temps, d'où  $T_\infty(t)$ . La face intrados du maillage de la gouverne étant composée de 12169 mailles, il y a 12169 flux de chaleur nets à estimer par méthode inverse à chaque pas de temps.

### Condition initiale

Étant donné que les mesures de température par thermographie infrarouge sont exploitables à partir de 4200 s il serait légitime de vouloir commencer l'estimation par méthode inverse à partir de ce point de vol. Cependant à 4200 s la gouverne est soumise sur la surface intrados à un flux de chaleur important qui est inconnu (son estimation étant justement le but de la méthode inverse) et a une distribution de température aussi inconnue. Cette situation est problématique puisque ces deux informations sont nécessaires pour réaliser des estimations précises.

Afin de contourner la problématique la condition initiale à 4200 s il a été décidé de déplacer le début du problème inverse à un moment où les conditions initiales pouvaient être préalablement estimées en minimisant les incertitudes. Ce choix s'est porté sur le point de vol 3914 s lorsque l'IXV était à 117,8 km d'altitude. Comme lors de la partie 6.3.2 (page 130) sur les conditions initiales du problème inverse du nez et du corps, il a été supposé que le flux de chaleur auquel était soumis l'intrados de la gouverne à 3914 s était négligeable par rapport au flux de chaleur pendant le régime continu. Cette hypothèse a finalement permis de poser la condition initiale suivante : flux de chaleur nul sur les surfaces de la gouverne à 3914 s.

Après la condition initiale de flux de chaleur, il reste encore à déterminer la condition initiale de température et à compléter l'absence de mesures de température entre 3914 s et 4200 s. Faute de mesures exploitables de la caméra infrarouge, ce travail a été mené à l'aide des mesures des thermocouples FT1, FT2, FT3, FT5 et FT6 qui étaient placés à l'extrados. Premièrement il a été supposé que toute la gouverne était à une température initiale uniforme et égale à la moyenne des mesures des thermocouples à 3914 s :  $T_{ini} = 268,81$  K. Cette hypothèse est justifiée par le fait que les cinq thermocouples ont mesuré des températures très proches à 3914 s. Deuxièmement, l'absence de mesures de température entre 3914 s et 4200 s a été complétée à partir de la moyenne des mesures de température des thermocouples sur cette partie du vol. Pour chaque pixel de la carte des températures, de coordonnées  $(x, y, z)$ , sa valeur entre 3914 s et 4199 s a été estimée à l'aide de l'équation suivante :

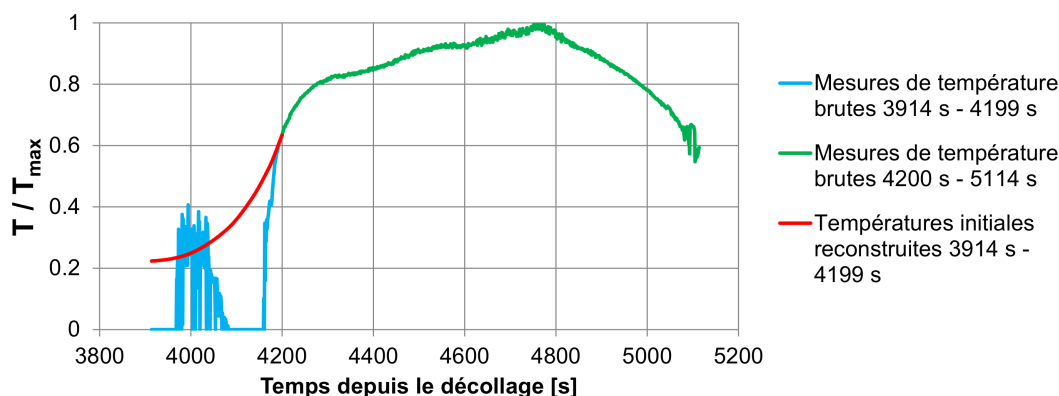
$$T(x, y, z, t) = T_{ini} + (T_{moyenne}(t) - T_{ini}) \times \frac{T(x, y, z, t = 4200) - T_{ini}}{T_{moyenne}(t = 4200) - T_{ini}} \text{ avec } 3914 \text{ s} \leq t < 4200 \text{ s} \quad (7.5)$$

$T_{moyenne}(t)$  est la moyenne des températures mesurées par les thermocouples FT1, FT2, FT3,

FT5 et FT6 au temps  $t$ . Il en découle que  $T_{ini} = T_{moyenne}(t = 3914)$ . L'équation (7.5) permet d'estimer au mieux la variation de température de la gouverne avec les données à disposition, en supposant que la température réelle pendant cette période a varié de la même manière que l'ont mesurée les thermocouples. La figure 7.19 illustre la reconstruction des températures initiales pour les mesures par thermographie infrarouge dans la zone autour du thermocouple FT1.

Au final les conditions initiales sont les suivantes :

$$\forall (x, y, z) \in \text{gouverne gauche} \quad T_{ini}(x, y, z) = 268,81 \text{ K} \quad (7.6)$$



**FIGURE 7.19** – Estimation des mesures de température initiales entre 3914 s et 4199 s, appliquée aux mesures de température par thermographie infrarouge dans la zone du thermocouple FT1

#### 7.2.4 Amélioration du conditionnement du problème inverse

Plusieurs résultats de la face intrados et de la face extrados sont présentés dans la suite de ce chapitre. Afin que les comparaisons entre les résultats à l'intrados et à l'extrados puissent être faites facilement, les résultats de ces deux faces sont orientés de la même manière, avec l'axe  $X$  dirigé vers la droite de la page, l'axe  $Y$  vers le haut de la page et l'axe  $Z$  qui sort de la page (dirigé vers vous le lecteur). Pour les résultats de l'extrados, c'est l'orientation naturelle où les résultats sont vus par le dessus. Pour les résultats de l'intrados, cette orientation nécessite un exercice de pensée : les résultats sont vus par le dessus en imaginant que la gouverne est invisible (permettant ainsi de voir à travers pour n'observer que la surface intrados).

Le problème inverse 3D permettant l'estimation du flux de chaleur net à la surface intrados de la gouverne gauche s'appuie sur deux méthodes pour améliorer son conditionnement : la méthode des pas de temps futurs de Beck qui rajoute des contraintes temporelles et la DCT (Transformée en Cosinus Discrète, présentée dans l'annexe C.2, page 254) qui rajoute des contraintes spatiales. Autrement exprimé, ces méthodes réduisent le nombre de degrés de liberté du problème. La méthode de Beck a été appliquée avec deux pas de temps futurs ( $N_F = 2$ ). Ce choix a été fait en suivant la même méthodologie que celle expliquée dans la partie 6.3.3 et ne sera pas approfondi d'avantage. Cette partie se concentre sur l'application de la DCT.



## Mise en place de la DCT

La résolution purement mathématique du problème inverse posé par la gouverne gauche implique l'estimation d'un flux de chaleur pour chaque maille de la surface intrados. Dans ce cadre purement mathématique chaque maille peut être traitée de manière indépendante, or dans la réalité ce n'est pas le cas puisque la répartition du flux de chaleur doit être continue dans l'espace. Cette réalité physique nécessite que l'estimation du flux de chaleur de chaque maille soit liée à l'estimation sur les mailles environnantes. La DCT permet justement de rajouter cette contrainte en traduisant la répartition du flux de chaleur par une famille de fonctions cosinus judicieusement sélectionnées dans ce but. Cependant cette sélection préalable des composantes fréquentielles de la répartition spatiale du flux de chaleur à l'intrados est la principale difficulté de la mise en œuvre de la DCT. Dans la suite de ce document les composantes fréquentielles de la DCT seront appelées « modes ».

La question naturelle avant d'appliquer la DCT est « Comment sélectionner les modes permettant une bonne représentativité de la répartition du flux de chaleur alors que ce dernier est justement l'inconnue du problème inverse? ». Il est possible de contourner cette difficulté en se tournant vers les données déjà connues, à savoir les cartes des températures. Si les conditions le permettent, la décomposition par la DCT de la répartition de la température et la décomposition par la DCT de la répartition du flux de chaleur peuvent être proches. Dans ce cas la sélection des modes de la DCT peut être réalisée en amont sur les cartes des températures (deux exemples [74][11]). Cependant l'application de la DCT aux cartes des températures de la gouverne n'est pas possible car la forme des zones exploitables ne le permet pas. La DCT est applicable à une zone rectangulaire alors que la sélection des températures est composée de cinq zones détachées. Finalement la sélection des modes de la DCT a été appliquée à la distribution du flux de chaleur de la base de données ATD de Dassault Aviation [133].

La sélection des modes à partir de la base de données ATD s'est déroulée de la manière suivante :

1. Création d'un maillage support de forme rectangulaire pour l'application de la DCT : maillage structuré cartésien 2D.
2. Déformation du maillage de la DCT pour couvrir la forme de la surface intrados de la gouverne.
3. Interpolation à chaque pas de temps renseigné de la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif de la base de données ATD sur le maillage support de la DCT.
4. Calcul des modes de la DCT. Les modes sont ensuite sélectionnés à l'aide d'un seuil au-dessus duquel ils sont gardés. La sélection finale est l'union de l'ensemble des modes sélectionnés sur les différents pas de temps renseignés.
5. Reconstruction par DCT inverse de la distribution du flux de chaleur à partir des modes sélectionnés. Cette étape a lieu sur le maillage de la DCT.
6. Interpolation à chaque pas de temps renseigné de la distribution du flux de chaleur reconstruite par DCT inverse sur le maillage 3D de la gouverne.
7. Comparaison à chaque pas de temps renseigné entre la distribution initiale du flux de chaleur de la base de données ATD et la distribution du flux de chaleur filtrée et reconstruite par la DCT.

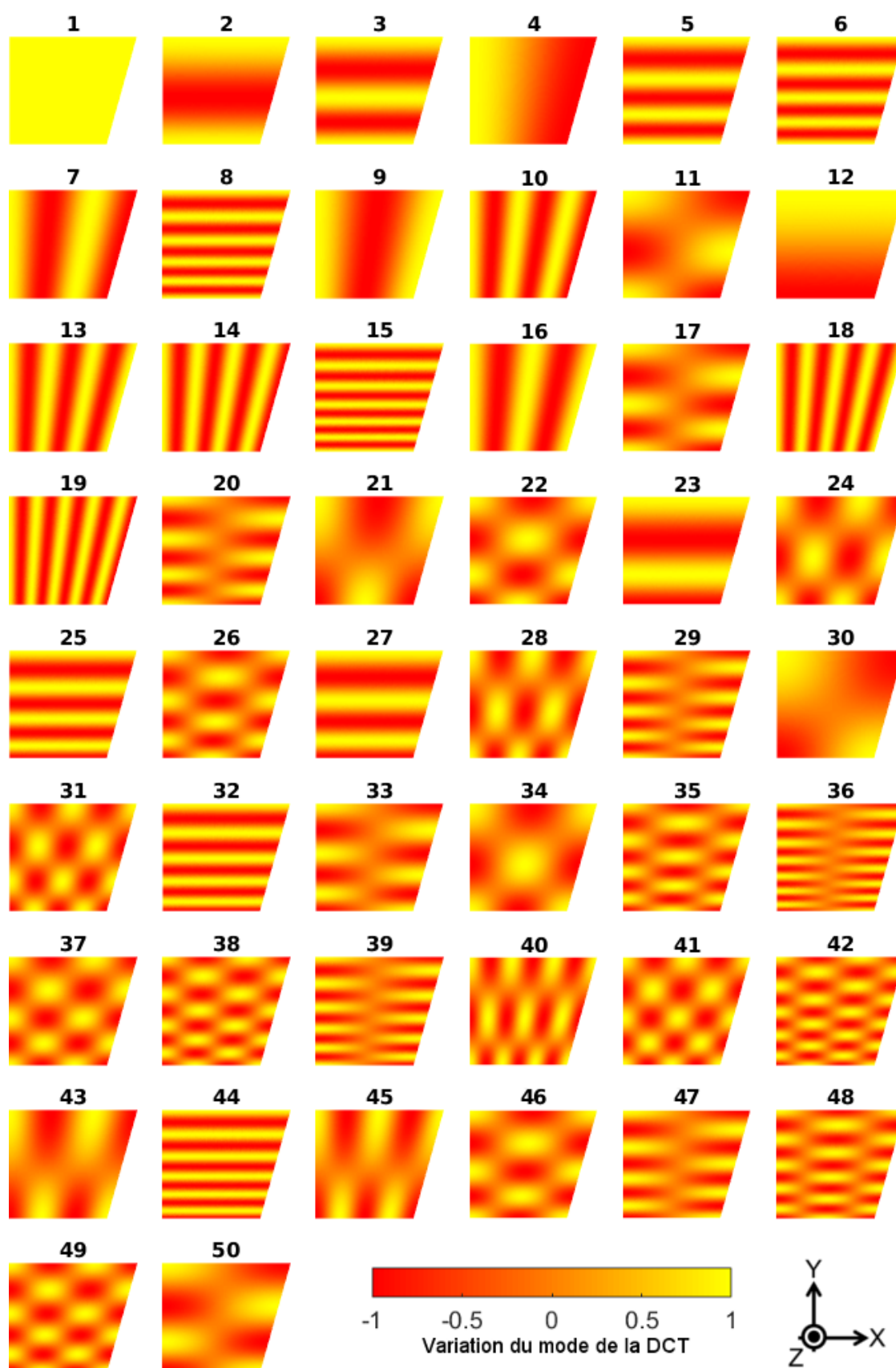


FIGURE 7.20 – Les cinquante modes sélectionnés lors de la DCT, classés par ordre décroissant d'amplitude

Ce travail a abouti à la sélection de cinquante modes de la DCT permettant une reconstruction de la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif avec une précision de  $\pm 3\%$  par rapport au flux de chaleur maximal de la base de données ATD. Les effets de la DCT sont doubles : le problème inverse est mieux conditionné et le nombre d'inconnues passe de 12169 à 50. En effet, le problème n'est plus l'estimation d'un flux de chaleur dans chacune des 12169 mailles de la surface intrados mais l'estimation de l'amplitude pour chacun des cinquante modes de la DCT. Les cinquante modes sélectionnés sont présentés dans la figure 7.20 par ordre décroissant d'amplitude. Les premiers modes sélectionnés varient globalement à des fréquences plus basses que les derniers modes sélectionnés puisque la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados est relativement lisse. Les premiers modes sélectionnés montrent aussi une nécessité de reproduire les variations selon l'axe  $Y$  plus importante que selon l'axe  $X$  afin de modéliser les variations du flux de chaleur proches des bords droite et gauche.

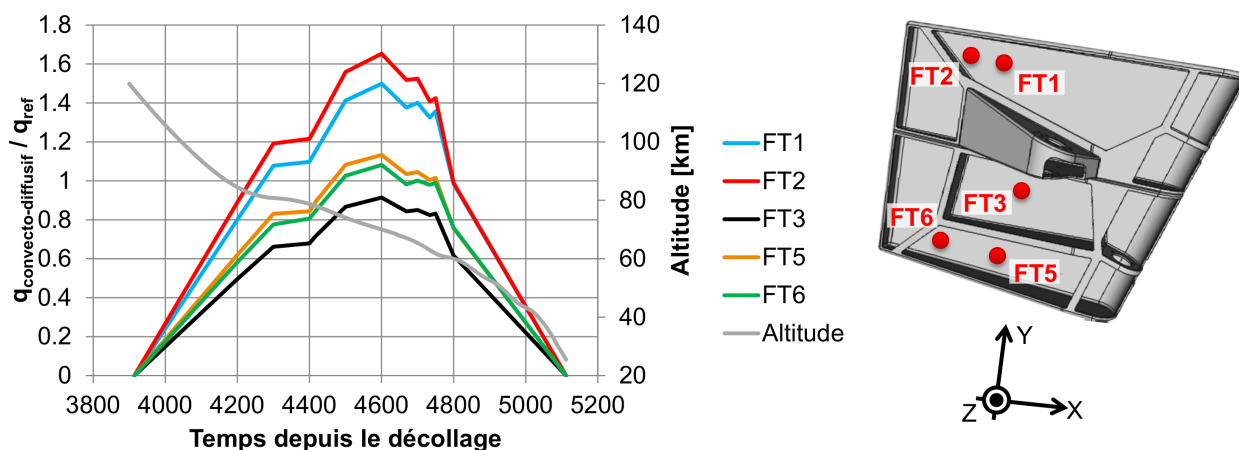
Afin de valider l'application de la DCT au problème inverse posé par la gouverne il a fallu générer un cas test. Ce cas test doit dans un premier temps valider que le problème a un conditionnement suffisamment bon pour que sa solution soit exploitable et dans un deuxième temps valider que les modes sélectionnés du flux de chaleur permettent une reconstruction par méthode inverse suffisamment précise de la répartition du flux de chaleur sur la face intrados.

### Cas test généré à partir de la base de données ATD de Dassault Aviation

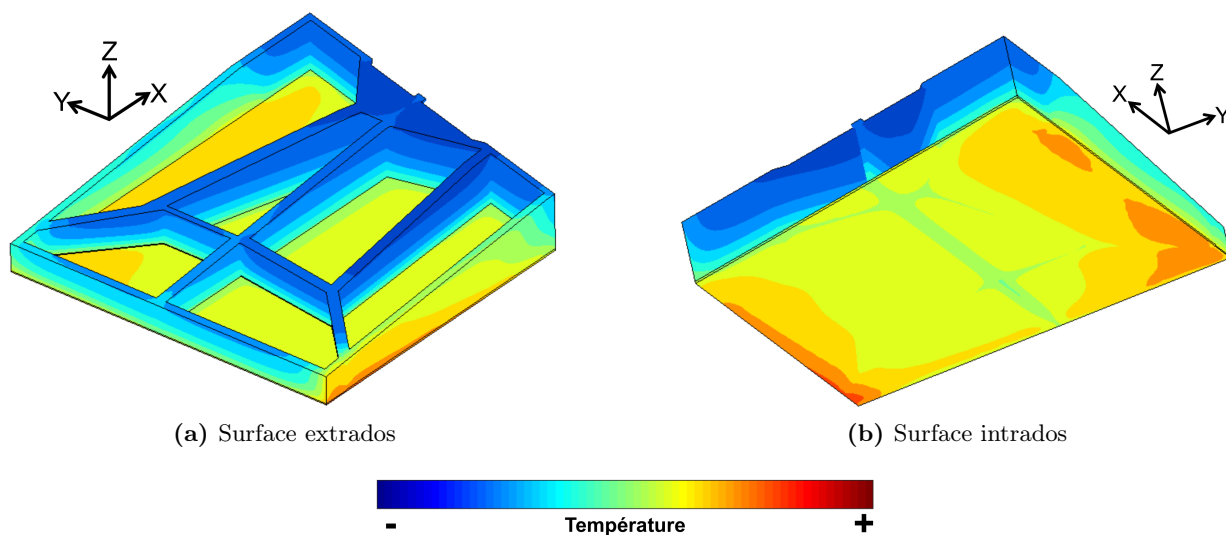
La validation de la méthode de résolution du problème inverse 3D de la gouverne gauche de l'IXV repose sur un cas test généré à partir des estimations de la base de données ATD de Dassault Aviation [133]. Pour rappel les points de vol renseignés sont 4200 s, 4300 s, 4400 s, 4417 s (Mach 25), 4500 s, 4600 s, 4669 s (Mach 20), 4700 s, 4734 s (Mach 17,75), 4750 s et 4800 s.

La préparation du cas test s'est déroulée en plusieurs étapes :

1. Réalisation d'un calcul direct de conduction de la chaleur avec les mêmes conditions aux limites que celles renseignées pour le calcul inverse (partie 7.2.3, page 161) sauf pour la surface intrados. La condition à la limite intrados a été construite de la même manière que celle des surfaces latérales externes (surfaces bleues de la figure 7.18), avec l'application des flux de chaleur issus de la base de données, une émissivité de la paroi égale à 0,8 et des échanges radiatifs avec un corps noir à 300 K. La condition initiale du calcul direct est la même que celle prévue pour la méthode inverse (équation (7.19), page 165), avec une température initiale uniforme de 268,81 K et aucun flux de chaleur appliqué aux surfaces. La figure 7.21 présente les valeurs du flux de chaleur imposées comme conditions à la limite intrados aux positions des thermocouples projetées sur l'intrados. La température de la gouverne estimée à 4500 s lors du calcul direct est présentée dans la figure 7.22. L'effet de la présence des renforts est bien visible sur la face intrados avec une baisse de température sous le renfort central (le plus épais avec 8,4 mm).
2. Extraction des températures estimées par le calcul direct pour recréer des cartes des températures. Les cartes des températures couvrent les mêmes zones que celles prévues pour la méthode inverse (mêmes dimensions, même résolution spatiale, même résolution temporelle). La figure 7.23 présente la carte des températures générée à 4500 s dans le cadre de ce cas test. Cette dernière peut être comparée à la figure 7.16d (page 160) qui présente la carte



**FIGURE 7.21** – Flux de chaleur convecto-diffusifs imposés à l'intrados de la gouverne pour le cas test basé sur la base de données ATD de Dassault Aviation, la position des flux de chaleur correspond à la position des thermocouples projetée sur la face intrados

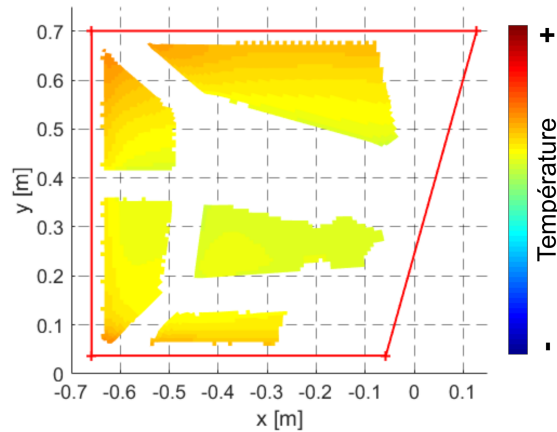


**FIGURE 7.22** – Température estimée à 4500 s pour le cas test construit à partir de la base de données ATD communiquée par Dassault Aviation

des températures mesurées à 4500 s. Il est intéressant de noter que les deux cartes ont des distributions de la température similaires avec les bords plus chauds.

3. Résolution du problème inverse 3D du cas test basé sur les cartes des températures générées lors de l'étape 2. Les conditions initiales et les conditions aux limites sont les mêmes que celles prévues pour le calcul inverse basé sur les mesures en vol (partie 7.2.3, page 161). La méthode de Beck est appliquée avec deux pas de temps futurs et la DCT s'appuie sur les cinquante premiers modes sélectionnés précédemment.
4. Extraction de la distribution du flux de chaleur net estimée par méthode inverse à la surface intrados de la gouverne gauche de l'IXV et estimation de la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif en posant le bilan thermique posé par l'équation (7.4) de la partie 7.2.3 :

$$q_{convecto-diffusif}(x, y, z, t) = q_{net}(x, y, z, t) + \varepsilon\sigma(T_s(x, y, z, t)^4 - T_\infty(t)^4) \quad (7.4)$$



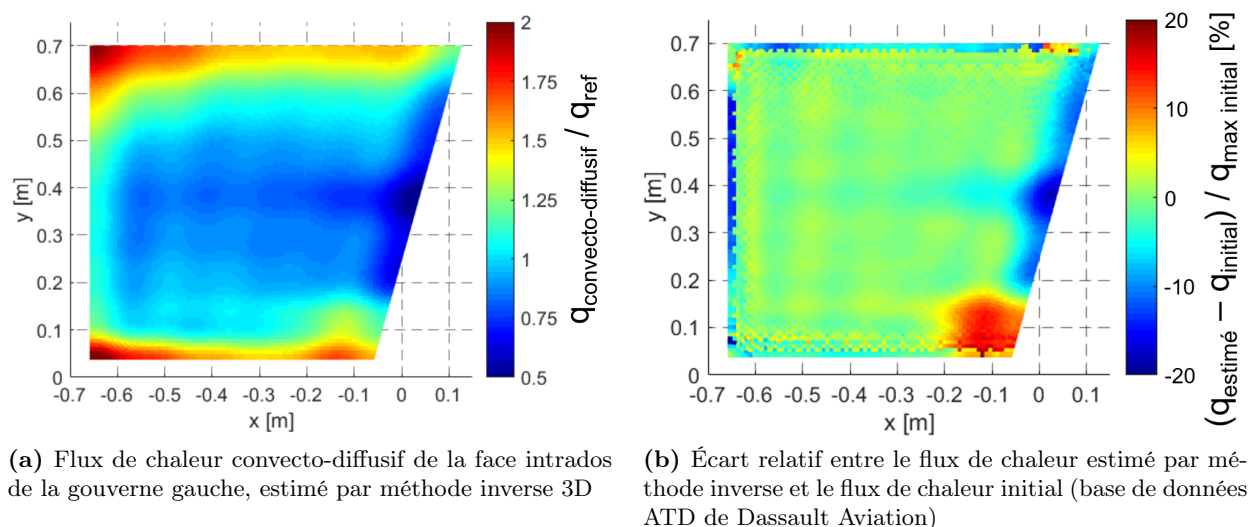
**FIGURE 7.23** – Carte des températures de la face extrados générée à 4500 s à partir du calcul direct basé sur la base de données ATD de Dassault Aviation

### Validation de l'utilisation de la DCT

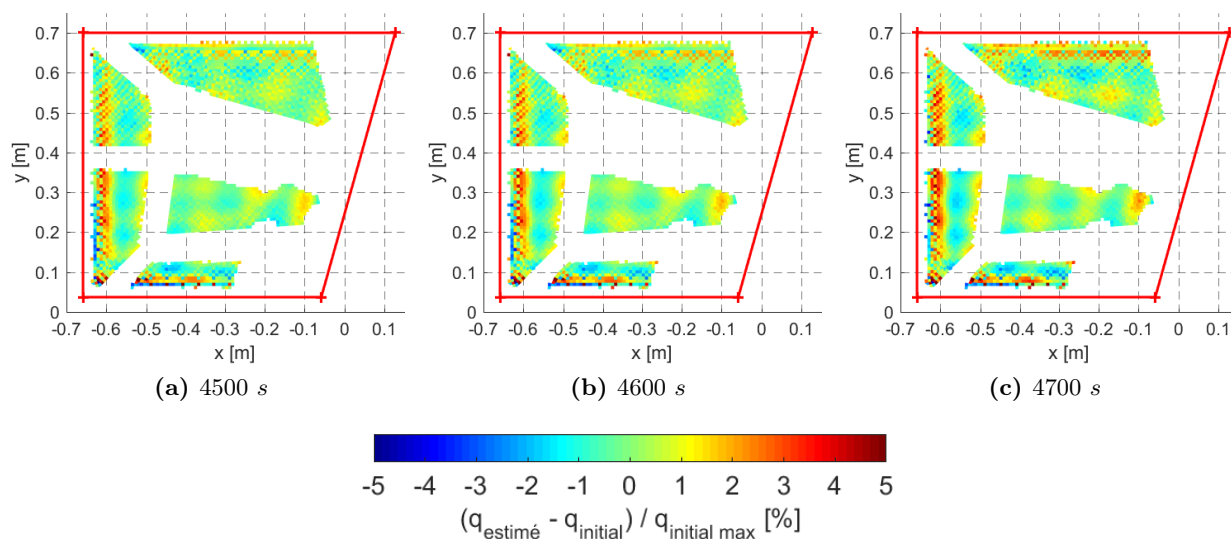
Le cas test basé sur la base de données ATD de Dassault Aviation a permis d'évaluer la bonne résolution du problème inverse 3D de la gouverne gauche de l'IXV avec la méthode des pas de temps futurs de Beck et par la sélection des modes de la DCT. La figure 7.24a présente le flux de chaleur convecto-diffusif estimé à l'intrados à 4500 s lors de l'étape 4, adimensionné par le flux de chaleur de référence  $q_{ref}$ . La figure 7.24b présente quant à elle l'écart relatif à l'intrados à 4500 s entre la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif estimée et la distribution du flux de chaleur initial de la base de données ATD de Dassault Aviation. Le terme  $q_{estimé}$  représente le flux de chaleur convecto-diffusif estimé lors de l'étape 4, le terme  $q_{initial}$  représente le flux de chaleur convecto-diffusif de la base de données ATD et le terme  $q_{max\ initial}$  représente le flux de chaleur convecto-diffusif maximal à l'intrados de la base de données ATD pour le point de vol étudié (ici 4500 s). Le choix d'adimensionner par le flux de chaleur initial maximal du point de vol permet de comparer les erreurs sur une seule et même échelle à un instant donné.

Cette première comparaison montre que les écarts sont compris entre  $\pm 20\%$ , cependant ils n'atteignent de telles valeurs que localement. Ce comportement avec des écarts locaux plus élevés est un résultat normal qui montre une limite de la méthode inverse. La zone centrée sur  $(X = -0,1\ m; Y = 0,1\ m)$  pour l'écart de  $+20\%$  et la zone zone centrée sur  $(X = 0\ m; Y = 0,4\ m)$  pour l'écart de  $-20\%$  sont en fait des zones qui n'étaient pas couvertes à l'extrados par des mesures de température, par conséquent ces zones n'ont pas été « guidées » localement par des mesures de température. Les valeurs estimées dans ces zones sont la somme des modes de la DCT dont les amplitudes ont été calculées pour permettre une reconstruction précise du flux de chaleur à l'intrados dans les zones couvertes par les mesures de température à l'extrados. Les écarts dans ces zones non renseignées ont été limités à  $\pm 20\%$  grâce à la DCT qui a restreint les variations spatiales à des basses fréquences. Il est d'ailleurs intéressant de noter les écarts relatifs dans la zone comprise entre  $X = -0,5\ m$  et  $X = -0,1\ m$  pour  $Y = 0,4\ m$  sont uniquement de  $\pm 5\%$  alors que cette dernière n'était pas couverte par des mesures de température à l'extrados.

Une deuxième comparaison est présentée par la figure 7.25, qui montre l'écart relatif à l'intrados entre les estimations par méthode inverse et les flux initiaux de la base de données ATD pour les zones couvertes à l'extrados par des mesures de température. Ces écarts sont relatifs au flux de chaleur convecto-diffusif maximal à l'intrados de la base de donnée ATD pour le point de vol considéré.



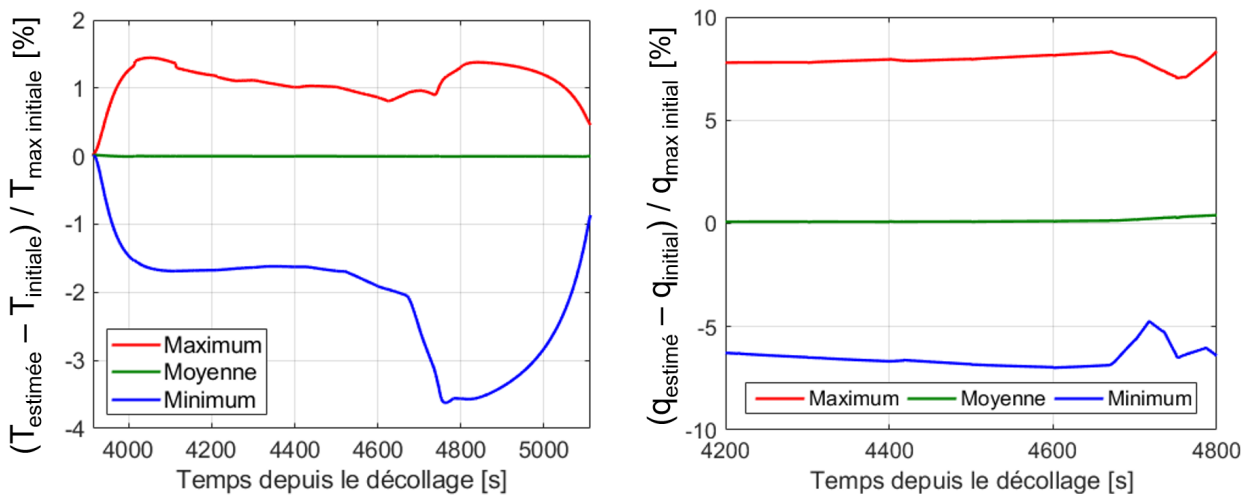
**FIGURE 7.24** – Flux de chaleur convecto-diffusif estimé à 4500 s par méthode inverse sur la face intrados à partir de la carte des températures générée dans le cadre du test construit à partir de la base de données ATD de Dassault Aviation



**FIGURE 7.25** – Écart relatif entre le flux de chaleur estimé par méthode inverse lors du cas test et le flux de chaleur initial (base de données ATD) estimé à la surface intrados - affichage uniquement pour les zones utiles des cartes des températures (zones en regard direct des mesures de température valides)

Les écarts relatifs dans cette figure sont de  $\pm 5 \%$ , à l'exception de quelques pixels le long du bord de droite ( $Y = 0,037 \text{ m}$ ). En complément la figure 7.26a présente l'écart de température maximal, minimal et sa moyenne, divisé par la température maximale de la base de données ATD au pas de temps en cours. Les estimations de température sont celles à l'extrados pour les zones couvertes par les mesures de températures. Le maximum est de 1,4 %, le minimum est de -3,6 % et la moyenne est contenue dans un intervalle entre 0,02 % et -0,01 %. La figure 7.26b a été construite suivant la même logique mais appliquée aux estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados pour les zones couvertes par les mesures de température à l'extrados. La période de temps de la figure 7.26b est comprise entre 4200 s et 4800 s car le flux de chaleur convecto-diffusif maximal en dehors de cette période est très faible, ce qui fait croître l'erreur relative alors que l'erreur ab-

solue est constante. Entre 4200 s et 4800 s le flux de chaleur convecto-diffusif a des valeurs plus importantes, ce qui permet une meilleure appréciation adimensionnée des écarts. Les valeurs des pixels en dehors des bornes  $\pm 5\%$  de la figure 7.25 sont renseignées par les courbes bleue et rouge de la figure 7.26b. Le maximum y est de 8,3 %, le minimum est de -7,0 % et la moyenne est contenue dans un intervalle entre 0,4 % et -0,07 %. La courbe verte de la figure 7.26a montre le bon fonctionnement mathématique de la méthode inverse : le critère des moindres carrés basé sur les écarts de température est bien minimisé, ses valeurs sont proches de zéro. La courbe verte de la figure 7.26b en montre la conséquence attendue : les écarts de flux de chaleur sont en moyenne très faibles.



(a) Écart relatif de la température estimée par méthode inverse à l'extrados par rapport à la température initiale maximale en fonction du temps

(b) Écart relatif du flux de chaleur convecto-diffusif estimé par méthode inverse à l'intrados par rapport au flux de chaleur initial maximal en fonction du temps

**FIGURE 7.26** – Comparaison entre les résultats du cas test de la méthode inverse et la base de données ATD de Dassault Aviation (données initiales) pour les zones couvertes par les mesures de température

Les résultats présentés permettent de valider la méthode de résolution du problème inverse 3D posé par la gouverne gauche de l'IXV. Les écarts relatifs présentés précédemment montrent notamment la bonne capacité des cinquante modes sélectionnés de la DCT à reconstruire la distribution de flux de chaleur initiale. Au final les erreurs d'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados pour les zones couvertes par des mesures de température à l'extrados sont contenues dans un intervalle de +8,3 % et -7,0 % pour la période comprise entre 4200 s et 4800 s (soit la période la plus chaude du vol). Le même intervalle s'étend à  $\pm 20\%$  pour l'estimation de l'ensemble de l'intrados. Il ne faut pas oublier que cette application a été réalisée par rapport à la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif estimée à partir de la base de données ATD de Dassault Aviation. Cette hypothèse est importante car les cinquante modes sélectionnés de la DCT ont été optimisés pour cette distribution. La distribution réelle du vol est différente et il peut y avoir des erreurs supplémentaires d'estimation puisque les cinquante modes n'ont pas été sélectionnés par rapport à cette distribution réelle. Cependant ces écarts supplémentaires d'estimation devraient être limités, car d'après les premières comparaisons les distributions de température de la base de données ATD sont proches de la réalité. Ces écarts supplémentaires ne sont pas estimables avec les éléments à disposition et ne seront pas pris en compte par la suite, mais il est important de noter leur présence.

### 7.2.5 Incertitudes dues aux conditions aux limites des surfaces latérales

L'estimation du flux de chaleur à l'intrados de la gouverne gauche repose sur les conditions aux limites qui ont été renseignées à partir de la base de données ATD de Dassault Aviation. Cependant ces conditions aux limites ne sont pas des données exactes et il est nécessaire de connaître l'impact des incertitudes venant de ces dernières. Cette analyse touche les surfaces latérales gauche, arrière et droite.

L'estimation des effets des incertitudes des conditions aux limites a reposé sur le cas test construit à partir de la base de données ATD. Pour cela deux problèmes inverses supplémentaires ont été préparés en s'appuyant sur les cartes des températures de l'extrados du cas test, avec dans un cas les conditions aux limites latérales surestimées et dans l'autre cas les conditions aux limites latérales sous-estimées. La comparaison entre les estimations des problèmes inverses avec les conditions aux limites modifiées et les estimations du cas test a alors permis d'en déduire les effets de ces incertitudes. Les comparaisons n'ont pas été faites par rapport aux flux de chaleur initiaux de la base de données, car dans ce cas l'erreur estimée aurait englobé en plus l'erreur due à la méthodologie de résolution du problème inverse.

Les deux problèmes inverses préparés pour cette analyse étaient les suivants :

- **Cas avec une sous-estimation des conditions aux limites latérales** : les surfaces latérales gauche, arrière et droite comportent uniquement une condition d'équilibre radiatif. Cela revient à supposer que les flux de chaleur de ces surfaces renseignés par Dassault Aviation sont nulles.
- **Cas avec une sur-estimation des conditions aux limites latérales** : les surfaces latérales gauche, arrière et droite comportent une condition d'équilibre radiatif et les flux de chaleur imposés de la base de données sont multipliés par un facteur deux.

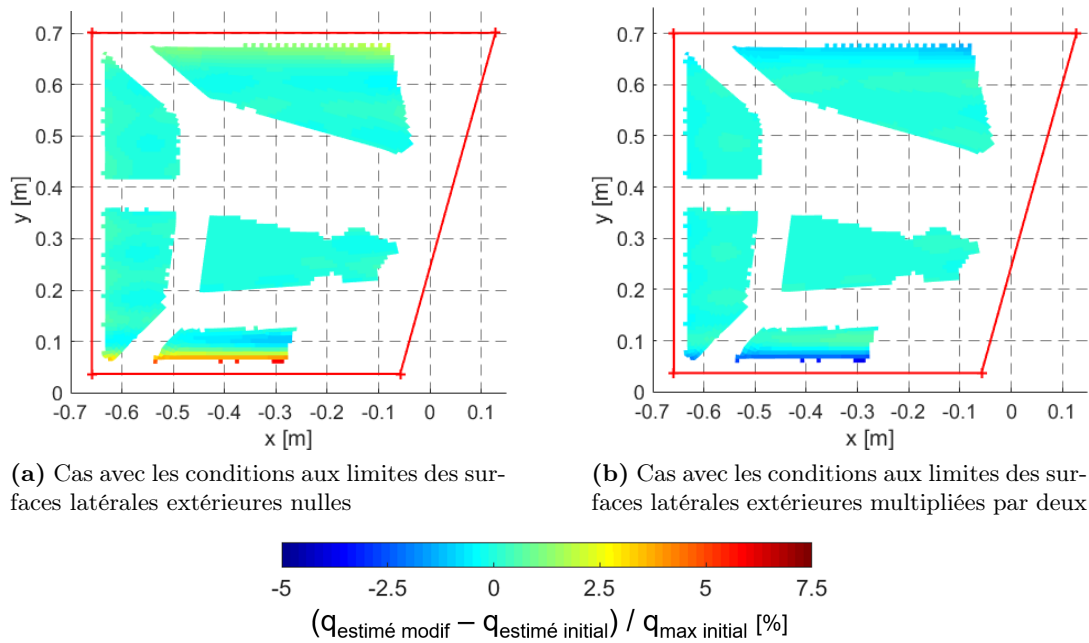
Les écarts obtenus dans ces deux cas sont présentés dans les figures 7.27a et 7.27b pour le point de vol 4700 s. L'écart relatif a été calculé de la manière suivante :

$$\text{écart relatif} = \frac{q_{\text{estimé modif}} - q_{\text{estimé initial}}}{q_{\text{initial max}}} \quad (7.7)$$

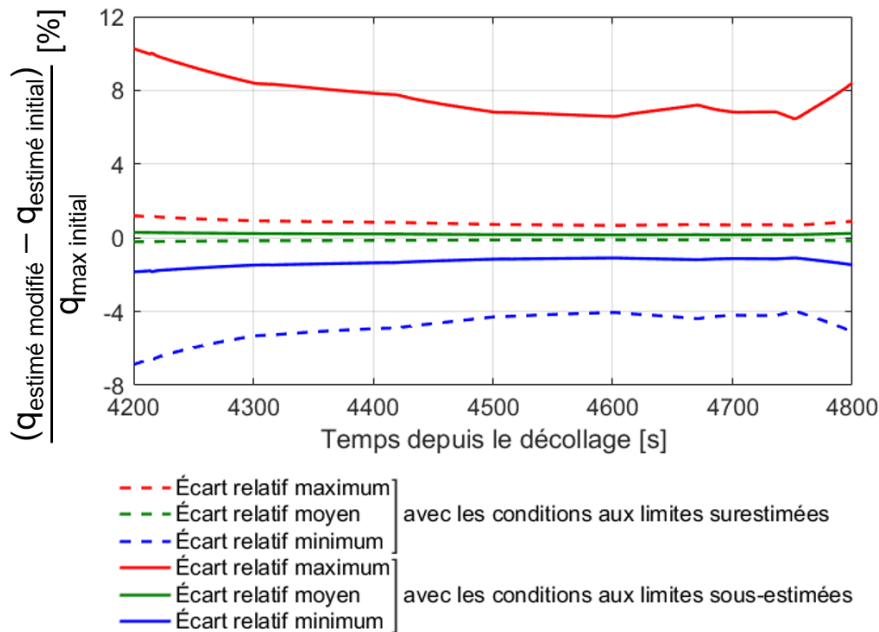
Avec  $q_{\text{estimé modif}}$  le flux de chaleur convecto-diffusif estimé par le problème inverse avec les conditions aux limites latérales surestimées ou sous-estimées,  $q_{\text{estimé initial}}$  le flux de chaleur convecto-diffusif estimé lors du problème inverse avec les conditions aux limites normales et  $q_{\text{initial max}}$  le flux de chaleur convecto-diffusif maximal de la base de données ATD de Dassault Aviation au pas de temps étudié. La division par  $q_{\text{initial max}}$  a été choisie pour rendre cet écart relatif comparable aux écarts relatifs calculés lors de la validation de l'utilisation de la DCT. Les deux résultats de la figure 7.27 montrent que les conditions aux limites des surfaces latérales ont un faible impact sur la résolution du problème inverse. Les seuls effets perceptibles sont au niveau des premiers pixels des bords, au centre l'estimation est la même dans les deux cas.

La figure 7.28 présente les écarts relatifs maximaux, minimaux et leur moyenne obtenus au cours du temps pour les deux cas pour les zones couvertes à l'extrados par des mesures de température. Les écarts relatifs en fonction du temps ont été calculés à l'aide de l'équation (7.7). Cette figure montre qu'au final, pour la période de temps comprise entre 4200 s et 4800 s les écarts relatifs sont compris entre -7 % et +10 %. Ces deux valeurs ont été estimées à 4200 s, soit au début de la





**FIGURE 7.27** – Effets des conditions aux limites des surfaces latérales gauche, arrière et droite sur l'estimation par méthode inverse 3D du flux convecto-diffusif à la surface intrados à 4700 s - la légende est détaillée avec l'équation (7.7)



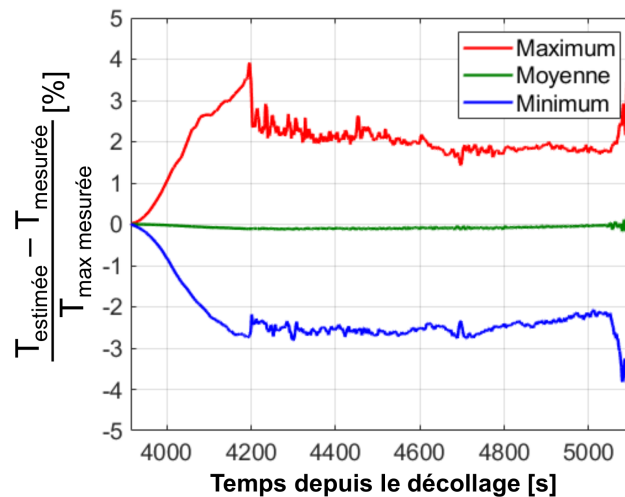
**FIGURE 7.28** – Effets des conditions aux limites des surfaces latérales sur l'estimation par méthode inverse 3D du flux convecto-diffusif à la surface intrados, en fonction du temps - la légende est détaillée avec l'équation (7.7)

période de temps étudiée. Cela est dû à la division par le flux de chaleur initial qui est plus faible à ce moment-là du vol puis augmente par la suite. Il est surtout important de noter la variation de la moyenne, comprise entre -0,11 % et 0,16 %, qui montre la robustesse de l'estimation par méthode inverse 3D.

Au final les résultats présentés montrent que les incertitudes sur les conditions aux limites latérales gauche, arrière et droite ont un impact faible sur les estimations par méthode inverse 3D pour les zones couvertes à l'extrados par des mesures de température.

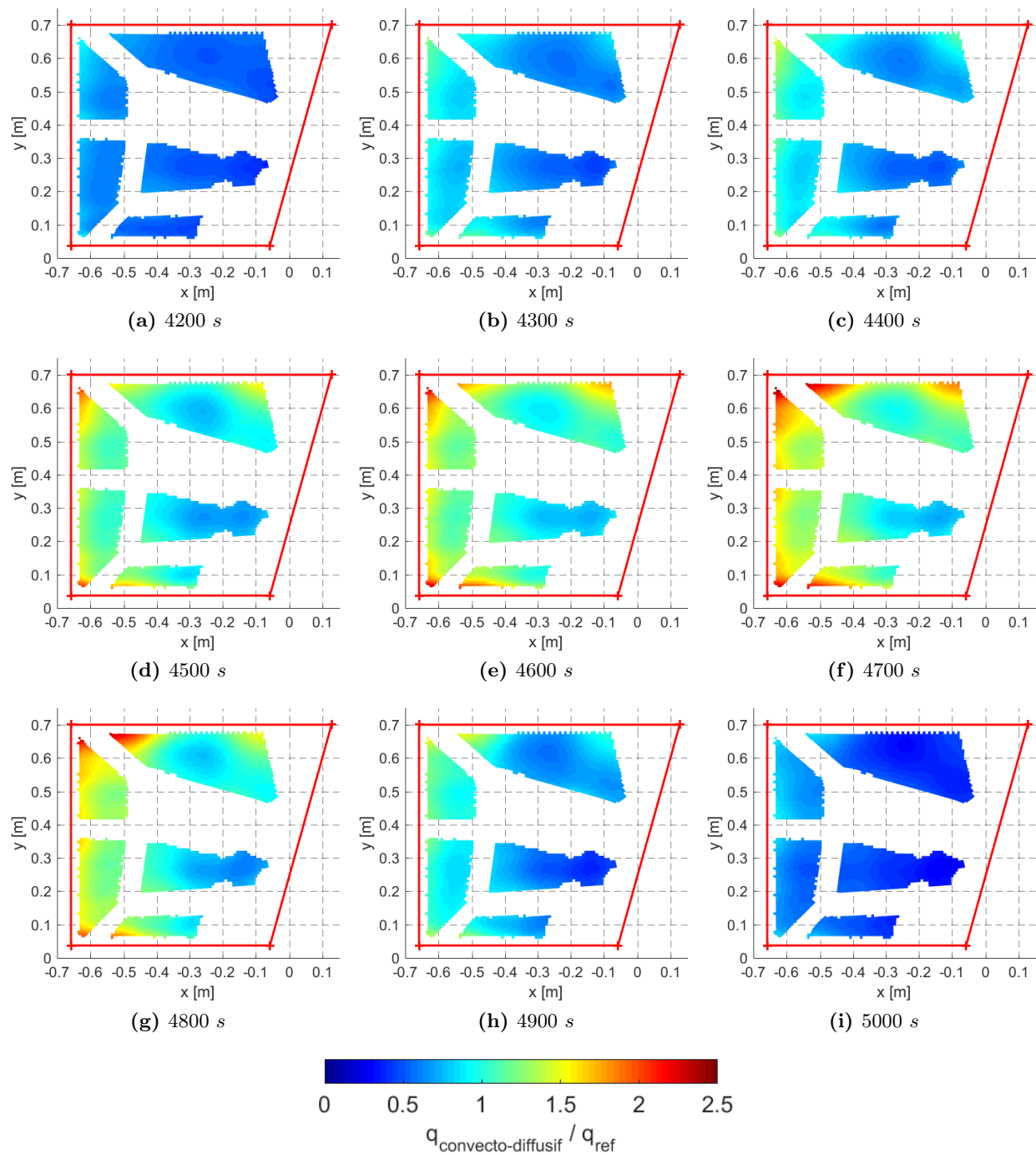
### 7.2.6 Présentation des résultats du problème inverse 3D

La figure 7.30 présente les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche pour les zones couvertes à l'extrados par les mesures de température. Les résultats ont été adimensionnés par le flux de chaleur de référence  $q_{ref}$ . En complément, la figure 7.29 montre la variation des résidus obtenus au cours du temps, pour la résolution du problème inverse 3D de conduction de la chaleur. Pour ce calcul, les 1,5 % résidus maximaux et les 1,5 % résidus minimaux ont été supprimés. Ces derniers correspondent aux résidus calculés à l'emplacement des thermocouples. Or, comme il sera montré dans le quatrième point de la partie 7.4 (page 191), la méthode de résolution n'est pas adaptée aux zones des thermocouples car elles présentent de rapides variations spatiales de la température. Les résidus sont calculés ici pour les zones couvertes par des mesures de température, en dehors des régions perturbées par la présence des thermocouples. Deux éléments sont à retenir. Premièrement, la moyenne des résidus est très faible ( $\pm 0,2$  %), ce qui montre la bonne minimisation du critère des moindres carrés. Deuxièmement, les valeurs du résidu maximal et du résidu minimal au cours du temps sont du même ordre de grandeur que le bruit des mesures de la caméra, qui est de  $\pm 3$  %. Ce dernier résultat montre la bonne application de la DCT et de la méthode de Beck pour l'amélioration du conditionnement : des résidus avec une valeur absolue plus basse n'auraient pas de valeur physique car au-delà de cette précision les phénomènes observés sont masqués par le bruit, et des résidus avec une valeur absolue plus grande impliqueraient que la modélisation des phénomènes pourrait être améliorée.



**FIGURE 7.29** – Résidus maximaux, moyens et minimaux au cours du temps, obtenus lors de la résolution du problème inverse 3D de conduction de la chaleur de la gouverne gauche à partir des cartes des températures obtenues par thermographie infrarouge -  $T$  est la température

À cet instant de l'étude les résultats sont uniquement préliminaires, la discussion complète des résultats a lieu à la fin du chapitre, dans la partie 7.4 (page 190). La partie suivante présente une étude complémentaire par méthode inverse 1D à l'emplacement des thermocouples de la gouverne. Comme cette approche 1D apporte des éléments nouveaux pour l'étude 3D il a été jugé plus judicieux de commenter tous les résultats en une seule fois à la fin.



**FIGURE 7.30** – Estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche pour les zones couvertes à l'extrados par les mesures de température

### 7.3 Étude complémentaire à l'emplacement des thermocouples, basée sur une résolution 1D du problème inverse

L'estimation par méthode inverse 3D des flux de chaleur à l'intrados de la gouverne doit être complétée par une étude de sensibilité afin de calculer un intervalle d'incertitude. Cette étude implique de lancer d'un grand nombre de calculs supplémentaires, or la réalisation d'estimations 3D est longue. Afin d'alléger le problème inverse 3D initial, la possibilité de le réduire localement

à un problème inverse 1D est investiguée au cours de cette partie.

### 7.3.1 Étude préliminaire pour l'utilisation d'un modèle thermique 1D

Cette étude s'ouvre sur les résultats présentés par la figure 7.31. Ces derniers sont les écarts relatifs entre une simulation directe, basée sur les flux de chaleur de la base de données ATD de Dassault Aviation dans le domaine base uniquement (la gouverne sans les renforts, voir figure 7.9 page 154), par rapport aux températures estimées lors d'un même calcul direct mais sur le maillage complet de la gouverne (domaine base et domaine renforts). Ces écarts relatifs permettent de montrer les effets des renforts sur le champ de température à l'emplacement des thermocouples. Les résultats de la figure 7.31 montrent que les écarts relatifs de température à ces emplacements sont inférieurs à 2 %. La figure 7.31 ne montre que la période 4200 s - 4800 s pour deux raisons. Premièrement c'est la période principale étudiée dans ce document, car c'est au cours de cette période que les échauffements maximaux ont eu lieu. Deuxièmement, les écarts relatifs sont calculés par rapport à des températures qui varient au cours du temps. Entre 3914 s et 4200 s la température de la gouverne est basse, ce qui fait augmenter l'écart relatif alors que l'erreur absolue est elle-même faible. Le même phénomène a lieu au-delà de 4800 s pendant la phase de refroidissement de la gouverne. Par conséquent ces périodes n'ont pas été prises en compte car jugées non représentatives de l'erreur d'estimation.

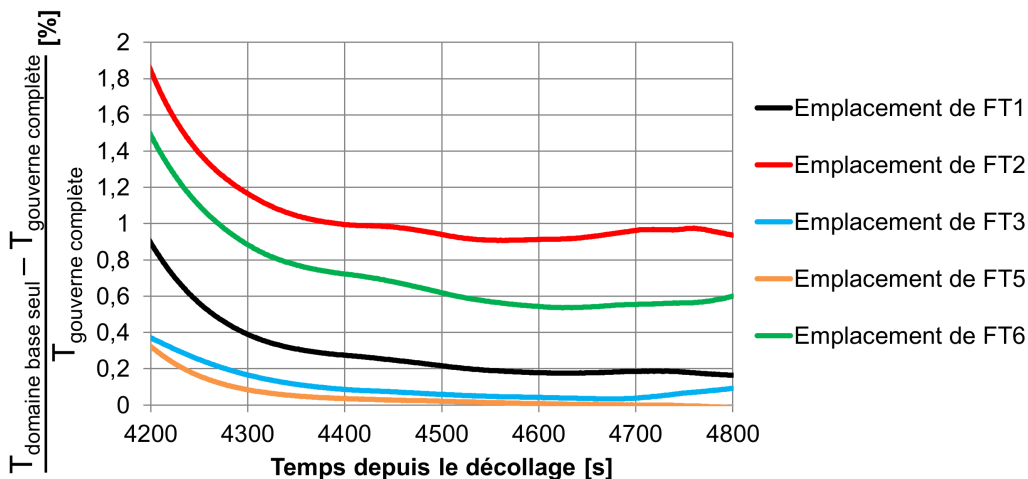


FIGURE 7.31 – Écart relatif de température d'une simulation directe dans le domaine base uniquement par rapport à une simulation directe de la gouverne gauche complète

L'écart relatif maximum est inférieur à 2 % pour la période 4200 s - 4800 s, or les mesures de température par thermographie infrarouge de la surface extradors de la gouverne ont été réalisées avec une précision de  $\pm 3$  % d'après les industriels en charge de l'IXV [133]. Comme l'effet dû à l'absence de renforts est inférieur à la précision des mesures de température, il a été supposé que les flux de chaleur à l'emplacement des thermocouples pouvaient être étudiés sans prendre en compte les renforts. Dans ce cas le milieu étudié est juste le fond de la gouverne. Une étude du nombre de Fourier, similaire à celle menée dans la partie 6.2.2 (page 126), a été menée à l'emplacement des thermocouples. Cette dernière a montré que les flux de chaleur dans les directions parallèles à la paroi (plan XY) sont négligeables par rapport aux flux de chaleur dans la direction normale à la paroi (axe Z), par conséquent l'étude du fond plat de l'IXV peut être menée avec un modèle thermique 1D. Le milieu étudié est alors réduit à une ligne de C/SiC Keraman<sup>®</sup> de 3,7 mm d'épaisseur.

La figure 7.32 présente le problème 1D à l'emplacement d'un thermocouple. La mesure de température du problème inverse est soit celle du thermocouple à la surface, soit celle réalisée par thermographie infrarouge à proximité du thermocouple. Les mesures par thermographie infrarouge associées à la position d'un thermocouple ne sont jamais prises à la position exacte du thermocouple, car ce dernier a été vu par la caméra comme un point froid. Les mesures par thermographie infrarouge associées à la position d'un thermocouple sont en fait la moyenne des mesures de la caméra autour du point froid du thermocouple.

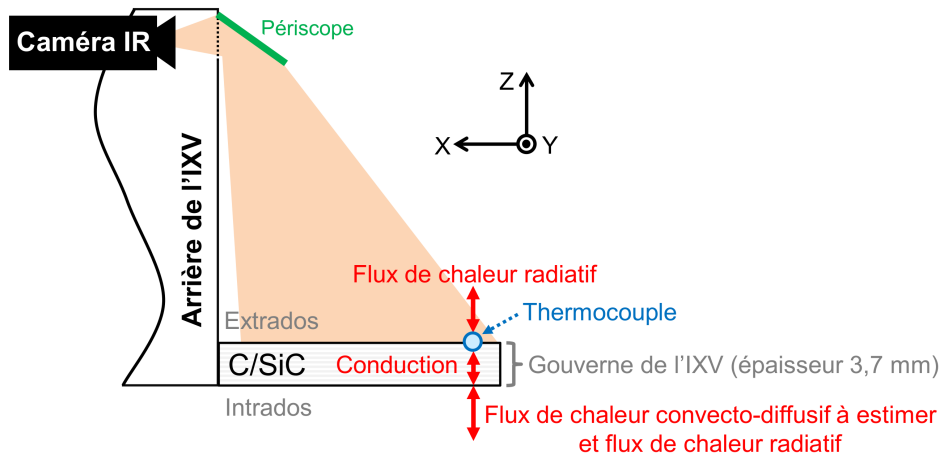


FIGURE 7.32 – Problème 1D de la conduction de la chaleur dans la gouverne gauche de l'IXV

### Conditions aux limites et conditions initiales

Les conditions aux limites et initiales sont les mêmes que celles du problèmes 3D mais adaptées en 1D, à savoir :

- **Surface limite intrados :** La condition de la surface intrados est celle qui doit être estimée par méthode inverse, par conséquent elle n'est pas renseignée. Le traitement de cette surface est similaire à celui de la surface externe lors de l'application de la méthode inverse 1D pour les thermocouples (partie 6.3.2, page 129) et lors de l'application 3D de ce chapitre page 163. Le flux de chaleur estimé par méthode inverse est le flux de chaleur net à partir duquel le flux de chaleur convecto-diffusif est estimé. L'équation suivante rappelle le bilan thermique à la surface intrados qui permet le calcul du flux de chaleur convecto-diffusif :

$$q_{convecto-diffusif}(z, t) = \underbrace{q_{net}(z, t)}_{\text{estimé par méthode inverse}} + \underbrace{\varepsilon(T_s)\sigma(T_s^4(z, t) - T_\infty^4(t))}_{\text{transferts radiatifs}} \quad (7.8)$$

L'émissivité du C/SiC Keraman<sup>®</sup> est estimée en fonction de la température à l'aide des travaux de Panerai et al. [116], présentés dans la partie 5.3.3 (page 109).

- **Surface limite extrados :** La condition de la surface extrados a été construite à partir des hypothèses suivantes : l'atmosphère terrestre à longue distance est considérée comme un corps noir dont la température varie en fonction de l'altitude, le C/SiC Keraman<sup>®</sup> à la surface de la gouverne est considéré comme un corps gris dont l'émissivité dépend de la température et l'absorptivité du C/SiC Keraman<sup>®</sup> est supposée égale à son émissivité. L'émissivité du

*C/SiC* Keraman<sup>®</sup> a été estimée en fonction de la température à l'aide des travaux de Panerai et al..

$$q_{extrados}(t) = \varepsilon(T_s)\sigma(T_\infty^4 - T_s^4(t)) \quad (7.9)$$

- **Conditions initiales** : Les conditions initiales de température et de flux de chaleur ont été construites de la même manière que lors de la partie 7.2.3 (page 164). Cela comporte un instant initial à 3914 s, avec l'hypothèse de flux nuls à la paroi et les températures entre 3914 s et 4200 s reconstruites à partir de l'équation (7.5) page 164. Au final les conditions initiales sont les suivantes :

$$\forall z, T_{initiale}(z) = 268,81 \text{ K} \quad (t = 3914s) \quad (7.10)$$

Une fois le problème inverse 1D posé, il a été appliqué aux mesures de températures réalisées par thermographie infrarouge à l'emplacement des thermocouples. Ces calculs doivent valider définitivement l'utilisation d'un modèle 1D en faisant une comparaison avec les estimations 3D.

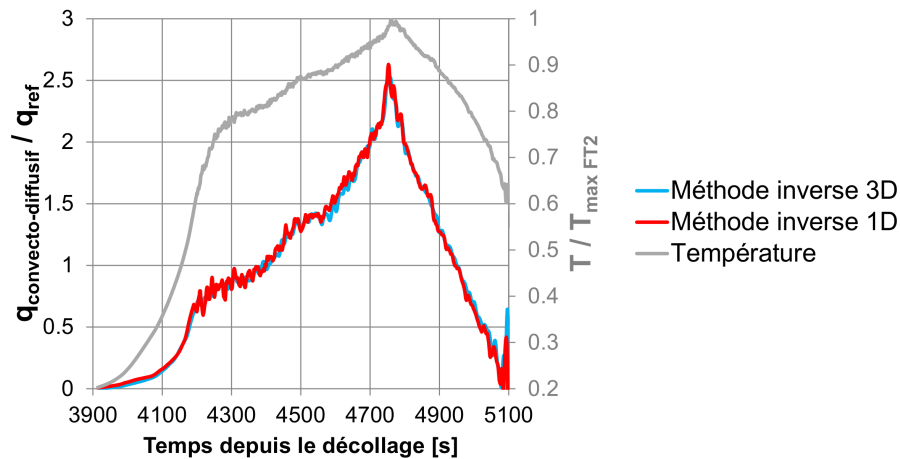
### Amélioration du conditionnement

Le bon conditionnement des problèmes inverses 1D de conduction de la chaleur appliqués à la gouverne gauche de l'IXV a été assurée par la méthode des pas de temps futurs de Beck (méthode présentée dans la partie 3.3.1 page 59). Le choix du nombre de pas de temps futurs  $N_F$  a reposé sur la même méthode que celle utilisée lors de la partie 6.3.3 (page 131). Au final la méthode de Beck s'est appuyée sur deux pas de temps futurs ( $N_F = 2$ ).

### Comparaison des résultats de la méthode inverse 1D appliquée aux mesures par thermographie infrarouge avec les résultats de la méthode inverse 3D

Afin de valider l'utilisation d'un modèle thermique 1D, ses résultats obtenus à partir des mesures de température par thermographie infrarouge ont été comparés aux résultats obtenus par la méthode inverse 3D. La figure 7.33 présente la comparaison pour les résultats à l'emplacement du thermocouple FT2. Ce cas a été choisi comme exemple parmi les cinq emplacements de thermocouple car le flux de chaleur convecto-diffusif y est le plus important. Les résultats obtenus à l'emplacement des autres thermocouples sont présentés dans la figure E.16 de l'annexe E.5, page 273.

Les résultats à l'emplacement des thermocouples montrent que les méthodes inverses 1D et 3D ont des résultats relativement proches. Pour l'emplacement du thermocouple FT2, les écarts entre les estimations 1D et 3D sont compris dans un intervalle de  $+0,14 q_{ref} / -0,12 q_{ref}$ , soit  $+5,6 \% / -4,8 \%$  du flux convecto-diffusif estimé 3D maximal. Les causes possibles des écarts sont multiples : modèle thermique 1D (non prise en compte de la présence des renforts ni de la conduction thermique dans le plan  $XY$ ), valeurs différentes de l'émissivité de la surface extrados, écarts dus aux méthodes pour l'amélioration du conditionnement... Cependant les faibles écarts montrent que le modèle 1D permet une bonne reconstruction du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'emplacement des thermocouples. Ces résultats et les faibles écarts de température de la figure 7.31 valident l'utilisation de la méthode inverse basée sur un modèle thermique 1D pour l'estimation du flux convecto-diffusif à l'intrados de l'emplacement des thermocouples.



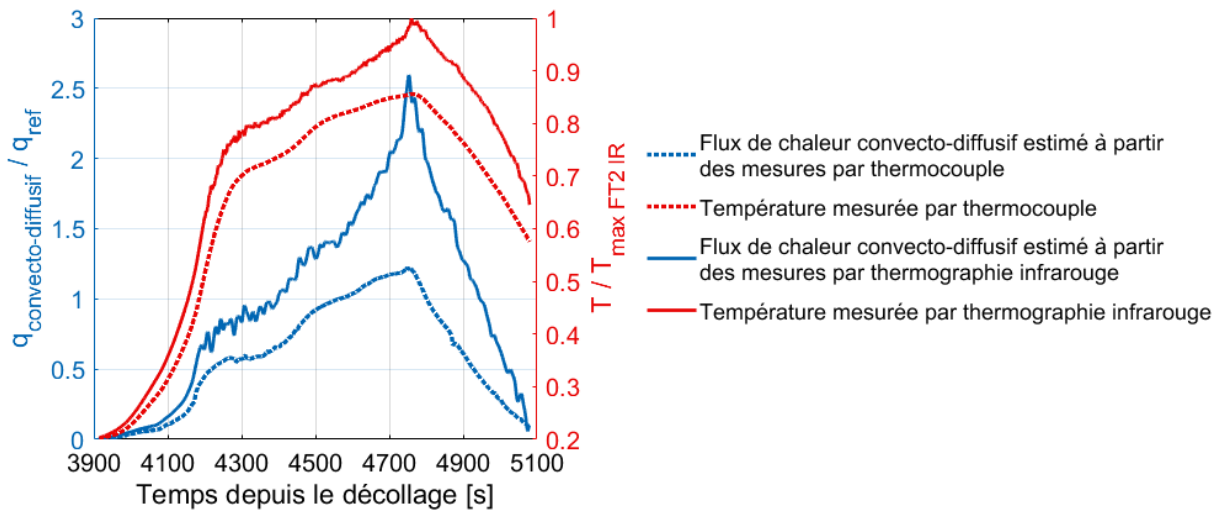
**FIGURE 7.33** – Comparaison des estimations par méthodes inverses 1D et 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche, basées sur les mesures de température par thermographie infrarouge dans la zone du thermocouple FT2

### Comparaison des estimations par méthode inverse 1D basées sur les mesures par thermographie infrarouge et des estimations par méthode inverse 1D basées sur les mesures des thermocouples

Cette partie consiste en une comparaison entre les estimations par méthode inverse 1D basées sur les mesures par thermographie infrarouge et les estimations par méthode inverse 1D basées sur les mesures des thermocouples. Les mesures et les estimations réalisées à l'emplacement du thermocouple FT2 sont présentées dans la figure 7.34. Les mesures de température et les estimations par méthode inverse à l'emplacement des thermocouples FT1, FT2, FT3, FT5 et FT6 sont présentées dans la figure E.17 de l'annexe E.6 (page 274). Pour rappel les mesures par thermographie infrarouge ne sont pas extraites à l'emplacement exact du thermocouple, mais sont la moyenne des valeurs des pixels autour du thermocouple. Le but des mesures par thermographie infrarouge est de représenter ce qu'aurait mesuré la caméra à l'emplacement du thermocouple s'il n'y avait pas eu ce dernier.

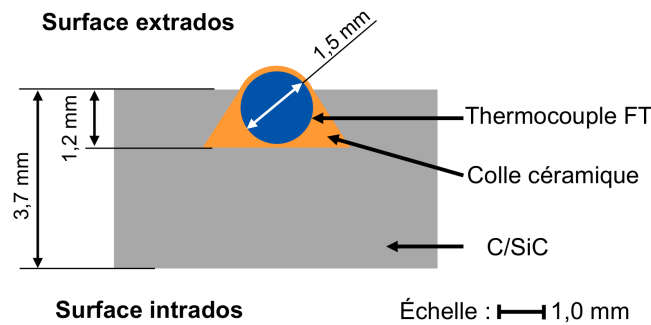
Avant toute chose il est intéressant de comparer les données d'entrée, à savoir les mesures de température. D'après les résultats présentés, les thermocouples ont systématiquement mesuré des températures plus basses que la caméra infrarouge. Cette différence de température a un effet important sur les estimations par méthode inverse, comme le montre la figure 7.34 où à 4750 s l'estimation à partir des mesures par thermographie infrarouge est deux fois plus importante que celle à partir des mesures par thermocouple. La question naturelle une fois ce constat établi est : quel type de mesure est plus représentatif de la température à l'extrados de la gouverne ?

Les cartes des températures obtenues par thermographie infrarouge montrent les thermocouples comme des points froids. Cet effet est vraiment dû à une baisse locale de température puisque le traitement des mesures brutes de la thermographie infrarouge par Roesgen et al. [125] pour le calcul des cartes des températures est indépendant de l'émissivité de la surface. Par ailleurs Roesgen et al. montrent dans leurs travaux [125] que les mesures par thermographie infrarouge à l'emplacement exact des thermocouples sont concordantes avec les mesures par thermocouple. L'une des hypothèses pouvant expliquer cette baisse locale de température est la différence des propriétés



**FIGURE 7.34** – Comparaison des estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche, basées sur les mesures de température du thermocouple FT2 et par thermographie infrarouge

thermiques de la colle céramique par rapport aux propriétés thermiques du *C/SiC* Keraman<sup>®</sup> couplé à l'aspect fortement intrusif de l'extrémité des thermocouples. L'installation des thermocouples à la surface extrados de la gouverne a été présentée dans la partie 5.5.2 mais est rappelée ici avec la figure 7.35. Cette figure qui est à l'échelle montre que le thermocouple est inséré dans presque un tiers de l'épaisseur de la gouverne. La colle céramique autour du thermocouple doit assurer une bonne conduction thermique entre la gouverne et le thermocouple. Cependant ce montage perturbe localement les transferts de chaleur et par conséquent la température à la surface extrados de la gouverne.



**FIGURE 7.35** – Emplacement d'un thermocouple dans la rainure de la surface extrados d'une des gouvernes [119]

Le caractère intrusif du thermocouple n'a pas été pris en compte lors de l'estimation par méthode inverse 1D basée sur les mesures des thermocouples, or cela aurait dû l'être. Les résultats des figures 7.34 et E.17 basées sur les mesures des thermocouples sont de mauvaises estimations puisqu'elles simulent 3,7 mm de *C/SiC* Keraman<sup>®</sup> et non l'installation complète présentée dans la figure 7.35. Faute de données sur les propriétés thermiques des thermocouples et de la colle céramique, les estimations 1D basées sur les mesures des thermocouples n'ont pas été relancées avec un milieu plus représentatif du montage réel. Les estimations réalisées à partir des mesures par thermographie infrarouge restent quant à elles considérées comme valides comme la caméra est



non intrusive et que le milieu étudié est vraiment une plaque de 3,7 mm de C/SiC Keraman<sup>®</sup>.

Au final cette comparaison a mis en avant les points suivants :

- Les mesures de température réalisées par les thermocouples sont plus basses que celles réalisées par thermographie infrarouge. Cela serait dû à l'aspect intrusif des thermocouples qui fait varier localement les propriétés thermiques.
- Les estimations par méthode inverse 1D basées sur les mesures des thermocouples ne prennent pas en compte l'installation des thermocouples qui représentent environ un tiers de l'épaisseur du milieu à simuler. Cette non prise en compte explique notamment les écarts par rapport aux estimations 1D basées sur les mesures par thermographie infrarouge.
- Les estimations par méthode inverse 1D basées sur les mesures des thermocouples ne sont pas considérées comme valides suite à la non prise en compte de l'aspect intrusif des thermocouples.
- Les estimations par méthode inverse 1D basées sur les mesures par thermographie restent considérées comme valides malgré ses hypothèses simplificatrices (modélisation simplifiée des transferts radiatifs et les effets du phénomène de réflexion sont négligeables d'après Roesgen et al. [125]).

### 7.3.2 Étude de sensibilité des estimations 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche

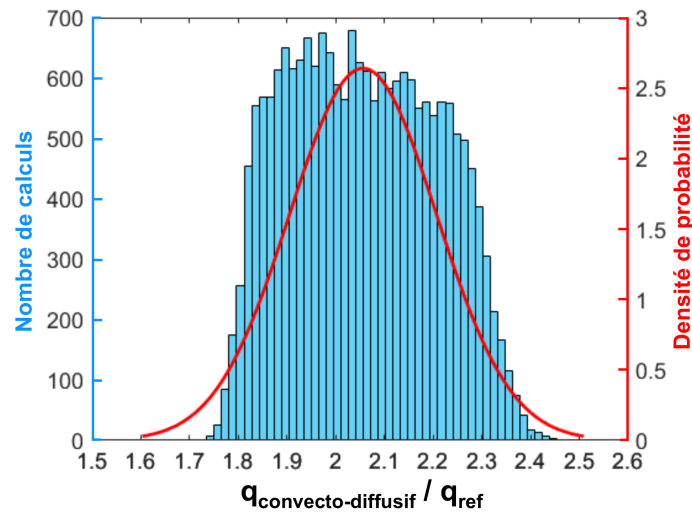
Une fois que les estimations par méthode inverse 1D basées sur les mesures par thermographie infrarouge à l'emplacement des thermocouples ont été validées, elles ont été exploitées pour mener une étude de sensibilité par la méthode de Monte-Carlo. C'est là que résidait l'intérêt de la mise en place des estimations par méthode inverse 1D, car la méthode inverse 3D était trop lourde pour une telle analyse. La présente analyse a suivi la même méthodologie que celle décrite au cours de la partie 6.4.2 (page 134), par conséquent uniquement les résultats sont présentés au cours de cette partie.

L'étude de sensibilité a reposé sur la variation des propriétés thermiques du C/SiC Keraman<sup>®</sup>, son épaisseur et son émissivité. Les incertitudes de l'émissivité à l'intrados et à l'extrados ont été traitées de manière décorrélée puisque la principale source de cette incertitude est la pression, or la pression était différente à l'intrados et l'extrados. L'erreur de température est basée sur une erreur de mesure par thermographie infrarouge de  $\pm 3\%$  [133]. Cette erreur systématique est estimée de manière conservatrice à l'aide d'une loi uniforme dont l'amplitude est de  $\pm 3\%$  de la température maximale mesurée à l'emplacement étudié. L'ensemble de ces données sont récapitulées dans le tableau 7.2.

La convergence a été validée graphiquement au bout de 20000 calculs comme lors de l'étude de sensibilité de la partie 6.4.2. La figure 7.36 présente l'histogramme des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif adimensionnées par le flux de chaleur de référence  $q_{ref}$ . Cette figure montre que les estimations ne suivent pas une loi normale. Cela est dû à l'erreur de température qui suit une loi uniforme et qui est bien plus importante que l'erreur de température des thermocouples du corps et du nez (elle était de  $\pm 8\text{ K}$ ). Cette erreur de température est d'autant plus amplifiée par le refroidissement radiatif qui est présent sur les deux surfaces limites du milieu.

	Loi de probabilité	Incertitude
Épaisseur	normale	10 % ( $3 \sigma_{sd}$ )
Conductivité thermique	normale	30 % ( $3 \sigma_{sd}$ )
Capacité thermique massique	normale	10 % ( $3 \sigma_{sd}$ )
Densité	normale	5 % ( $3 \sigma_{sd}$ )
Émissivité de la surface extrados	normale	0,05 ( $3 \sigma_{sd}$ )
Émissivité de la surface intrados	normale	0,05 ( $3 \sigma_{sd}$ )
Erreur systématique de température	uniforme	$\pm 3$ % de la température mesurée maximale

**TABLE 7.2** – Incertitudes des paramètres du problème inverse pour l'étude de sensibilité par la méthode de Monte-Carlo, avec  $\sigma_{sd}$  un écart-type



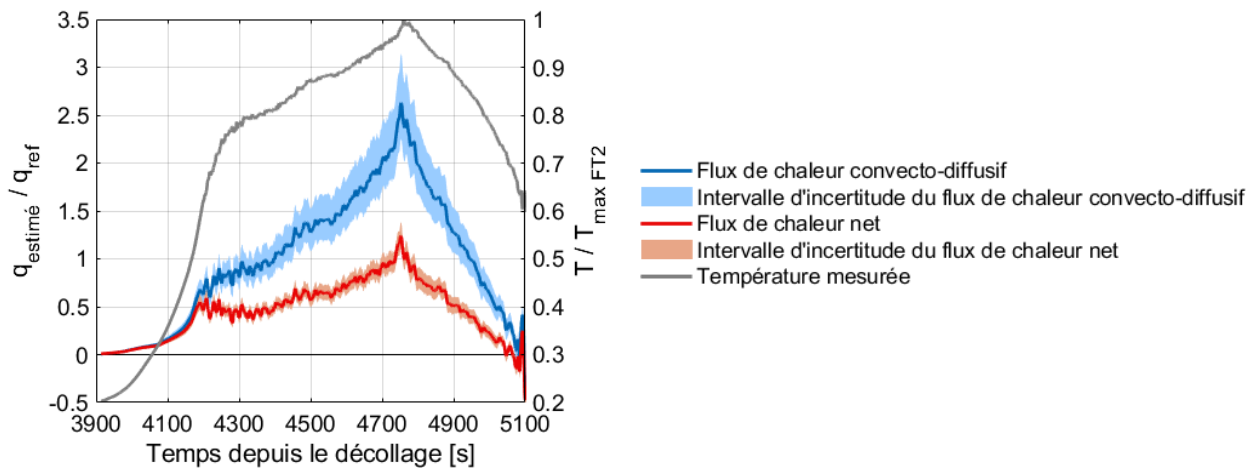
**FIGURE 7.36** – Histogramme des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à 4700 s pour l'analyse de sensibilité, et densité de probabilité d'une loi normale  $\mathcal{N}(2,056; 0,151)$  calculée à partir de la moyenne et de l'écart-type des 20000 estimations - Application aux mesures de température par thermographie infrarouge à l'emplacement du thermocouple FT2

Comme la répartition des estimations ne suit pas une loi normale, l'intervalle d'incertitude ne peut pas être de  $\pm 3 \sigma_{sd}$  pour 99,73 % des estimations possibles. Pour cette analyse de sensibilité, l'intervalle d'incertitude a été calculé à l'aide de la fonction de répartition estimée à partir de l'échantillon de calculs. La convergence de la méthode de Monte-Carlo assure que cet échantillon peut être considéré comme représentatif de la répartition réelle pour les hypothèses d'incertitude posées. Les limites de l'intervalle d'incertitude ont été fixées de manière à n'encadrer ni les 0,135 % estimations les plus basses, ni les 0,135 % estimations les plus hautes. De cette façon l'intervalle d'incertitude estimé encadre 99,73 % des estimations pour les hypothèses posées. Le choix de 99,73 % a été fait pour rester cohérent par rapport aux intervalles d'incertitude de  $\pm 3 \sigma_{sd}$  mis en place dans la partie 6.4.2. Le tableau 7.3 présente les intervalles d'incertitude obtenus à partir des mesures de température par thermographie infrarouge à l'emplacement des thermocouples FT1, FT2, FT3, FT5 et FT6 à 4750 s. Le point de vol 4750 s correspond au point de vol où l'intervalle est le plus grand. La figure 7.37 présente les résultats de l'étude de sensibilité du flux net et du flux convecto-diffusif à l'emplacement du thermocouple FT2 pour tout le vol. Ces mêmes résultats appliqués aux thermocouples FT1, FT2, FT3, FT5 et FT6 sont présentés dans la figure E.18 de

l'annexe E.7 (page 275).

Flux de chaleur convecto-diffusif	FT1	FT2	FT3	FT5	FT6
Borne inférieure de l'intervalle d'incertitude [%]	-14,6	-14,5	-14,7	-14,8	-14,6
Borne supérieure de l'intervalle d'incertitude [%]	18,3	19,3	17,9	18,4	18,6

**TABLE 7.3** – Résultats à 4750 s de l'étude de sensibilité appliquée à l'estimation par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche à partir des mesures de température par thermographie infrarouge dans les zones entourant les thermocouples - le point de vol 4750 s correspond au moment où l'intervalle d'incertitude est le plus grand



**FIGURE 7.37** – Estimations par méthode inverse 1D des flux de chaleur net et convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche, basées sur les mesures de température par thermographie infrarouge autour du thermocouple FT2

### 7.3.3 Étude des transferts radiatifs entre les surfaces à l'extrados de la gouverne

La mise en place du problème inverse 1D basé sur les mesures de température par thermographie infrarouge à l'emplacement des thermocouples permet d'établir un intervalle d'incertitude pour la non prise en compte des échanges radiatifs entre les différentes surfaces des gouvernes.

Côté intrados, il n'y a aucun changement à apporter puisque la surface est plane et ne voit que l'atmosphère terrestre. Cependant côté extrados il y a des modifications à apporter car cette partie de la gouverne voyait et était vue par les surfaces tout autour. Le principe de cette analyse consiste à réécrire le terme des transferts radiatifs de la condition à la limite extrados (équation (7.8) page 178), en y rajoutant les échanges avec les surfaces de la gouverne visibles depuis le point de mesure de la température. Deux groupes de surfaces sont visibles depuis chaque position de thermocouple : les renforts tout autour et le culot de l'IXV. Finalement l'équation (7.8) de la condition limite intrados devient :

$$q_{transferts\ radiatifs}(t) = q_{rad\ atmos}(t) + q_{rad\ culot}(t) + q_{rad\ renforts}(t) \quad (7.11)$$

$$\text{avec } q_{rad\ atmots}(t) = \sigma\varepsilon(T_s)F_{atmos}(T_\infty(t)^4 - T_s^4(t)) \quad (7.12)$$

$$q_{rad\ culot}(t) = \sigma\varepsilon(T_s) \sum_{i=1}^{N_{cl}} \left[ F_{i\_culot}(T_{i\_culot}^4 - T_s^4(t)) \right] \quad (7.13)$$

$$q_{rad\ renforts}(t) = \sigma\varepsilon(T_s) \sum_{i=1}^{N_{rf}} \left[ F_{i\_renforts}(T_{i\_renforts}^4 - T_s^4(t)) \right] \quad (7.14)$$

Les hypothèses et éléments d'explication des équations (7.11) à (7.14) sont les suivants :

- Les transferts radiatifs comprennent quatre composantes : le flux de chaleur émis, le flux de chaleur absorbé, le flux de chaleur réfléchi et le flux de chaleur transmis. Comme les gouvernes sont opaques pour le domaine infrarouge, le flux de chaleur transmis est nul. Le flux de chaleur réfléchi est difficile à prendre en compte pour cette analyse simplifiée. Sa prise en compte complète implique la résolution d'un système mathématique complexe ou d'autres approches, comme par exemple une approche Monte-Carlo statistique avec le suivi de « paquets d'énergie » depuis leur émission jusqu'à leur absorption progressive. Afin de simplifier la modélisation, les renforts et le culot sont considérés comme des corps noirs dont la température est imposée. Par conséquent, dans cette modélisation simplifiée uniquement les flux de chaleur absorbés et émis sont pris en compte.
- Faute de données sur l'absorptivité du *C/SiC Keraman*<sup>®</sup> l'hypothèse simplificatrice suivante est posée : l'absorptivité totale hémisphérique du *C/SiC Keraman*<sup>®</sup> à l'emplacement des thermocouples est égale à son émissivité totale hémisphérique.
- Le terme  $q_{rad\ atmots}(t)$  représente les transferts radiatifs avec l'environnement extérieur (Terre, Soleil, atmosphère, nuages...), dont la température est supposée égale à celle de l'atmosphère.  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann,  $T_\infty$  la température de l'atmosphère terrestre,  $T_s$  la température à l'emplacement de thermocouple étudié,  $\varepsilon(T_s)$  l'émissivité de la surface en fonction de  $T_s$  et  $F_{atmos}$  le facteur de forme de la portion de l'atmosphère terrestre vue depuis la position de thermocouple étudiée.
- Le terme  $q_{rad\ culot}(t)$  représente les transferts radiatifs entre le culot de l'IXV et le point d'étude sur la surface extradors de la gouverne. Ce flux de chaleur est calculé à partir de la distribution de température au culot de l'IXV, renseignée par la base de données ATD de Dassault Aviation. Pour cela le culot a été décomposé en surfaces élémentaires dont la température et le facteur de forme étaient connus.  $N_{cl}$  représente le nombre de surfaces élémentaires,  $F_{i\_culot}$  le facteur de forme d'une surface élémentaire  $i$  et  $T_{i\_culot}$  la température d'une surface élémentaire  $i$ .
- Le terme  $q_{rad\ renforts}(t)$  représente les transferts radiatifs entre les renforts et le point d'étude sur la surface extradors de la gouverne. Comme pour le culot, les renforts ont été décomposés en surfaces élémentaires avec  $N_{rf}$  le nombre de surfaces élémentaires,  $F_{i\_renforts}$  le facteur de forme d'une surface élémentaire  $i$  et  $T_{i\_renforts}$  la température d'une surface élémentaire  $i$ . La connaissance de la température des renforts est problématique car elle est inconnue : elle n'a pas été renseignée par la base de données ATD et la température des renforts n'est pas modélisée dans cette simulation 1D. Trois hypothèses possibles pour combler le manque d'information sur  $T_{i\_renforts}$  sont discutées dans la suite de cette partie.

- Les facteurs de forme ont été calculés à l'aide du modèle 3D CAO de la gouverne gauche de l'IXV. Pour chaque emplacement de thermocouple la condition suivante est respectée :

$$F_{atmos} + \sum_{i=1}^{N_{rf}} F_{i\_renforts} + \sum_{i=1}^{N_{cl}} F_{i\_culot} = 1 \quad (7.15)$$

Une fois ces éléments mis en place, voici les trois cas de résolution du problème inverse 1D avec prise en compte des échanges radiatifs. Ces trois cas répondent à la nécessité de combler l'absence de données sur la température des renforts.

### Un cas sous-estimant les flux de chaleur radiatifs émis par les renforts

Ce cas s'appuie sur l'hypothèse que les renforts sont à la même température que l'atmosphère terrestre, soit  $T_{i\_renforts} = T_{\infty}$  pour chaque surface élémentaire  $i$  des renforts. En faisant abstraction des échanges radiatifs avec le culot, c'est un cas similaire aux estimations précédentes, sans prise en compte des échanges radiatifs avec les surfaces visibles. Ce cas revient à sous-estimer grandement la température des renforts, donc à sous-estimer le flux de chaleur radiatif émis par les renforts. En réaction à cette sous-estimation, la méthode inverse surestime le flux de chaleur net à la paroi intrados pour maintenir la température de la surface extrados égale aux mesures de température. Cette situation induit une surestimation de la température de la surface intrados, entraînant à la fin une surestimation du refroidissement radiatif de cette même surface. Pour conclure, une fois que le bilan thermique à la surface intrados est posé (équation (7.8) page 178), il ressort que sous-estimer les flux de chaleur radiatifs émis par les renforts revient à effectuer une surestimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la paroi intrados.

### Un cas surestimant les flux de chaleur radiatifs émis par les renforts

Ce cas s'appuie sur l'hypothèse que les renforts sont à la même température qu'à l'emplacement de thermocouple étudié. Dans le cadre de l'étude à l'emplacement du thermocouple FT numéro  $j$ , cela revient à poser  $T_{i\_renforts} = T_{FTj}$  pour chaque surface élémentaire  $i$  des renforts. Comme pour les parties précédentes, la température  $T_{FTj}$  est en fait la moyenne des températures mesurées par thermographie infrarouge autour de l'emplacement du thermocouple. Ce cas revient à surestimer la température des renforts puisque le temps de la diffusion thermique fait que la température évolue plus lentement dans les renforts qu'au niveau du fond plat de la gouverne. Cette surestimation de la température revient à surestimer le flux de chaleur radiatif émis par les renforts. Le bilan thermique de l'équation (7.8) montre cette fois que surestimer le flux de chaleur radiatif émis par les renforts revient à effectuer une sous-estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la paroi intrados.

### Un cas basé sur la température des renforts estimée lors du problème inverse 3D

Les deux premiers cas présentés permettent de mettre en place une borne maximale et une borne minimale aux incertitudes dues aux effets des échanges radiatifs avec les surfaces visibles. Ces deux bornes encadrent les cas possibles, or les estimations par méthode inverse 1D réalisées jusque là sont légèrement supérieures à la borne maximale. En effet, le premier cas  $T_{renforts} = T_{\infty}$  prenant au moins en compte les échanges radiatifs avec le culot, son estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados est légèrement diminuée par rapport aux estimations initiales. Cette

situation n'est pas acceptable car le cas qui devait représenter au mieux l'échauffement pariétal à l'intrados est déjà exclus de l'intervalle qui vient d'être construit.

Pour répondre à cette problématique il a été décidé de réaliser un calcul inverse avec la prise en compte des transferts de chaleur radiatifs des renforts en supposant la température de ces derniers égale à celle estimée lors du calcul inverse 3D. Pour cela la température en chaque surface élémentaire des renforts a été imposée à partir du résultat du calcul inverse 3D mené avec ACACIA. Bien évidemment ce calcul n'est pas un cas « au plus proche de la réalité », car la température des renforts vient d'un calcul sans prise en compte des échanges radiatifs entre les parois. Pour une modélisation complète il aurait fallu un couplage entre un solveur de conduction de la chaleur et un solveur des échanges radiatifs, mais faute de temps ce couplage n'a pas été réalisé. Cependant le présent calcul reste une bonne approximation et est plus représentatif de la réalité que les deux cas extrêmes de sous-estimation et surestimation.

### Bilan des trois cas pour l'étude des transferts radiatifs entre les surfaces à l'extrados de la gouverne

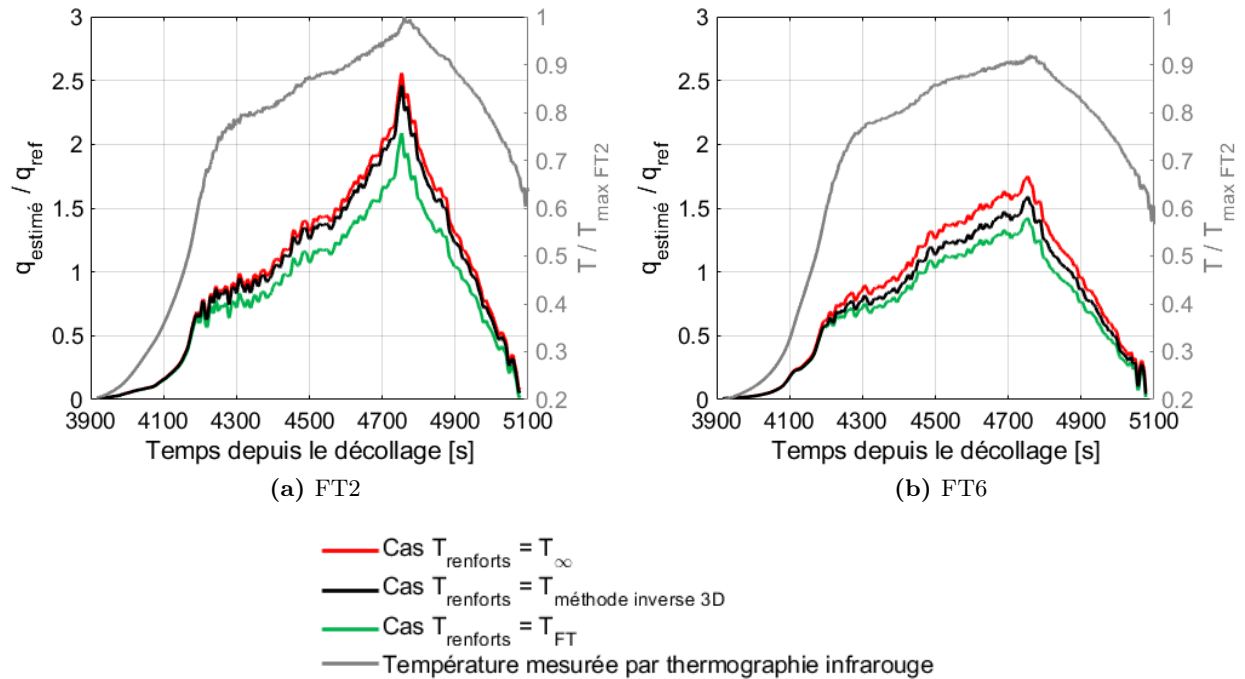
La figure 7.38 présente les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados par méthode inverse 1D dans les trois cas d'étude à l'emplacement des thermocouples FT2 et FT6. Comme attendu les cas  $T_{renforts} = T_{\infty}$  et  $T_{renforts} = T_{FT}$  encadrent bien le cas où la température des renforts est fixée à partir du problème inverse 3D résolu avec ACACIA (cas appelé  $T_{renforts} = T_{inverse\ 3D}$  par la suite). L'estimation du cas  $T_{renforts} = T_{inverse\ 3D}$  est bien plus éloignée de l'estimation  $T_{renforts} = T_{\infty}$  lors du calcul à l'emplacement de FT6 que celui à l'emplacement de FT2. Cette différence de comportement découle du fait que la température des renforts vus depuis la position du thermocouple FT6 est plus haute que la température des renforts vus depuis la position du thermocouple FT2.

Bien que le cas  $T_{renforts} = T_{inverse\ 3D}$  ne soit pas un cas au plus proche de la réalité, il reste plus représentatif de la réalité que les cas  $T_{renforts} = T_{\infty}$  et  $T_{renforts} = T_{FT}$ . Pour conclure cette étude, le cas  $T_{renforts} = T_{inverse\ 3D}$  a été choisi comme l'estimation finale par méthode inverse 1D. Les estimations des cas  $T_{renforts} = T_{FT}$  et  $T_{renforts} = T_{\infty}$  sont respectivement utilisées comme la borne inférieure et la borne supérieure pour l'établissement de l'incertitude due à la non prise en compte complète des échanges radiatifs avec les renforts et le culot.

#### 7.3.4 Bilan de l'étude complémentaire basée sur la résolution 1D du problème inverse

Cette étude complémentaire basée sur la résolution 1D du problème inverse posé par la gouverne gauche de l'IXV a mis en avant plusieurs résultats :

- Le problème inverse 3D pour l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne à partir des mesures de température par thermographie infrarouge à la surface extrados peut être réduit à un problème 1D à l'emplacement des thermocouples FT1, FT2, FT3, FT5 et FT6. Cette réduction est uniquement applicable aux mesures de température par thermographie infrarouge. Dans le cadre des mesures de température par thermocouple le problème est plus complexe car il faut prendre en compte l'impact de l'installation des



**FIGURE 7.38** – Estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados par méthode inverse 1D dans les trois cas d'étude des échanges radiatifs avec les renforts et le culot

thermocouples sur les transferts de chaleur.

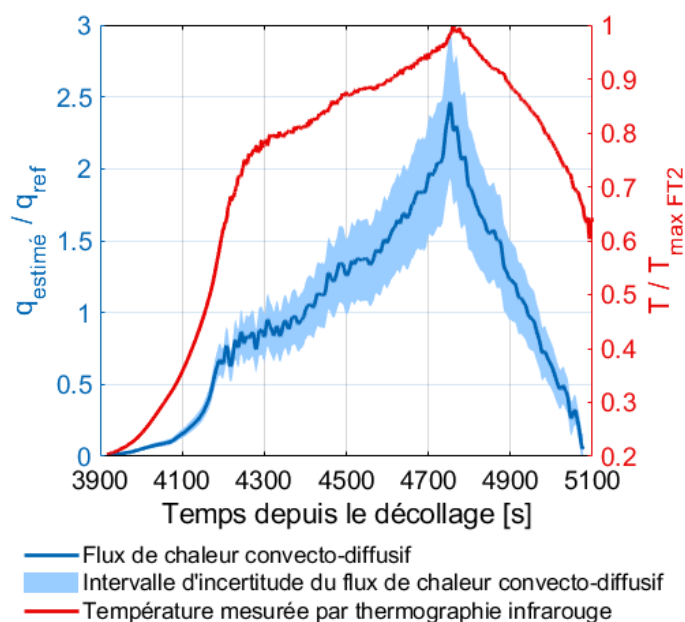
- La validation de l'approche 1D a permis de mettre en place une analyse de sensibilité basée sur les incertitudes des propriétés thermiques du *C/SiC Keraman*<sup>®</sup>, l'incertitude d'épaisseur de la gouverne et l'incertitude des mesures de température par thermographie infrarouge.
- L'approche 1D a aussi permis d'estimer un intervalle d'incertitude pour la non prise en compte complète des échanges radiatifs entre les différentes surfaces à l'intrados des renforts.

Cette étude aboutit à un intervalle d'incertitude plus important englobant les incertitudes étudiées au cours de l'étude 1D (étude de sensibilité et échanges radiatifs) et les effets 3D des conditions aux limites des surfaces latérales extérieures étudiés lors de la partie 7.2.5. L'erreur globale est calculée de la manière suivante :

$$\sigma_{\text{totale}} = \sqrt{\sigma_{\text{sensibilité}}^2 + \sigma_{\text{échanges radiatifs}}^2 + \sigma_{\text{conditions limites 3D}}^2} \quad (7.16)$$

La figure 7.39 présente le flux de chaleur convecto-diffusif estimé par méthode inverse 1D avec la prise en compte simplifiée des échanges radiatifs avec les parois de la gouverne pour la position du thermocouple FT2. Cette figure présente aussi l'intervalle d'incertitude relatif aux hypothèses de l'équation (7.16). Les résultats à l'emplacement des thermocouples FT1, FT2, FT3, FT5 et FT6 sont présentés dans la figure E.19 de l'annexe E.8 (page 276). Le tableau 7.4 détaille les valeurs de l'intervalle d'incertitude à 4750 s pour les différents thermocouples. Le point de vol 4750 s a été choisi car c'est celui où l'intervalle d'incertitude est le plus important en absolu.

L'intervalle d'incertitude estimé au cours de cette étude est plus important que celui estimé lors de l'étude de sensibilité pour les thermocouples du nez et du corps de l'IXV (partie 6.4.2 page 134). Cela est principalement dû aux incertitudes des mesures de température qui sont plus



**FIGURE 7.39** – Estimation par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche et de son intervalle d'incertitude (équation (7.16)), basés sur les mesures de température par thermographie infrarouge autour du thermocouple FT2

Flux de chaleur convecto-diffusif	FT1	FT2	FT3	FT5	FT6
Borne inférieure de l'intervalle d'incertitude [%]	-21,1	-21,3	-22,5	-18,4	-19,1
Borne supérieure l'intervalle d'incertitude [%]	19,4	20,6	18,6	24,2	22,9

**TABLE 7.4** – Valeurs maximale et minimale à 4750 s de l'intervalle d'incertitude total pour l'estimation par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne à partir des mesures de température par thermographie infrarouge dans les zones entourant les thermocouples - le point de vol 4750 s correspond au moment où l'intervalle d'incertitude est le plus grand

importantes par thermographie infrarouge et aux incertitudes supplémentaires (les échanges radiatifs avec les parois et les effets 3D des conditions aux limites des surfaces latérales extérieures). Au final l'intervalle d'incertitude couvre environ  $\pm 20\%$  pour les incertitudes prises en compte. Malgré cet intervalle d'incertitude, les estimations permettent d'établir clairement un ordre de grandeur du niveau du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne. L'étude à l'emplacement des thermocouples FT2 et FT6 est importante pour le dimensionnement des gouvernes car ces derniers étaient placés dans des zones où l'échauffement était proche du maximum. Ce commentaire est complété dans la partie 7.4 qui contient la discussion finale des résultats obtenus au cours de ce chapitre.

Les intervalles d'incertitude calculés lors de cette étude ne sont pas applicables à l'ensemble de l'extrados de la gouverne, mais uniquement à l'emplacement des thermocouples FT1, FT2, FT3, FT5 et FT6. En effet, ces intervalles ont été estimés par une approche 1D et par conséquent ils n'ont du sens que dans les zones où le modèle thermique peut être simplifié par un modèle 1D. Cette condition a été garantie uniquement à l'emplacement des thermocouples.



## 7.4 Bilan de l'estimation par méthode inverse du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche

Pour des raisons de confidentialité les estimations de flux de chaleur à l'intrados de la gouverne gauche ne peuvent pas être comparées aux estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur à l'intrados du corps et du nez. Par ailleurs les comparaisons avec les travaux menés par d'autres acteurs du secteur spatial européen [5][103] sont limitées pour les mêmes raisons. De telles comparaisons permettraient de remonter jusqu'au flux de chaleur de référence  $q_{ref}$ .

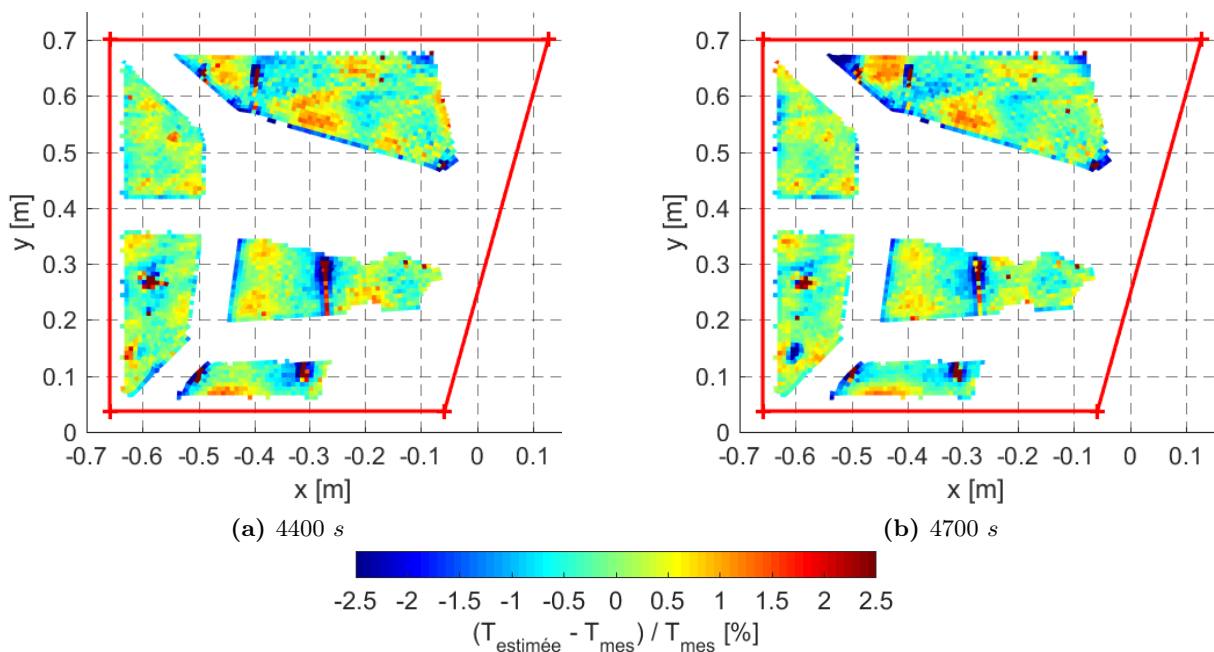
Pour rappel, les images de la caméra infrarouge sont présentées dans la figure 7.6 page 149, les cartes des températures projetées sur le maillage sont présentées dans la figure 7.16 page 160, l'estimation de la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados pour les zones couvertes à l'extrados par des mesures de température est présentée dans la figure 7.30 page 176, l'estimation de la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif sur tout l'intrados est présentée dans la figure E.15 page 272 et les estimations du flux convecto-diffusif par méthode inverse 1D avec la modélisation simplifiée des transferts radiatifs entre les surfaces sont présentées dans la figure E.19 page 276.

Les résultats obtenus ouvrent la discussion sur les points suivants :

- La distribution surfacique du flux de chaleur convecto-diffusif au cours du temps est cohérente avec les cartes des températures mesurées par thermographie infrarouge (voir figure 7.16 page 160) : pour la température comme pour le flux de chaleur, les valeurs sont plus importantes aux bords gauche ( $Y_{max}$ ), droit ( $Y_{min}$ ) et arrière ( $X_{min}$ ) qu'au centre de la gouverne. Cette répartition du flux de chaleur est due à un amincissement local de la couche limite au niveau des bords, provoqué par la détente de l'écoulement à l'extrados du véhicule. La couche limite étant plus mince, le gradient de température à la paroi y est plus important et génère un flux de chaleur de convection plus fort.
- La distribution surfacique du flux de chaleur estimée par méthode inverse 3D est aussi cohérente avec la distribution surfacique du flux de chaleur issue de la base de données ATD de Dassault Aviation (voir figure 7.17 page 162). Ce constat par rapport à la base de données ATD permet de valider que la sélection des modes de la DCT s'est appuyée sur de bonnes estimations initiales.
- Les travaux de Fumo et al. [103] présentent des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif sur les gouvernes gauche et droite. Ces travaux ont consisté à réaliser des calculs directs sur des modèles 1D et 3D d'une gouverne afin d'estimer la température à l'emplacement des thermocouples. Le flux de chaleur convecto-diffusif appliqué aux parois a été estimé à l'aide de la base de données ATD du CIRA (Centre Italien de Recherche Aérospatiale). L'intérêt des travaux de Fumo et al. réside dans une comparaison avec les températures mesurées par les thermocouples. Une comparaison entre les estimations du flux de chaleur de la base de données du CIRA et les estimations du flux de chaleur de la présente étude par méthode inverse n'est pas possible pour plusieurs raisons. Premièrement une comparaison des valeurs n'est pas possible pour des raisons de confidentialité. Deuxièmement les seuls flux de chaleur présentés par Fumo et al. ont été estimés avec l'hypothèse d'une paroi totalement catalytique alors que l'IXV avait une paroi faiblement catalytique. Cette hypothèse modifie les tendances de la courbe pour les périodes où la recombinaison de l'oxygène  $O$  et de l'azote  $N$  ont lieu.

Dans le cadre d'une simulation avec une paroi totalement catalytique appliquée au vol de l'IXV, la hausse du flux de chaleur due à la recombinaison peut cacher le pic du flux de chaleur estimé par méthode inverse dans la présente étude. Par conséquent les résultats en totalement catalytique de la base de données ATD du CIRA ne sont pas exploitables pour une comparaison.

- La figure 7.40 présente les écarts entre la température mesurée sur la surface de l'extrados et la température estimée sur cette même surface par la méthode inverse 3D à 4400 s et 4700 s. La première observation est que les mesures de température à l'extrados ont bien pu être reconstruites avec des écarts relatifs de  $\pm 1,5$  %. Les écarts plus importants sont représentatifs du fonctionnement de la DCT lors de la résolution du problème inverse. Les cinq thermocouples et l'élément inconnu identifiés sur la figure 7.5a (page 148), aussi visibles sur les cartes des températures de la figure 7.16 (page 160), ont été lissés par la DCT. Pour rappel, la DCT a agi comme un filtre passe-bas par la sélection des modes les plus représentatifs de la répartition spatiale des flux de chaleur de la base de données ATD de Dassault Aviation. Pour cette même raison les thermocouples se distinguent sur les figures 7.40a et 7.40b par un fort écart relatif positif ponctuel entouré par une zone d'écarts relatifs négatifs. La DCT, influencée par les points froids des thermocouples, a estimé à leur proximité des températures légèrement plus basses que la réalité, d'où les écarts négatifs. L'aspect basse fréquence de la DCT l'empêche de reproduire exactement la chute de la température mesurée à l'emplacement précis du thermocouple, d'où l'écart positif à cet emplacement. Ce comportement de la DCT est une bonne chose, car ce lissage des températures permet de traiter les mesures de la thermographie infrarouge en réduisant les effets perturbateurs des thermocouples.



**FIGURE 7.40** – Écart relatif entre la distribution de température à la paroi extrados estimée par méthode inverse 3D et les mesures de températures à l'extrados réalisées par thermographie infrarouge, pour les zones utiles des cartes de températures

- Les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne montrent qu'il n'y a pas eu de transition de couche limite laminaire turbulente au cours du vol. Si une telle

transition avait eu lieu la méthode inverse aurait estimé une forte augmentation du flux de chaleur sur une courte période de temps. Les travaux de Fumo et al. [103] sur les mesures de température par thermocouple ont aussi mis en avant ce résultat.

- Afin d'améliorer l'estimation par méthode inverse 3D et d'en réduire l'incertitude, il serait nécessaire de coupler le solveur des transferts thermiques dans les solides avec un solveur des échanges radiatifs. Ce couplage permettrait de prendre en compte précisément les transferts de chaleur radiatifs entre les parois lors des estimations par méthode inverse.
- Cette étude par méthodes inverses 3D et 1D basée sur les mesures par thermographie infrarouge permet d'avoir une meilleure lecture des données recueillies au cours du vol. Sur le long terme ces données permettront de compléter les bases de données ATD et d'améliorer les outils de dimensionnement des véhicules de rentrée atmosphérique.
- La comparaison des mesures de température réalisées par thermocouples et par thermographie infrarouge a montré que les mesures de la caméra étaient plus pertinentes. Étant donné la faible épaisseur des gouvernes et la forte conductivité thermique du  $C/SiC$ , l'aspect intrusif des thermocouples a un effet non négligeable sur les mesures : leur présence modifie les propriétés thermiques locales et leur colle de fixation représente une sur-épaisseur. La thermographie infrarouge étant non intrusive, ses mesures sont plus adaptées pour l'extrados de la gouverne gauche. Dans les faits les mesures par thermocouples sont plus basses que celles obtenues par thermographie infrarouge, comme le montrent les figures de l'annexe E.6 (page 274).

Ce chapitre a présenté une estimation par méthode inverse 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados de la gouverne gauche de l'IXV. Pour cela l'étude s'est appuyée sur les mesures de température à sa surface extrados, réalisées au cours du vol par thermographie infrarouge. L'analyse de ces données est un enjeu important pour l'ESA car les gouvernes sont une zone critique pour le dimensionnement thermique de l'IXV. Par ailleurs l'obtention de ce type de mesures en vol et leur analyse par méthode inverse est une première pour le secteur spatial européen.

La présente étude a commencé par un pré-traitement des cartes de température afin de pouvoir les exploiter par méthode inverse : sélection des cartes, préparation du maillage en fonction des propriétés thermiques, puis projection des cartes sur le maillage. Cette préparation a été complétée par un important travail sur l'utilisation de la DCT pour assurer un bon conditionnement du problème inverse 3D. La sélection des modes de la DCT s'est appuyée sur les résultats d'une base de données ATD communiquée par Dassault Aviation. Une fois ces étapes de préparation finies, la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche a pu être estimée.

Les résultats issus de l'étude 3D ont ensuite été approfondis lors d'une analyse par méthode inverse 1D à l'emplacement des thermocouples de la gouverne. Deux résultats supplémentaires en sont issus. Premièrement la comparaison entre les mesures des thermocouples et les mesures par thermographie infrarouge a montré que les thermocouples n'étaient pas adaptés aux mesures à l'extrados de la gouverne. En effet, dans la configuration de la gouverne le caractère intrusif des thermocouples a un effet non négligeable qui complexifie significativement leur étude. Les

mesures non intrusives par thermographie infrarouge sont quant à elles bien adaptées à la configuration de la gouverne. Deuxièmement, l'analyse par méthode inverse 1D des mesures par thermographie infrarouge a permis le calcul d'un intervalle d'incertitude. Cet intervalle a été construit par une étude de sensibilité et par une estimation de l'incertitude due aux échanges radiatifs entre les parois à l'extrados de la gouverne.

Finalement, tous ces travaux ont abouti à l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados de la gouverne gauche avec un intervalle d'incertitude. Ce chapitre clôture l'étude par méthode inverse des flux de chaleur à l'intrados de l'IXV. Le prochain chapitre complète cette étude à l'intrados de la navette européenne avec des simulations numériques 1D et 3D de l'écoulement hypersonique. L'objectif y sera l'identification et l'analyse de possibles scénarios des phénomènes physico-chimiques qui permettraient de reproduire les niveaux de flux de chaleur calculés par méthode inverse lors du chapitre 6.



# Simulations Navier-Stokes de l'écoulement hypersonique au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV

## Sommaire

---

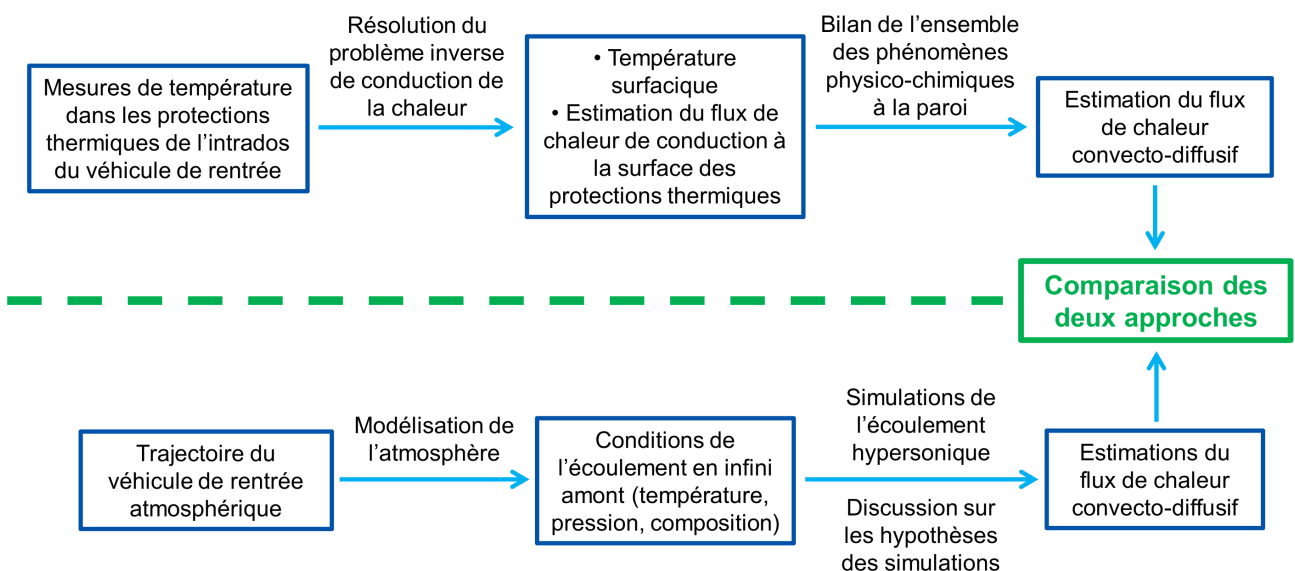
<b>8.1</b>	<b>Étude des transferts de chaleur au point d'arrêt de l'IXV à partir de simulations Navier-Stokes 1D de l'écoulement</b>	<b>197</b>
8.1.1	CASL, un outil Navier-Stokes monodimensionnel pour la simulation d'un écoulement hypersonique au point d'arrêt d'un corps émoussé	197
8.1.2	Présentation de la trajectoire de rentrée atmosphérique de l'IXV	198
8.1.3	Mise en place d'un cas de référence pour les estimations des flux de chaleur	200
8.1.4	Présentation des estimations du transfert de chaleur au point d'arrêt de l'IXV et étude des incertitudes liées aux hypothèses de calcul	207
8.1.5	Bilan de l'étude 1D des transferts de chaleur au point d'arrêt de l'IXV	213
<b>8.2</b>	<b>Comparaison entre les estimations du flux de chaleur au point d'arrêt pour le vol de l'IXV et pour la mission STS-2 de la navette Columbia</b>	<b>216</b>
<b>8.3</b>	<b>Étude des transferts de chaleur à l'intrados de l'IXV à partir d'une simulation Navier-Stokes 3D de l'écoulement à Mach 20</b>	<b>220</b>
8.3.1	Mise en place de la simulation 3D de l'écoulement	220
8.3.2	Présentation des résultats issus de la simulation 3D de l'écoulement	224
8.3.3	Analyse des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV	227
<b>8.4</b>	<b>Bilan de l'étude par simulations Navier-Stokes de l'écoulement hypersonique au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV</b>	<b>228</b>

---

Avant de commencer ce chapitre il est nécessaire de faire un point sur les chapitres précédents. Tout d'abord le chapitre 4 a validé et posé les bases de la méthode globale de cette étude, récapitulée dans la figure 8.1, avec une étude de la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia. Fort de cette validation, la méthode globale a ensuite été appliquée au vol de l'IXV. Le chapitre 6 a détaillé l'analyse par méthode inverse des mesures de température par thermocouples dans les protections thermiques du nez et de l'intrados du corps de l'IXV. Le chapitre 7 a complétée cette analyse en traitant les mesures de température par des thermocouples et par thermographie infrarouge à la surface extradros de la gouverne gauche de l'IXV.

L'objectif du présent chapitre est de mener l'approche par simulations numériques afin de compléter l'étude de la rentrée atmosphérique de l'IXV. Dans un premier temps l'idée a été de se concentrer sur le point d'arrêt de l'IXV et d'y effectuer des simulations 1D de l'écoulement. La réduction 1D permet de simplifier suffisamment les simulations pour pouvoir tester rapidement un grand nombre d'hypothèses de calcul tout en gardant une bonne représentativité des phénomènes étudiés. Cette étape a abouti à une première comparaison des résultats obtenus par méthode inverse et par simulations de l'écoulement. Dans un deuxième temps les résultats sur le vol l'IXV ont été comparés aux résultats sur la mission STS-2 de la navette Columbia. Le but de cette comparaison était d'avoir un cas de référence pour réfléchir à la cohérence des résultats obtenus sur le vol de l'IXV. Dans un troisième temps une simulation Navier-Stokes 3D de la rentrée de l'IXV à Mach 20 est présentée afin d'approfondir les estimations issues de l'étude Navier-Stokes 1D.

**Approche par méthode inverse**



**Approche par simulations de l'écoulement**

**FIGURE 8.1** – Schéma récapitulatif de la méthode globale basée sur une comparaison entre une approche par méthode inverse et une approche par simulations de l'écoulement

## 8.1 Étude des transferts de chaleur au point d'arrêt de l'IXV à partir de simulations Navier-Stokes 1D de l'écoulement

La comparaison entre les estimations obtenues par méthode inverse et les estimations obtenues par simulations de l'écoulement s'est déroulée sous la forme d'une étude paramétrique. Pour cela un cas de référence pour les simulations de l'écoulement a été posé puis a été décliné plusieurs fois en changeant sa cinétique chimique, la catalycité de la paroi ou les hypothèses sur les conditions de l'écoulement à l'infini amont. L'objectif derrière ces simulations est d'étudier les effets de ces paramètres sur le calcul du flux de chaleur convecto-diffusif. La comparaison de ces différentes estimations par rapport aux résultats obtenus par méthode inverse doit permettre d'identifier et d'analyser les hypothèses qui seraient les plus représentatives de la réalité.

### 8.1.1 CASL, un outil Navier-Stokes monodimensionnel pour la simulation d'un écoulement hypersonique au point d'arrêt d'un corps émoussé

La présente étude des transferts de chaleur au point d'arrêt de l'IXV a été réalisée à l'aide de l'outil CASL (Computation Along the Stagnation Line) de l'ONERA. Ce code a déjà été introduit lors de la partie 2.6.1 et exploité dans la partie 4.3.2 pour l'étude de la rentrée atmosphérique de la navette spatiale américaine Columbia lors de la mission STS-2. Le but de cette sous-partie est de justifier l'emploi de simulations Navier-Stokes 1D au point d'arrêt pour l'étude du flux de chaleur convecto-diffusif au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV.

L'emploi du code Navier-Stokes 1D CASL implique deux restrictions déjà rencontrées pour l'étude de la navette Columbia :

- La simulation est limitée au point d'arrêt du corps de rentrée alors que l'étude porte sur tout l'intrados. Pour rappel le point d'arrêt est la zone de pression maximale à la surface d'un véhicule de rentrée et où le choc hypersonique est normal à la direction de l'écoulement. Pour l'IXV le point d'arrêt est au nez, comme le montre la figure 5.5 (page 99). Le point d'arrêt est une zone d'intérêt pour l'étude d'un corps de rentrée car il fait partie des zones les plus critiques à dimensionner (généralement le flux de chaleur y est maximal) et il concentre l'ensemble des phénomènes physico-chimiques rencontrés dans la couche de choc.
- Le corps de rentrée doit être modélisé par une sphère de rayon équivalent. Cette modification de la géométrie peut engendrer des écarts car la distribution de la pression dans la région du point d'arrêt n'est plus la même. Cependant comme un corps émoussé a par définition son rayon local au point d'arrêt qui varie lentement, ces écarts restent limités. Ces écarts ont déjà été étudiés pour la navette spatiale américaine lors des travaux de Rakich et al. [65]. Par exemple pour la mission STS-2 de la navette Columbia, les simulations au point d'arrêt avec une sphère de rayon équivalent estiment un flux de chaleur convecto-diffusif plus important de 9 % à 12 % par rapport aux estimations prenant en compte la géométrie 3D exacte. Cependant il est important de noter que cette erreur relative est relativement constante au cours de la période en régime continu et hypersonique de la rentrée atmosphérique. Par conséquent, bien que cette erreur modifie le niveau du flux de chaleur convecto-diffusif, elle n'en modifie pas les tendances. Cette observation permet de poser que les estimations 1D restent représentatives de l'enchaînement des phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc.

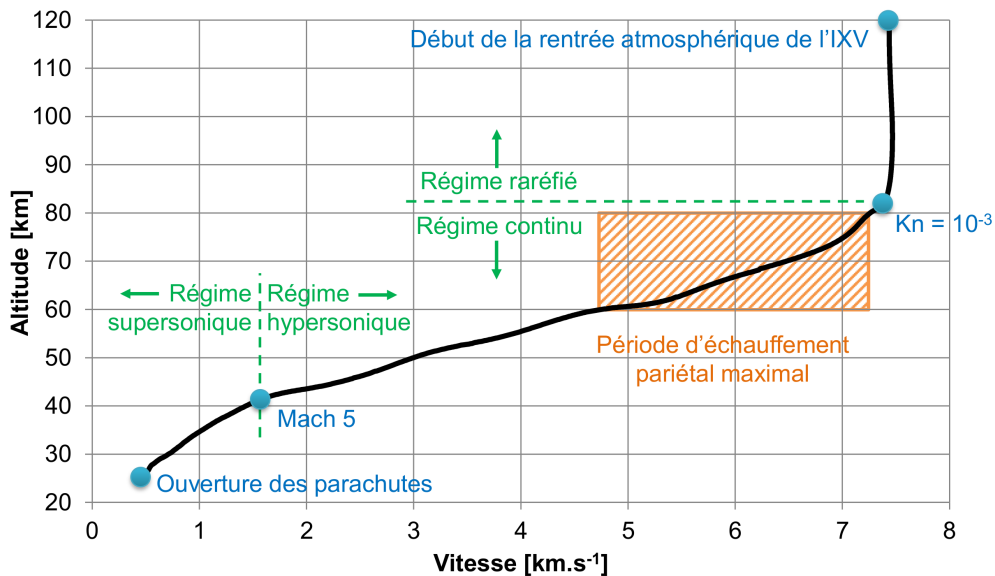


Malgré ces deux restrictions, l'emploi d'une approche 1D apporte un avantage important par rapport à une approche 3D : la mise en place du calcul et sa réalisation durent moins longtemps. Alors qu'un calcul Navier-Stokes 3D de l'écoulement autour d'un corps de rentrée nécessite plusieurs milliers d'heures de calcul sur un processeur, un calcul Navier-Stokes 1D le long de la ligne d'arrêt ne nécessite que quelques heures de calcul sur un processeur. À titre d'exemple les calculs réalisés avec CASL pour cette étude duraient entre 6 et 12 heures pour un processeur. Par ailleurs chaque calcul ne permet la modélisation que d'un seul point de vol puisque les codes évoqués ici sont stationnaires. Or l'étude d'une rentrée atmosphérique implique la simulation de plusieurs points de vol afin de bien analyser les diverses conditions rencontrées en fonction de l'altitude. Comme l'un des objectifs de ce chapitre est la réalisation d'une étude paramétrique sur une vaste gamme de modélisations physiques, la gestion du temps de calcul est un critère primordial pour l'organisation de ces travaux.

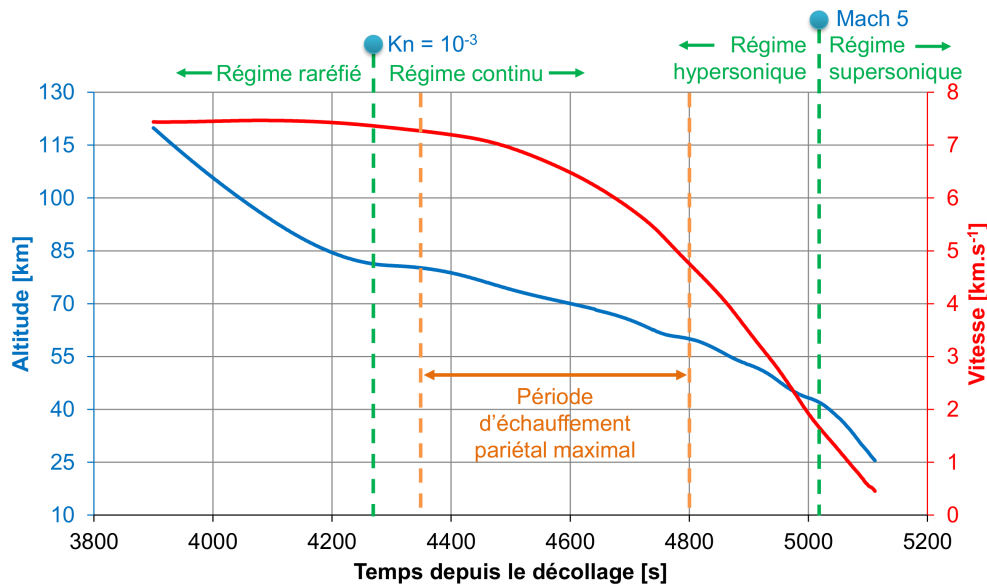
Suite aux éléments présentés ci-dessus il a été décidé d'utiliser une méthode 1D pour la simulation de l'écoulement hypersonique autour de l'IXV.

### 8.1.2 Présentation de la trajectoire de rentrée atmosphérique de l'IXV

La trajectoire de rentrée de l'IXV a déjà été présentée dans le chapitre 5.1.1 mais est rappelée ici avec les figures 8.2 et 8.3. Les points de vol étudiés sont détaillés dans la table 8.1. Les conditions à l'infini amont de la table 8.1 (pression, température et masse volumique) viennent de la reconstruction de la trajectoire réalisée par Thales Alenia Space Italie (abrégée par TAS-I par la suite) à l'aide de la table d'atmosphère NRLMSISE-00 [44]. Pour des raisons de confidentialité imposées par TAS-I et l'ESA, le paramétrage de la table NRLMSISE-00 pour la reconstruction des conditions atmosphériques n'est pas précisé.



**FIGURE 8.2** – Altitude de l'IXV au cours de sa rentrée atmosphérique, en fonction de sa vitesse, d'après Lambert et al. [102] et Fumo et al. [103]



**FIGURE 8.3** – Altitude et vitesse de l'IXV au cours de sa rentrée atmosphérique, en fonction du temps, d'après Lambert et al. [102] et Fumo et al. [103]

Temps depuis le décollage [s]	Altitude [km]	Vitesse [ $m.s^{-1}$ ]	Nombre de Mach	Pression [Pa]	Température [K]	Masse volumique [ $kg.m^{-3}$ ]
3914	117,8	7437,79	20,28	$2,427 \times 10^{-3}$	334,63	$2,290 \times 10^{-8}$
4000	105,7	7451,81	27,05	$1,042 \times 10^{-2}$	188,85	$1,834 \times 10^{-7}$
4100	93,58	7466,43	28,84	$1,028 \times 10^{-1}$	166,77	$2,128 \times 10^{-6}$
4200	84,51	7427,75	26,77	$5,334 \times 10^{-1}$	191,64	$9,664 \times 10^{-6}$
4300	80,80	7328,72	25,87	$9,964 \times 10^{-1}$	199,69	$1,731 \times 10^{-5}$
4400	78,75	7196,67	25,18	1,388	203,33	$2,368 \times 10^{-5}$
4500	74,05	6947,48	23,76	2,936	212,78	$4,786 \times 10^{-5}$
4600	70,04	6482,58	21,82	5,464	219,69	$8,627 \times 10^{-5}$
4669	67,07	6041,15	20,00	8,532	226,98	$1,308 \times 10^{-4}$
4700	65,40	5806,45	19,02	10,89	231,84	$1,630 \times 10^{-4}$
4750	61,80	5340,70	17,08	18,10	243,39	$2,581 \times 10^{-4}$
4800	60,00	4757,52	15,03	23,12	249,28	$3,229 \times 10^{-4}$
4900	52,70	3471,43	10,60	59,42	266,74	$7,753 \times 10^{-4}$
5000	43,26	1923,82	5,90	194,2	264,28	$2,557 \times 10^{-3}$
5100	27,95	569,20	1,88	1539	227,40	$2,358 \times 10^{-2}$
5112	25,50	451,80	1,51	2227	222,32	$3,490 \times 10^{-2}$

**TABLE 8.1** – Trajectoire de la rentrée atmosphérique de l'IXV et conditions de l'écoulement à l'infini amont

### 8.1.3 Mise en place d'un cas de référence pour les estimations des flux de chaleur

L'étude paramétrique s'appuie sur un plan d'expérience simple : un cas de référence est posé puis décliné en changeant à chaque fois un seul de ses paramètres. L'objectif de cette sous-partie est de présenter le cas de référence. Sa mise en place a été réalisée en plusieurs étapes : estimation du rayon de nez équivalent, choix de la modélisation des phénomènes physico-chimiques, définition des conditions limites et préparation du maillage.

#### Présentation du domaine et calcul du rayon de sphère équivalent

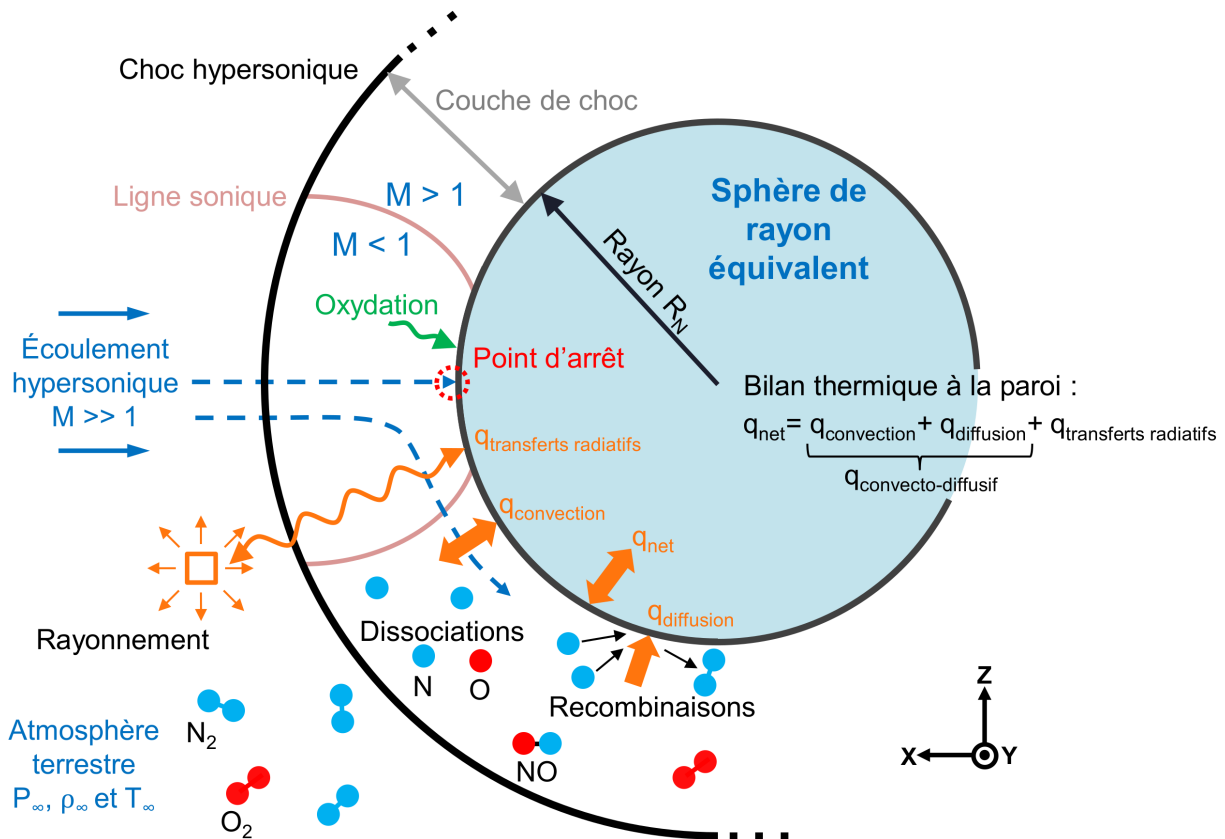
Pour commencer il est nécessaire de mettre en place la géométrie du corps de rentrée, d'identifier le domaine du fluide à étudier et de définir ses limites. Comme expliqué précédemment, le code CASL simule l'écoulement autour d'un corps de rentrée de forme sphérique et uniquement le long de sa ligne d'arrêt. Le domaine de calcul est présenté par la figure 8.4. L'écoulement hypersonique arrive à un nombre de Mach  $M$  en suivant la direction de l'axe  $X$ . Le corps de rentrée est une sphère de rayon  $R_N$  connu. Le code CASL simule l'écoulement le long de la ligne d'arrêt, à partir d'une position qui doit être fixée en amont du choc par l'utilisateur (les gradients dus à l'onde de choc doivent bien être modélisés), jusqu'au point d'arrêt. Le domaine de calcul contient deux points limites à renseigner. Le premier est le point limite amont, au-delà du choc, où doivent être renseignées les conditions de l'écoulement à l'infini amont : vitesse et conditions atmosphériques. Le deuxième est le point d'arrêt où les conditions à la paroi doivent être renseignées (condition d'adhérence ou de glissement, condition sur la catalycité et condition sur la température).

Une fois le domaine clairement défini vient la question du rayon de sphère équivalent  $R_N$ . Reshotko a montré lors de ses travaux [134] (la publication [134] n'a pas pu être consultée, mais elle a été documentée dans la publication [65] de Rakich et al.) que le flux de chaleur  $q_{3D}$  au point d'arrêt d'un corps émoussé estimé lors d'une simulation 3D pouvait être approché par une simulation 1D autour d'une sphère dite « équivalente ». L'équation (8.1) présente le lien entre le flux de chaleur  $q_{3D}$  issu du calcul 3D et le flux de chaleur  $q_{sphère}$  issu du calcul 1D équivalent. Le coefficient  $K_S$  liant les deux flux est explicité par l'équation (8.2) :

$$q_{3D} = K_S q_{sphère} \quad (8.1)$$

$$K_S = \sqrt{\left(1 + \frac{R_Y}{R_Z}\right) \frac{R_N}{2R_Y}} \quad (8.2)$$

Avec  $R_Y$  et  $R_Z$  les rayons de courbure du corps émoussé d'après les axes respectifs  $Y$  et  $Z$ . Les axes  $Y$  et  $Z$  s'inscrivent dans un repère  $XYZ$  où l'axe  $X$  est orienté suivant la direction de l'écoulement à l'infini amont, l'axe  $Z$  est normal à l'axe  $X$  et compris dans le plan de symétrie du véhicule et l'axe  $Y$  est dans la direction complémentaire pour rendre le repère orthogonal. L'équation 8.1 avait déjà été introduite dans la partie 4.3.2 pour une application à la navette spatiale américaine Columbia. Dans ce précédent cas la géométrie pour les calculs des flux  $q_{3D}$  et  $q_{sphère}$  étaient imposées et le coefficient  $K_S$  permettait de faire le lien. Au cours de cette application au nez de l'IXV la situation est différente, car le rayon de sphère  $R_N$  nécessaire au calcul de  $q_{sphère}$  est inconnu et doit être trouvé. La résolution consiste à fixer  $K_S$  afin d'en déduire  $R_N$ . Comme l'objectif est d'avoir une estimation 1D du flux de chaleur équivalente à celle issue de l'estimation



**FIGURE 8.4** – Schéma récapitulatif du domaine modélisé par CASL et des phénomènes physico-chimiques pour la simulation d'un écoulement hypersonique autour d'une sphère au cours d'une rentrée atmosphérique depuis une orbite basse terrestre - les flèches oranges représentent les transferts de chaleur pris en compte au cours de cette étude

3D il faut fixer  $K_S = 1$ . Une fois cette valeur fixée l'équation (8.2) peut s'écrire :

$$\frac{2}{R_N} = \frac{1}{R_Y} + \frac{1}{R_Z} \quad (8.3)$$

Les rayons de courbure  $R_Y$  et  $R_Z$  au point d'arrêt de l'IXV ont été mesurés sur la géométrie CAO du véhicule. Pour la partie en régime continu et hypersonique de la trajectoire de rentrée, comprise entre 4269 s et 5020 s, l'angle d'attaque était de  $45^\circ \pm 0,25^\circ$  d'après les mesures de vol. Dans ces conditions l'angle d'attaque a été supposé constant pour la période étudiée avec une valeur de  $45^\circ$ . L'angle de dérapage (rotation autour de l'axe  $Z$ ) n'a pas dépassé l'intervalle de  $\pm 1^\circ$  au cours de la période étudiée et a été supposé nul. Dès lors que ces angles furent fixés, les rayons locaux au point d'arrêt ont pu être mesurés :  $R_Y = 0,669\text{ m}$  et  $R_Z = 1,954\text{ m}$ . Le calcul du rayon de la sphère par l'équation (8.3) a abouti à  $R_N = 0,998\text{ m}$ .

### Modélisation physico-chimique

La modélisation physico-chimique s'appuie principalement sur les modèles présentés dans le chapitre 2. L'ensemble des hypothèses posées sont récapitulées dans le tableau 8.2. Les justifications quant à leur choix sont les suivantes :

Équilibre thermique et énergie de vibration : Les informations rassemblées pendant la recherche

bibliographique [13][15][18] montrent que lors de la rentrée atmosphérique d'un corps depuis l'orbite basse terrestre, ayant un rayon de nez d'au moins 1 m, l'écoulement est prioritairement en déséquilibre chimique et les phénomènes dus au déséquilibre thermique ont un effet relativement faible sur l'estimation du flux de chaleur au point d'arrêt. Par conséquent la modélisation d'une telle rentrée peut s'appuyer sur l'hypothèse que l'écoulement est à l'équilibre thermique. Par ailleurs les simulations portant sur les rentrées de la navette spatiale américaine [3][94] s'appuyaient sur l'hypothèse d'un écoulement à l'équilibre thermique. Le calcul de l'énergie de vibration est basé sur le modèle de l'oscillateur harmonique avec un nombre infini de niveaux de vibration [18].

Modèle de cinétique chimique : La première question à se poser est le nombre d'espèces chimiques à modéliser. Ce choix dépend du niveau de température atteint dans la couche de choc. La recherche bibliographique [13][15][25] a montré que lors d'une rentrée atmosphérique l'écoulement est en déséquilibre chimique et comporte au minimum 5 espèces :  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$  et  $O$ . L'élément suivant à prendre en compte est l'ionisation de ces espèces. Lors d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre la température n'est pas assez haute pour l'ionisation du  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $N$  et  $O$ . L'ionisation du  $NO$  est présente mais a un faible effet sur la composition de l'écoulement et les échanges d'énergie. À moins que l'étude ne porte sur les effets sur les ondes électromagnétiques (black-out et transmission par radio par exemple), l'ionisation du  $NO$  peut être négligée. Suite à ces éléments un modèle à 5 espèces ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$  et  $O$ ) et 17 réactions (réactions de recombinaison, de dissociation et d'échange d'atomes) a été choisie. Les vitesses des réactions chimiques sont basées sur le modèle de Park [26], présenté dans l'annexe B.3 page 250. Le choix du modèle de Park de 1993 pour la cinétique chimique s'appuie notamment sur la recherche bibliographique [135], où il a été mis en avant que ce modèle s'appuyait sur une importante base de données. De plus, ce modèle est aujourd'hui présent dans de nombreux codes d'aérothermodynamique, permettant ainsi aux résultats d'être plus facilement comparables à ceux d'autres travaux. Par exemple le modèle de Park a déjà été utilisé plusieurs fois lors du développement de l'IXV, comme lors des travaux de Rufolo et al. [117] ou de Tribot et al. [6].

Viscosité des gaz purs et du mélange gazeux : Le choix du modèle de viscosité des gaz purs s'est porté sur celui de Blöttner[53], présenté dans l'annexe A.3 (page 245). Ce choix est justifié par le fait que le modèle de Blöttner a été validé entre 1000 K et 30000 K, contrairement au modèle de Sutherland [13] qui n'a été validé qu'entre 200 K et 1500 K. La loi de mélange pour l'estimation de la viscosité du gaz en fonction de sa composition s'appuie sur le modèle d'Armaly et Sutton [52], présenté dans l'annexe A.2 (page 244).

Nombre de Prandtl et nombre de Lewis : Les nombres de Prandtl et de Lewis peuvent varier dans la couche de choc en fonction de la température et de la composition de l'écoulement, mais cela a un faible impact sur l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt. Dans ce contexte il a été décidé de supposer les nombres de Prandtl et de Lewis constants. Cette hypothèse a déjà été reprise dans de nombreuses études de rentrées atmosphériques [30][17][136], et notamment pour l'étude de la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia [3]. En s'appuyant sur la recherche bibliographique [17] le nombre de Prandtl est supposé égal à 0,72 et le nombre de Lewis égal à 1,1. Le chapitre 4 a rapporté que la NASA avait utilisé un nombre de Lewis égal à 1,4 pour l'étude de sa navette Columbia. Néanmoins, dans le cadre de cette étude sur l'IXV, un nombre de Lewis égal à 1,1 a été jugé plus adapté à la zone de forte compression et de haute température que représente la région du point d'arrêt.

Terme	Modélisation	Références
Énergie de vibration	Oscillateur harmonique avec un nombre infini de niveaux de vibration	[18] et partie 2.3.2
Modèle de cinétique chimique	Modèle de Park pour l'air, avec 5 espèces et 17 réactions	[26] et annexe B.3
Viscosité des gaz purs	Modèle de Blöttner	[53] et annexe A.3
Viscosité du mélange gazeux	Modèle d'Armalý et Sutton	[52] et annexe A.2
Nombre de Prandtl	Constant et égal à 0,72	[17] et partie 2.3.2
Nombre de Lewis	Constant et égal à 1,1	[17] et partie 2.3.3
Conductivité thermique du mélange gazeux	Calculé à partir du nombre de Prandtl	[13] et partie 2.3.2
Coefficient de diffusion massique	Calculé à partir du nombre de Lewis	[13] et partie 2.3.3
Rayon de nez équivalent	$R_N = 0,998 m$	[65] et partie 8.1.3

**TABLE 8.2** – Choix des modèles des phénomènes physico-chimiques et du rayon de nez équivalent pour le cas de référence de la rentrée atmosphérique de l'IXV

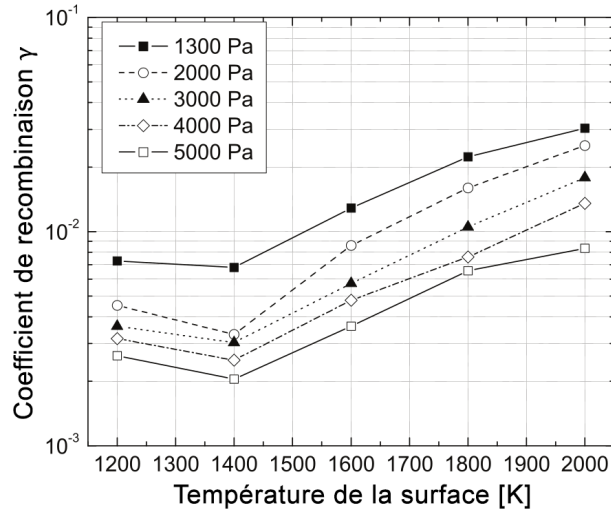
### Conditions limites

Le domaine de calcul est compris entre deux limites où des conditions sont à renseigner. La première limite est à l'infini amont pour la modélisation des conditions de l'écoulement hypersonique lors de son arrivée dans le domaine. La deuxième limite est la paroi du corps de rentrée pour la simulation des interactions gaz-paroi au point d'arrêt. Les hypothèses et conditions limites présentées au cours de cette sous-partie sont récapitulées à la fin dans le tableau 8.3 page 206.

Conditions limites à l'infini amont : Quatre paramètres caractérisent l'écoulement hypersonique à l'infini amont du corps de rentrée : sa vitesse  $V_\infty$ , sa pression  $P_\infty$ , sa température  $T_\infty$  et sa composition chimique. La vitesse de l'écoulement pour la simulation de la rentrée atmosphérique de l'IXV est renseignée à l'aide des données déjà publiées par Fumo et al. [103] et Lambert et al. [102] (la vitesse de l'IXV en fonction du temps est présentée dans la figure 8.3).

La pression et la température à l'infini amont sont égales à celles des conditions atmosphériques. Pour la mission de l'IXV les conditions atmosphériques ont été estimées par Thales Alenia Space Italie à l'aide la table atmosphérique NRLMSISE-00 [44]. La vitesse, pression et température pour les points de vol étudiés sont présentées dans le tableau 8.1.

De même que pour la pression et la température, la composition chimique de l'écoulement à l'infini amont est égale à celle de l'atmosphère terrestre. La période de la rentrée atmosphérique étudiée (période en régime continu et hypersonique) est intégralement contenue dans l'homosphère de l'atmosphère terrestre. L'homosphère est la partie de l'atmosphère d'une planète où le mélange de gaz peut être considéré homogène. La limite supérieure de cette dernière s'appelle la turbopause, sur Terre elle se trouve à une altitude d'environ 105 km [43]. Sachant cela l'hypothèse suivante a été posée : la composition chimique de l'écoulement à l'infini amont pour tous les points de vol



**FIGURE 8.5** – Coefficient de recombinaison de l'oxygène  $O$  et de l'azote  $N$  à la surface du SepcarbInox<sup>®</sup> L6  $C/SiC$  (ArianeGroup), en fonction de la température et pour des pressions fixées, d'après Panerai et al. [34]

étudiés est la même, à savoir  $\hat{Y}_{N_2} = 0,767$ ,  $\hat{Y}_{O_2} = 0,233$ , et  $\hat{Y}_{NO} = \hat{Y}_N = \hat{Y}_O = 0$  [25].

Conditions limites à la paroi : Les conditions limites à la paroi sont au nombre de trois. La première est une condition d'adhérence à la paroi, caractéristique des écoulements en régime continu. Cette condition impose que la vitesse  $V_p$  de l'écoulement à la surface des protections thermiques soit nulle :

$$V_p = 0 \text{ m.s}^{-1} \quad (8.4)$$

La deuxième condition limite traite de la catalycité de la paroi pour la recombinaison de l'oxygène  $O$  et de l'azote  $N$ . Pour ce cas de référence, la paroi est supposée partiellement catalytique avec un coefficient de catalycité découlant des travaux de Panerai et al. [34]. Ce dernier a estimé la catalycité du  $C/SiC$  en fonction de la pression et de la température, comme présenté dans la partie 2.4.2 (page 39) et rappelé ici par la figure 8.5. La condition de catalycité a un impact sur la composition chimique de l'écoulement à la paroi en fixant la vitesse des réactions de recombinaison, comme expliqué dans la partie 2.4.2. L'équation (2.37), basée sur la distribution de Maxwell [25], présente le calcul de la vitesse de la réaction chimique  $k_i$  de recombinaison en fonction du coefficient de recombinaison  $\gamma_i$  pour l'espèce chimique  $i$  :

$$k_i = \gamma_i \sqrt{\frac{k_B T_s N_A}{2\pi \hat{M}_i}} \quad (2.37)$$

Avec  $k_B$  la constante de Boltzmann ( $1,38065 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ ),  $T_s$  la température à la surface,  $N_A$  le nombre d'Avogadro ( $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ ) et  $\hat{M}_i$  la masse molaire de l'espèce chimique  $i$ . Connaissant la vitesse des réactions chimiques de recombinaison et la composition de l'écoulement incident il est possible de faire un bilan massique à la paroi et d'en déduire les produits. Les réactions chimiques de recombinaison des espèces qui diffusent jusqu'à la paroi y génèrent un flux de chaleur  $q_{diffusion}$ , dit de diffusion, explicité par l'équation (8.5) de la partie 2.5 (page 40). Cette équation est rappelée ici pour le schéma réactionnel simplifié  $X + X \rightarrow X_2$  :

$$q_{diffusion} = (h_X - h_{X_2})\rho_X\gamma_X\sqrt{\frac{k_B T_s N_A}{2\pi\hat{M}_X}} \quad (8.5)$$

Avec  $h_X$  et  $h_{X_2}$  les enthalpies spécifiques des espèces  $X$  et  $X_2$  (les valeurs pour un modèle à 5 espèces de l'air sont présentées dans le tableau 2.1 page 43), et  $\rho_X$  la masse volumique de l'espèce chimique  $X$ . Dans ce chapitre le système de référence est la paroi, donc le terme  $q_{diffusion}$  est une puissance thermique positive. Dans la littérature le signe de cette puissance est généralement l'opposé car le système considéré est l'écoulement.

La troisième et dernière condition à la paroi est celle permettant le calcul de la température à la surface des protections thermiques. Cette température est estimée à l'aide de la modélisation des transferts radiatifs et en supposant la surface adiabatique. Les transferts radiatifs à la paroi sont modélisés à l'aide de la loi de Stefan-Boltzmann introduite dans la partie 2.5.3 (page 44). La couche de choc est supposée transparente (hypothèse détaillée dans la partie 1.3.3 page 24) et l'atmosphère à l'infini amont est considérée comme un corps noir dont la température est égale à la température  $T_\infty$  de l'air à l'infini amont. L'émissivité de la paroi est modélisée à l'aide des travaux de Panerai et al. [116], où les effets de l'oxydation passive sont pris en compte (formation d'une fine couche de  $SiO_2$  solide à la surface).

Afin de bien comprendre la portée de l'hypothèse d'une paroi adiabatique il est nécessaire de repartir de l'équation (6.5) du bilan thermique à la surface des protections thermiques de l'IXV, posée lors de la partie 6.4.1 (page 133) pour l'étude par méthode inverse :

$$q_{convecto-diffusif} = q_{net} + \underbrace{\varepsilon(T_s)\sigma(T_s^4 - T_\infty^4)}_{\text{transferts radiatifs}} \quad (6.5)$$

Pour rappel, le bilan thermique est écrit en considérant la paroi comme le système étudié, donc les flux de chaleur incidents sont positifs et les flux de chaleur perdus négatifs. Le flux de chaleur convecto-diffusif  $q_{convecto-diffusif}$  est le flux de chaleur estimé par CASL, comprenant une composante due au phénomène de convection à la paroi, et une composante due à la diffusion massique des espèces atomiques puis à leur recombinaison à la paroi. Le flux de chaleur net  $q_{net}$  est quant lui le bilan des transferts de chaleur radiatifs et du flux de chaleur convecto-diffusif : il est le flux de chaleur qui est réellement transmis aux protections thermiques et qui diffuse par conduction. Dans le cadre de la modélisation Navier-Stokes par CASL, l'hypothèse d'une paroi adiabatique revient à supposer que le flux net  $q_{net}$  est nul, d'où l'équilibre radiatif suivant :

$$q_{convecto-diffusif} = \varepsilon(T_s)\sigma(T_s^4 - T_\infty^4) \quad (8.6)$$

Cette équation permet alors le calcul de la température à la surface des protections thermiques à partir de l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif :

$$T_s = \left( \frac{q_{convecto-diffusif}}{\varepsilon(T_s)\sigma} + T_\infty^4 \right)^{0,25} \quad (8.7)$$

Comme le flux de chaleur convecto-diffusif et l'émissivité dépendent de la température de la paroi  $T_s$ , l'équation (8.7) est résolue d'une manière itérative.



L'hypothèse d'une paroi adiabatique est une approximation acceptable pour les simulations de rentrée atmosphérique lors du régime continu et hypersonique. Par exemple, les travaux de Zoby [96] et la figure 4.12 (partie 4.3.1 page 83) sur la rentrée atmosphérique de la navette spatiale américaine Columbia lors de la mission STS-2 ont montré que la valeur absolue des transferts radiatifs était égale à au moins 95 % de la valeur absolue du flux de chaleur convecto-diffusif. Ce résultat pourrait théoriquement être montré pour l'IXV à partir de l'étude par méthode inverse des mesures de température réalisées par les thermocouples dans les protections thermiques du nez. Pour cela il suffirait de calculer le rapport entre le flux de chaleur des transferts radiatifs et le flux de chaleur convecto-diffusif. Cependant comme les résultats de l'étude par méthode inverse au nez de l'IXV sont remis en question plus tard dans ce chapitre, cette démonstration n'est pas présentée. La validité de l'hypothèse d'une paroi adiabatique en équilibre radiatif repose sur la recherche bibliographique et l'étude de la mission STS-2.

Conditions limites	Modélisation	Références
Conditions en infini amont	$V_\infty = (V_{IXV})_{Terre}$	[103][102]
	$P_\infty$ et $T_\infty$ issues de la table NRLMSISE-00 traitée par Thales Alenia Space Italie	[44]
	Composition chimique de l'écoulement : $\hat{Y}_{N_2} = 0,767$ , $\hat{Y}_{O_2} = 0,233$ et $\hat{Y}_{NO} = \hat{Y}_N = \hat{Y}_O = 0$	[25]
Conditions à la paroi	Adhérence à la paroi : $V_p = 0 \text{ m.s}^{-1}$	
	Catalycité partielle : travaux de Panerai et al.	[34] et partie 2.4.2
	Température à la surface : équilibre radiatif avec la valeur de l'émissivité issue des travaux de Panerai	[116] et équation (8.7)

TABLE 8.3 – Conditions limites pour le cas de référence de la rentrée atmosphérique de l'IXV

### Présentation du maillage et étude de son raffinement

Le maillage est automatiquement généré par le code CASL à partir de trois paramètres précisés par l'utilisateur : la longueur du domaine de calcul (la ligne de courant normale au choc et orientée vers le point d'arrêt), la taille de la première maille à la paroi et le nombre total de mailles. La longueur des mailles suit une suite géométrique de raison non précisée par l'utilisateur, dont le premier terme est la longueur de la première maille et dont la somme est égale à la longueur totale du domaine. Connaissant le premier terme et la somme de l'ensemble des termes, CASL calcule la raison. Une fois cette dernière calculée elle est exploitée pour le calcul de la taille de chaque maille. La structure de ce maillage garantit un raffinement contrôlé au point d'arrêt et une zone plus grossière en s'en écartant.

La première maille pour l'étude de l'IXV est épaisse de  $1 \mu\text{m}$  afin de bien capter les réactions chimiques et le gradient de température en proche paroi. La longueur du domaine dépend de la position du choc hypersonique et par conséquent du point de vol. Par exemple, pour ce cas de référence les calculs ont montré que la distance corps-choc était comprise entre  $60 \text{ mm}$  et  $90 \text{ mm}$  pendant la période allant de  $4200 \text{ s}$  (altitude  $84,51 \text{ km}$ ) à  $4900 \text{ s}$  (altitude  $52,70 \text{ km}$ ). Pour chaque point de vol le domaine est plus épais que la couche de choc d'environ  $10 \text{ mm}$ .

La figure 8.6 présente la convergence en maillage, effectuée pour le cas de référence à 4600 s. Le point de vol 4600 s a été choisi pour cette vérification car le flux de chaleur à ce moment de la rentrée était particulièrement sensible à la diffusion massique des espèces (voir la figure 8.7 pour les effets de la catalycité de la paroi) et par conséquent à la modélisation de la cinétique chimique. Or au-delà de 200 mailles le raffinement a essentiellement un effet sur la cinétique chimique dans la couche de choc. En effet, pour les calculs avec une paroi non catalytique un raffinement au-delà de 200 mailles n'a plus d'effet. La structure de CASL, en Fortran 77, peut prendre en compte 340 mailles au maximum. Les résultats présentés dans la figure 8.6 montrent que le calcul est convergé à partir de 300 mailles : l'estimation de flux de chaleur avec 300 mailles a un écart relatif de 0,38 % par rapport à l'estimation avec 340 mailles.

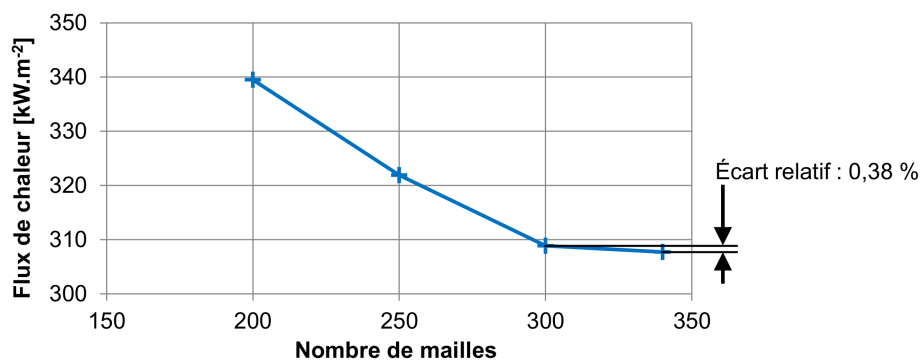
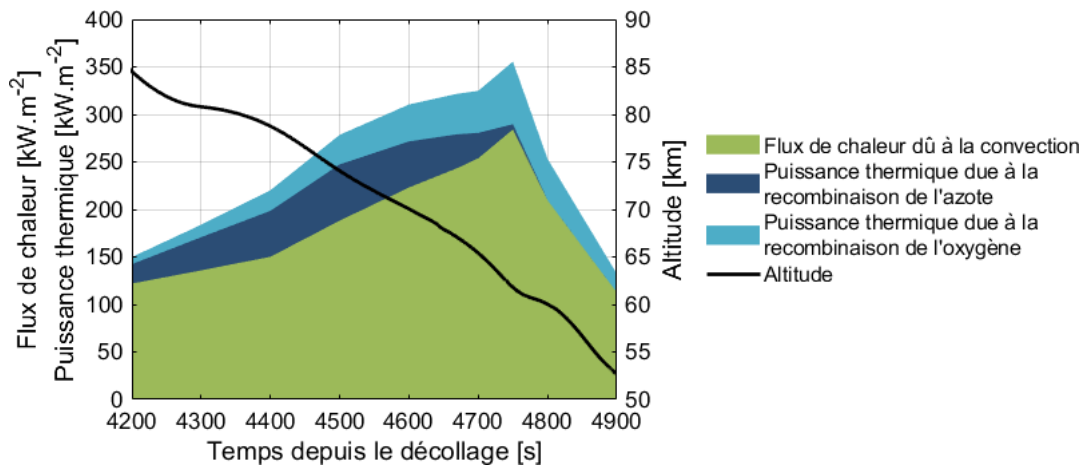


FIGURE 8.6 – Flux de chaleur calculé en fonction du nombre de mailles, pour le cas de référence de l'IXV à 4600 s

#### 8.1.4 Présentation des estimations du transfert de chaleur au point d'arrêt de l'IXV et étude des incertitudes liées aux hypothèses de calcul

La partie précédente a permis la mise en place d'un cas de référence pour l'étude du flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt de l'IXV pendant la période sous régime hypersonique continu de sa rentrée atmosphérique. Ce cas de référence s'appuie sur les hypothèses récapitulées dans les tableaux 8.1, 8.2 et 8.3. La figure 8.7 présente l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif pour les points de vol entre 4200 s et 4900 s présentés dans le tableau 8.1. Les autres points de vol n'ont pas été simulés car ils ne respectaient pas les conditions nécessaires pour une simulation précise par CASL (écoulement en régime continu et hypersonique). Cette figure montre aussi la contribution de chaque phénomène physico-chimique au flux de chaleur convecto-diffusif : la convection, la recombinaison de l'azote et la recombinaison de l'oxygène. Il est intéressant de noter que la recombinaison à la paroi de l'azote intervient dans le temps avant celle de l'oxygène. Cela s'explique par le fait que pour une pression donnée l'azote se recombine à des températures plus élevées que l'oxygène. Pour rappel, la somme des contributions de la convection et des recombinaisons est considérée au final comme un flux de chaleur convecto-diffusif même si la partie dite « diffusive » est composée de puissances thermiques. L'évolution temporelle du flux de chaleur convecto-diffusif est commentée dans les parties suivantes.

Les hypothèses de calcul posées pour ces simulations ne sont pas une représentation exacte de la réalité et il est alors nécessaire d'estimer une incertitude autour des résultats obtenus. Afin d'approfondir ce point l'idée a été d'étudier la sensibilité des estimations par rapport aux variations



**FIGURE 8.7** – Contributions au flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt de l'IXV, estimées par CASL pour le cas de référence - cas de référence présenté dans la partie 8.1.3

des principales hypothèses de calcul. L'étude bibliographique menée sur la modélisation des rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre, présentée dans le chapitre 2, a permis de sélectionner trois hypothèses de calcul ayant un fort impact sur les estimations :

- le choix du modèle de cinétique chimique,
- la catalycité de la paroi,
- les conditions de l'écoulement à l'infini amont (conditions atmosphériques et vitesse).

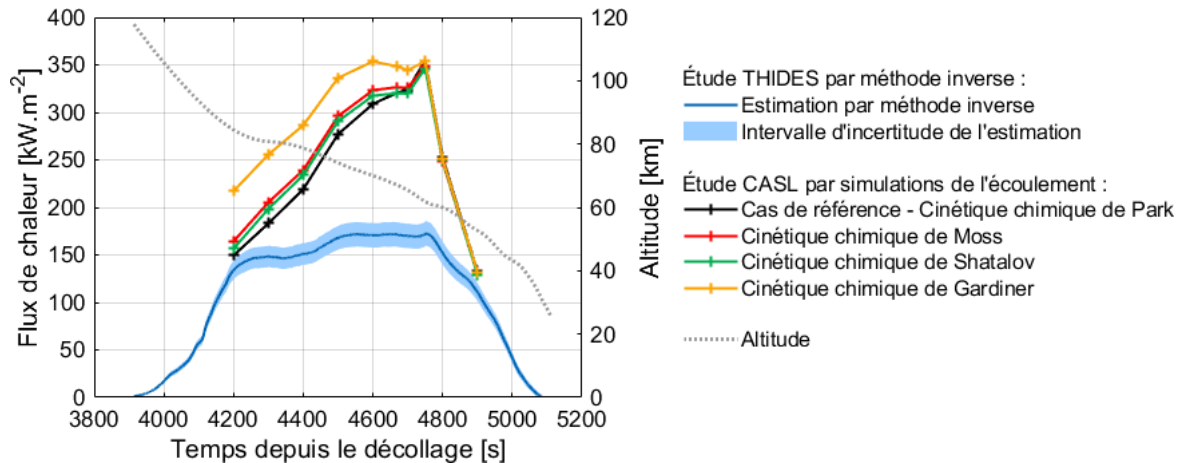
Le plan d'expérience pour l'étude des effets de ces incertitudes est simple : le cas de référence présenté précédemment est repris en changeant à chaque fois un seul paramètre. Le choix de ne modifier qu'un seul paramètre a été motivé par le fait que les mécanismes physico-chimiques ont de nombreux effets combinés. En modifier plusieurs à la fois pourrait trop complexifier l'analyse et empêcher la bonne compréhension des effets étudiés.

### Étude des incertitudes dues au choix du modèle de cinétique chimique

L'étude des incertitudes dues au choix du modèle de cinétique chimique s'appuie sur les quatre modèles présentés dans la partie 2.4.1 (page 37) et dans l'annexe B (page 247). Il y a tout d'abord le modèle de Park, déjà utilisé pour le cas de référence. Le second modèle est celui de Moss [56], qui a été utilisé au cours du chapitre 4 et pendant les études de la NASA sur les cinq premiers vols de la navette spatiale américaine Columbia. Le troisième modèle est celui développé par Shatalov [57], car il s'appuie uniquement sur des travaux russes et fait abstraction des travaux occidentaux. Le dernier modèle utilisé est celui de Gardiner [55], connu pour simuler une cinétique plus lente que les autres modèles et a posteriori plus lente que la réalité. Ce modèle n'est pas utilisé pour affiner les résultats, son intérêt réside dans le fait de réaliser une estimation avec un modèle dont un biais est déjà connu et de s'assurer que les effets de ce dernier soient bien ceux qui sont attendus. Ici une cinétique chimique trop lente doit amener à une surestimation du flux de chaleur au point d'arrêt et à une couche de choc plus épaisse. Comme expliqué précédemment le cas de référence va être repris en ne changeant que le modèle de cinétique chimique.

La figure 8.8 présente l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV pour le cas de référence et ses trois dérivés, chacun basé sur un mo-

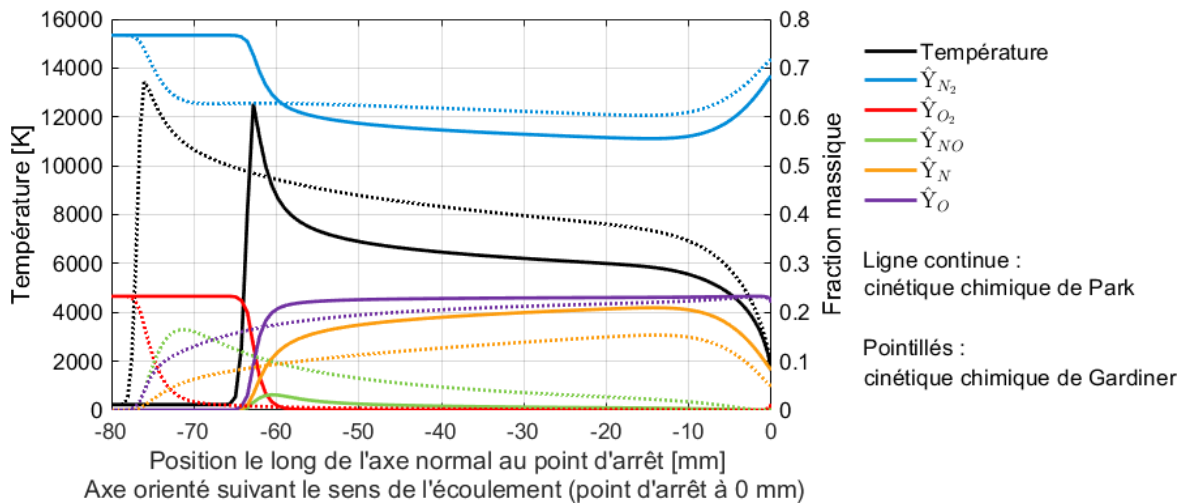
dèle de cinétique chimique différent. L'estimation par méthode inverse est basée sur les mesures de température du thermocouple NT4 (thermocouple proche du point d'arrêt). La résolution de ce problème inverse et l'estimation de son intervalle d'incertitude sont présentées dans le chapitre 6.



**FIGURE 8.8** – Flux de chaleur convecto-diffusif en fonction du temps, estimé par CASL pour différents modèles de cinétique chimique et estimé par méthode inverse à partir des mesures de température du thermocouple NT4 - cas de référence présenté dans la partie 8.1.3

Comme attendu, le modèle de cinétique chimique de Gardiner, plus lent que les autres, a donné lieu à un flux de chaleur bien plus important. Les deux autres estimations, basées sur les cinétiques chimiques de Moss et de Shatalov, ont donné des résultats légèrement supérieurs à ceux du cas de référence. Les résultats de ces simulations sont récapitulés dans le tableau 8.4 page 214. La figure 8.9 présente la variation de la température et de la fraction massique des espèces chimiques dans la couche de choc pour le cas de référence (cinétique chimique de Park) et pour le cas avec la cinétique chimique de Gardiner. Cette figure montre bien qu'une cinétique chimique plus lente avec des taux de dissociation du diazote  $N_2$  et du dioxygène  $O_2$  plus faibles. Un nombre plus réduit de dissociations, qui est une réaction chimique endothermique, amène à une température plus élevée dans la couche de choc et à un gradient de température à la paroi de valeur absolue plus importante. Au final une cinétique chimique plus lente amène à une augmentation de la contribution due à la convection. Cette figure montre aussi un déplacement du choc, détectable par la brusque augmentation de la température. Les deux autres cas, basés sur la cinétique chimique de Moss et de Shatalov, ont des résultats plus proches du cas de référence.

L'élément important à retenir ici est l'écart entre l'estimation CASL du cas de référence et l'estimation par méthode inverse. Les écarts entre ces deux estimations sont particulièrement importants : par exemple à 4750 s l'estimation par CASL a une valeur deux fois plus importante que l'estimation par méthode inverse. Par ailleurs les tendances ne sont pas les mêmes, alors que l'estimation par méthode inverse a une tendance en plateau, l'estimation par CASL du cas de référence est monotone croissante jusqu'à 4750 s. Une telle différence dans les variations du flux de chaleur implique un scénario différent dans les mécanismes physico-chimiques à l'origine des échauffements pariétaux. Les effets dus à une cinétique chimique différente ne semblent pas expliquer les écarts constatés avec l'estimation par méthode inverse.



**FIGURE 8.9** – Variation de la composition chimique et de la température de l'écoulement le long de la ligne d'arrêt, pour la cinétique chimique de Park (cas de référence) et de Gardiner - Point de vol : 4669 s - Mach 20 - 67,07 km d'altitude

### Étude des incertitudes dues à la catalycité de la paroi

Le second paramètre pouvant avoir un fort impact sur l'estimation du flux de chaleur est la catalycité de la paroi, dont la modélisation est présentée dans la partie 2.5 (page 40). Pour rappel, dans le contexte de cette rentrée atmosphérique une paroi catalytique favorise l'activation des réactions de recombinaison de l'azote  $N$  et de l'oxygène  $O$ . Ces réactions étant exothermiques, leur présence à la paroi implique une puissance thermique supplémentaire cédée au véhicule. La figure 8.7 montre ce résultat pour le cas de référence. La figure 8.10 présente le cas de référence en noir et deux dérivés : en vert un cas avec la paroi totalement catalytique ( $\gamma = 1$ ) et en rouge un cas avec la paroi non catalytique ( $\gamma = 0$ ). Le cas totalement catalytique présente un flux de chaleur beaucoup plus important que le cas de référence, dû à la forte contribution des réactions de recombinaison. Le cas non catalytique à l'inverse présente un flux de chaleur plus faible que dans le cas de référence à cause de l'absence totale de recombinaisons à la paroi. Le cas de référence est quant à lui un cas intermédiaire puisqu'il présente une catalycité partielle.

La figure 8.11 présente la variation de la température et de la fraction massique des espèces chimiques dans la couche de choc pour le cas de référence et pour le cas avec une paroi non catalytique. L'effet de la catalycité partielle du cas de référence est bien visible avec les fractions massiques d'azote  $N$  et de diazote  $N_2$  : le cas de référence présente une plus grande quantité de  $N_2$  due aux recombinaisons à la paroi. L'effet sur les fractions massiques de l'oxygène  $O$  et du dioxygène  $O_2$  n'est distinguable qu'à l'aide d'un zoom à la paroi. Effectivement, les conditions de l'écoulement ne sont pas propices à la recombinaison de l'oxygène : la température est trop haute et l'équilibre chimique pousse à garder le dioxygène dissocié. Il faut être très proche de la paroi pour voir un effet, car cette dernière aide à la recombinaison par sa catalycité et parce que la température y est bien plus basse qu'en amont. Cela n'est pas le cas du diazote qui se dissocie à plus haute température et dont les conditions permettent plus facilement des recombinaisons en amont de la paroi. Par conséquent l'effet de la catalycité de la paroi est bien discernable pour le diazote et l'azote et l'est moins pour le dioxygène et l'oxygène. Cette figure montre aussi l'effet de la catalycité sur la variation de la température à l'approche de la paroi : le cas non catalytique présente un gradient de température

plus faible, amenant à un flux de chaleur dû à la convection moins important. En effet, la catalycité et les recombinaisons ne sont pas de simples rajouts au flux de chaleur convectif. Les phénomènes sont liés et la contribution de la convection n'est pas la même en fonction de la catalycité de la paroi.

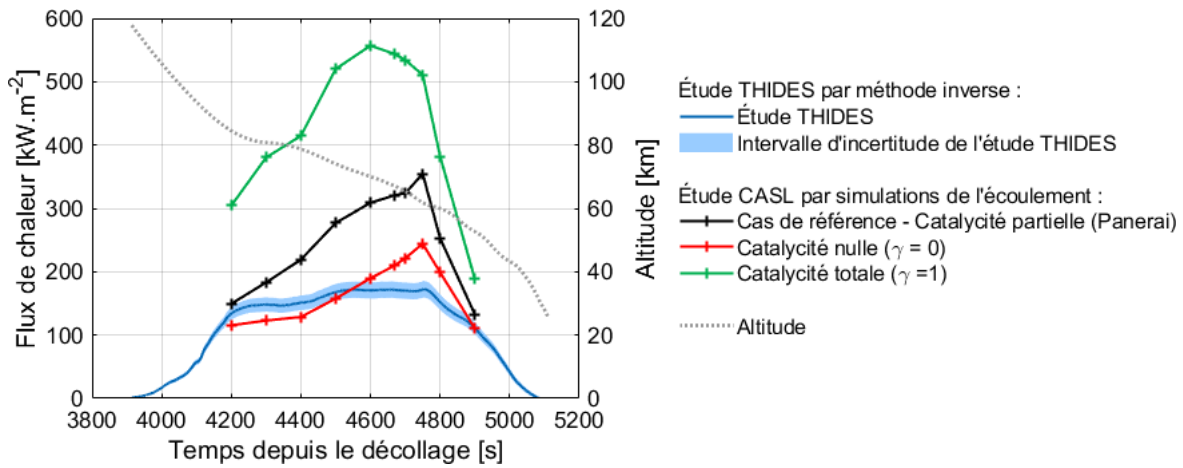


FIGURE 8.10 – Flux de chaleur convecto-diffusif en fonction du temps, estimé par CASL pour différents niveaux de catalycité de la paroi et estimé par méthode inverse à partir des mesures de température du thermocouple NT4 - cas de référence présenté dans la partie 8.1.3

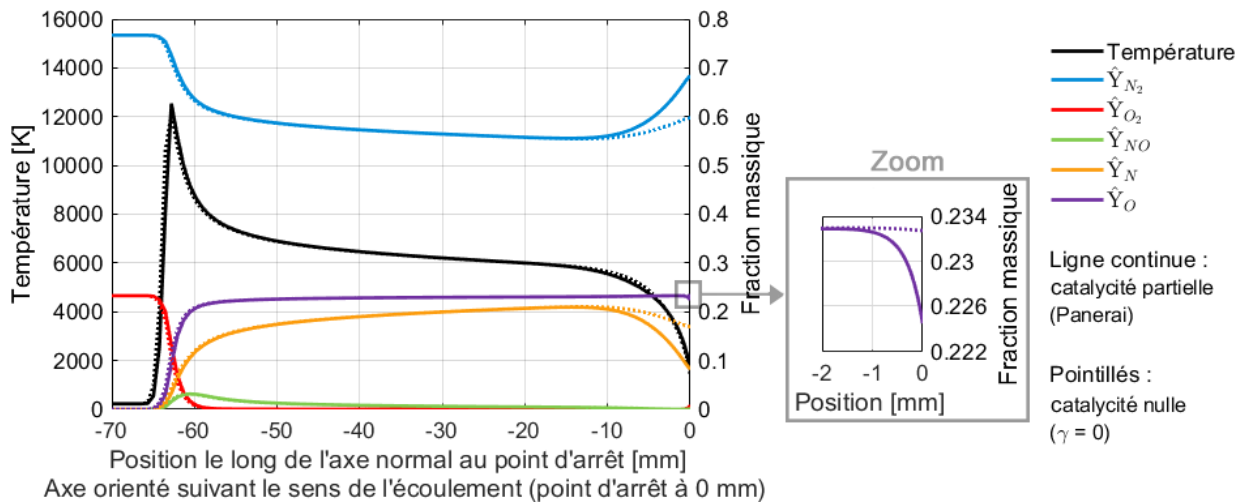


FIGURE 8.11 – Variation de la composition chimique et de la température de l'écoulement le long de la ligne d'arrêt, pour un cas avec une paroi partiellement catalytique (cas de référence) et un cas avec une paroi non catalytique - Point de vol : 4669 s - Mach 20 - 67,07 km d'altitude

L'élément important à retenir est la comparaison dans la figure 8.10 entre le flux de chaleur estimé par méthode inverse et le flux de chaleur estimé par CASL dans le cas d'une paroi non catalytique. L'estimation CASL dans le cas non catalytique représente la valeur minimale de ce que pourrait être le flux de chaleur. L'estimation par méthode inverse étant basée sur des mesures de vol, et par conséquent sur un cas partiellement catalytique, ses valeurs doivent normalement être supérieures à celles de l'estimation du cas non catalytique par CASL. Or comme le montre la figure 8.10 ce n'est pas le cas entre 4600 s et 4800 s. Par ailleurs, dans le cas non catalytique de CASL il y a une tendance monotone croissante jusqu'à 4750 s, avec une augmentation significative de la pente à partir de 4400 s. Ces variations dans le temps sont différentes de celles estimées par

méthode inverse, composées de deux paliers respectivement entre 4200 s et 4400 s et entre 4500 s et 4750 s. Cependant le changement de palier de l'estimation par méthode inverse entre 4400 s et 4500 s correspond au changement de pente de l'estimation non catalytique de CASL. De plus, l'estimation par méthode inverse présente un très léger pic à 4750 s, ce qui pourrait avoir un lien avec les pics observés au même moment dans la plupart des estimations réalisées par CASL. Le pic à 4750 s pourrait être dû à une manœuvre en vol mais cela reste à approfondir.

Ces premières observations montrent que la catalycité à elle seule n'explique ni les écarts ni même les différences dans les variations au cours du temps entre l'estimation par méthode inverse et l'estimation par simulations de l'écoulement. Ces écarts sont approfondis dans le bilan de cette partie, page 213. Les valeurs de ces estimations sont récapitulées dans le tableau 8.4 page 214.

### Étude des incertitudes des conditions de l'écoulement à l'infini amont

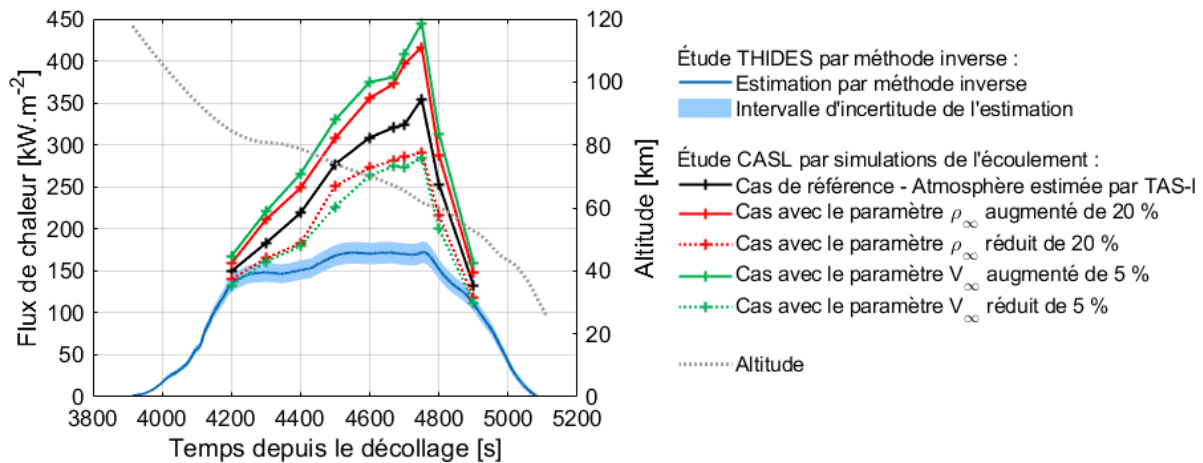
Les conditions à l'infini amont peuvent aussi avoir un fort impact sur les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif. Cette étude couvre les variations dues aux conditions atmosphériques (pression, température et masse volumique) et à la vitesse de l'écoulement. Les propriétés de l'écoulement à l'infini amont sont liées par la loi des gaz parfaits :

$$P_{\infty} = \rho_{\infty} r T_{\infty} \quad (8.8)$$

Avec  $P_{\infty}$  la pression de l'écoulement à l'infini amont,  $\rho_{\infty}$  sa masse volumique,  $r$  la constante des gaz parfaits divisée par sa masse molaire et  $T_{\infty}$  sa température. La composition de l'écoulement est supposée constante, par conséquent le terme  $r$  est supposé constant. Cette équation implique que la variation d'un des termes se répercute sur les autres. Afin d'étudier les effets des variations des conditions atmosphériques, l'idée a été de fixer l'un des paramètres à sa valeur prévue par TAS-I, d'en faire varier un suivant une incertitude estimée par l'étude bibliographique puis de calculer le troisième terme afin de garantir l'équation (8.8). Cette étude a montré que seulement la variation de la masse volumique avait un impact sur l'estimation du flux de chaleur. La pression et la température ont uniquement un impact indirect à travers la variation de la masse volumique qu'elles impliquent. Pour cette raison seulement les effets de la variation de la masse volumique à température constante sont approfondis ici. Les résultats sont présentés dans la figure 8.12.

L'analyse des incertitudes sur l'estimation de la masse volumique de l'écoulement à l'infini amont est un problème important auquel la NASA a déjà été confrontée pour l'étude des vols de la navette spatiale américaine, comme le montre la figure 2.2 (page 30). La masse volumique varie en fonction du temps, de l'altitude, de la latitude, de la longitude et d'événements divers liés aux aléas du climat. Les modèles de l'atmosphère ne donnent que des valeurs moyennes dans le temps et l'espace. Les conditions atmosphériques pour l'étude de l'IXV ont été estimées par TAS-I à l'aide de la table d'atmosphère NRLMSISE-00 [44]. Une recherche bibliographique basée principalement sur les travaux de Hedin et al. [43] a permis le choix d'une incertitude de  $\pm 20\%$  pour l'estimation de la masse volumique à proximité de l'équateur, entre les latitudes  $30^{\circ}$  S et  $30^{\circ}$  N, et pour une altitude comprise entre 50 km et 90 km. Entre 4200 s et 4900 s l'IXV se trouvait entre 84,51 km et 52,70 km d'altitude, et entre les latitudes  $6^{\circ}$  S et  $6^{\circ}$  N [127].

Concernant l'effet de la vitesse de l'écoulement à l'infini amont  $V_{\infty}$  sur l'estimation du flux de chaleur, aucune source n'a été trouvée afin de construire une incertitude. Dans ce cadre là il a été



**FIGURE 8.12** – Flux de chaleur convecto-diffusif en fonction du temps, estimé par CASL pour différentes conditions à l’infini amont et estimé par méthode inverse à partir des mesures de température du thermocouple NT4 - cas de référence présenté dans la partie 8.1.3

décidé arbitrairement d’appliquer une incertitude de  $\pm 5\%$ . Les effets de cette incertitude sont aussi présentés dans la figure 8.12.

Les éléments à retenir de ces deux incertitudes sont les suivants. La masse volumique et la vitesse de l’écoulement à l’infini amont ont un fort impact sur l’estimation du flux de chaleur convecto-diffusif au point d’arrêt de l’IXV, de l’ordre de plusieurs dizaines de kilowatts. Les valeurs de ces estimations sont récapitulées dans le tableau 8.4. Cependant aucun de ces cas ne permet d’expliquer les écarts du cas de référence avec l’estimation par méthode inverse. Par ailleurs, la tendance reste monotone croissante pendant la majorité de la rentrée pour les quatre cas. Par conséquent les incertitudes des conditions à l’infini amont n’expliquent pas à elles seules les écarts entre le flux de chaleur estimé dans le cas de référence par CASL et le flux de chaleur estimé par méthode inverse à partir des mesures de température du thermocouple NT4.

### 8.1.5 Bilan de l’étude 1D des transferts de chaleur au point d’arrêt de l’IXV

Les effets des trois groupes d’incertitudes ont été présentés au cours des sous-parties précédentes : les incertitudes liées au modèle de cinétique chimique, celles liées à la catalycité de la paroi et celles liées aux conditions de l’écoulement à l’infini amont. Dans tous les cas analysés ici, aucune de ces incertitudes ne peut expliquer à elle seule ni le niveau ni la tendance en deux paliers entre 4200 s et 4750 s de l’estimation du flux de chaleur convecto-diffusif par méthode inverse, basée sur les mesures de température du thermocouple NT4 (proche du point d’arrêt). Le tableau 8.5 présente l’écart relatif entre l’estimation Navier-Stokes 1D du cas de référence et l’estimation par méthode inverse à partir des mesures de température du thermocouple NT4.

Suite à ce premier constat vient naturellement la question suivante : qu’en est-il des effets combinés de ces incertitudes sur les estimations par simulations Navier-Stokes 1D? Traiter les effets combinés afin de trouver un cas pouvant expliquer les résultats obtenus par méthode inverse serait plus long et plus complexe. Cependant il n’a pas été jugé utile de mener l’étude dans cette direction étant donné les observations réalisées lors de l’étude des effets de la catalycité. Le fait que l’estimation du cas de référence avec une paroi non catalytique, présentée dans la figure 8.10, ait



Point de vol [s]	4200	4300	4400	4500	4600	4669	4700	4750	4800	4900
Estimation THIDES (NT4) [ $kW.m^{-2}$ ]	133,8	148,3	151,1	168,0	170,6	171,3	170,1	172,1	152,1	110,9
Cas de référence [ $kW.m^{-2}$ ]	149,4	183,1	219,0	277,0	308,9	320,6	323,9	354,6	252,8	132,5
Cinétique chimique de Moss [ $kW.m^{-2}$ ]	164,2	205,3	239,3	296,0	323,4	326,4	325,7	348,6	248,1	129,4
Cinétique chimique de Shatalov [ $kW.m^{-2}$ ]	156,5	198,5	233,9	290,75	317,6	320,0	319,7	346,2	249,5	129,4
Cinétique chimique de Gardiner [ $kW.m^{-2}$ ]	217,1	255,6	286,4	336,2	353,6	348,4	344,5	353,7	250,7	132,1
Catalycité nulle [ $kW.m^{-2}$ ]	115,4	122,9	128,6	157,7	189,6	209,8	221,4	244,2	198,9	110,3
Catalycité totale [ $kW.m^{-2}$ ]	304,4	380,3	414,5	520,0	556,9	543,8	534,1	510,8	382,0	188,1
$\rho_\infty$ augmenté de 20 % [ $kW.m^{-2}$ ]	158,9	211,0	248,8	308,0	355,9	372,6	396,4	416,5	287,6	147,4
$\rho_\infty$ réduit de 20 % [ $kW.m^{-2}$ ]	139,9	164,9	183,0	251,3	272,7	281,7	285,5	291,0	216,2	117,5
$V_\infty$ augmenté de 5 % [ $kW.m^{-2}$ ]	167,4	220,6	265,8	329,8	374,9	380,6	408,3	445,0	313,4	159,1
$V_\infty$ réduit de 5 % [ $kW.m^{-2}$ ]	132,9	161,2	179,6	226,5	263,6	274,6	273,8	284,5	200,4	111,4

**TABLE 8.4** – Comparaison entre les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif réalisées par simulations Navier-Stokes 1D avec CASL et par méthode inverse avec THIDES - Les cas sont nommés en fonction de leur paramètre qui a été modifié par rapport au cas de référence

Point de vol [s]	4200	4300	4400	4500	4600	4669	4700	4750	4800
Estimation THIDES (NT4) [ $kW.m^{-2}$ ]	133,8	148,3	151,1	168,0	170,6	171,3	170,1	172,1	152,1
Estimation CASL cas de référence [ $kW.m^{-2}$ ]	149,4	183,1	219,1	277,0	308,9	320,6	323,9	354,6	252,8
Écart relatif [%]	11,7	23,5	45,0	64,9	81,1	87,1	90,5	106,0	66,2

**TABLE 8.5** – Comparaison entre les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif réalisées par simulations Navier-Stokes 1D avec CASL et par méthode inverse avec THIDES

des valeurs supérieures à celles de l'estimation par méthode inverse indique qu'il y a un problème plus profond au sein de cette étude. Le cas non catalytique est un cas idéal qui représente la limite inférieure des valeurs possibles en termes de flux de chaleur pour des conditions de vols données. De plus, aucune des incertitudes étudiées ne permet de comprendre la variation temporelle de l'estimation par méthode inverse avec deux paliers. Ces observations impliquent trois possibilités :

- Les hypothèses sur les conditions de vol et les interactions gaz-paroi seraient trop réductrices par rapport à la réalité, amenant à de mauvaises simulations de l'écoulement.
- La modélisation des protections thermiques ou du thermocouple NT4 seraient trop réductrices par rapport à la réalité, amenant à une mauvaise estimation du flux de chaleur convecto-diffusif par méthode inverse.
- Le thermocouple NT4 n'aurait pas fonctionné dans les conditions attendues suite à un événement imprévu, générant soit des écarts de température dans la zone de mesure soit un dysfonctionnement au sein de la chaîne de mesure. Dans ce cas il serait nécessaire de comprendre cet événement afin de mettre à jour les hypothèses des estimations par méthode inverse.

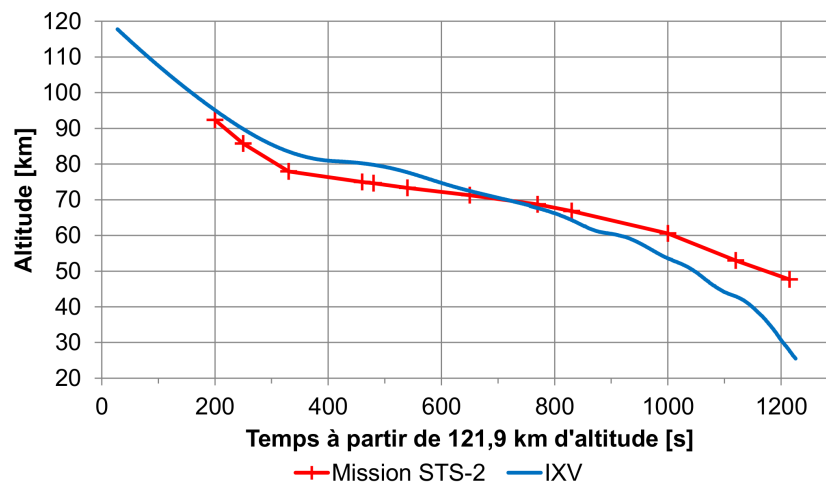
Les deux premières possibilités évoquées sont naturellement celles à privilégier étant donné que le but global de ces travaux de thèse est de mieux comprendre les mécanismes liés aux flux de chaleur de chaleur à l'intrados d'un véhicule de rentrée atmosphérique. Le but est ici de comprendre et d'apprendre à partir de mesures de vol, et remettre en cause prématurément les données issues du vol serait alors contre-productif. Cependant il est important de rappeler que l'utilisation des outils CASL et THIDES a déjà été validée lors du chapitre 4 pour l'étude de la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia.

Afin d'avoir plus de visibilité sur les causes possibles des écarts entre les résultats issus de l'approche CASL et de l'approche THIDES, la partie suivante présente une comparaison entre le vol de la mission STS-2 et le vol de l'IXV. En admettant que ces deux rentrées atmosphériques soient bien comparables, cette comparaison permettrait de prendre plus de recul sur les données de l'IXV.

## 8.2 Comparaison entre les estimations du flux de chaleur au point d'arrêt pour le vol de l'IXV et pour la mission STS-2 de la navette Columbia

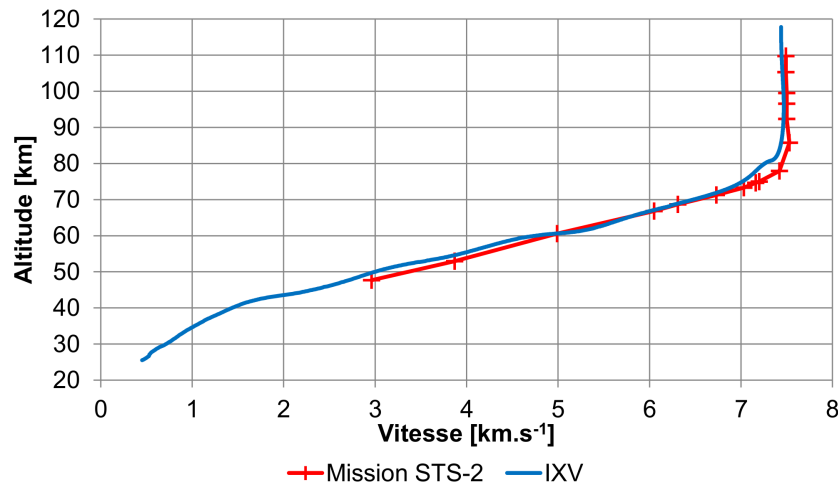
La partie précédente a mis en avant d'importants écarts entre les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif dans la région du point d'arrêt basées sur une étude par méthode inverse et celles basées sur des simulations Navier-Stokes 1D de la couche de choc. Le but de cette partie est de prendre du recul sur les résultats de l'étude de l'IXV en faisant une comparaison avec les données de la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia. La mission STS-2 a déjà été présentée lors du chapitre 4.

Avant de commencer cette comparaison il faut se demander si les rentrées atmosphériques des deux navettes sont bien comparables. Pour que deux missions soient comparables il faut que les conditions à l'infini amont et les conditions dans la région du point d'arrêt soient similaires. Pour cela l'étude débute par une comparaison des trajectoires de vol et des conditions à l'infini amont. La figure 8.13 présente l'altitude de la navette spatiale américaine Columbia et de l'IXV en fonction du temps. Pour rendre la comparaison possible le référentiel temporel de la trajectoire de l'IXV a été remplacé par celui de la navette Columbia : l'instant où le véhicule passe en dessous de la barre de 121,9 km d'altitude. Cette figure montre que la perte d'altitude de l'IXV a été plus rapide que celle de la navette Columbia.



**FIGURE 8.13** – Altitude de la navette spatiale Columbia (mission STS-2) [3] et de l'IXV [102][103] en fonction du temps

Comme expliqué lors de l'étude des conditions à l'infini amont pendant le vol de l'IXV, page 212, l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif est particulièrement sensible à la masse volumique et la vitesse de l'écoulement. Cela a aussi été mis en avant lors des travaux de Sutton et Graves [54], de Sagnier et Vérant [137] ou de Scott [138]. Un autre exemple de cette observation est la corrélation de Detra [115][15], déjà présentée par l'équation (5.3) (page 108). La figure 8.14 permet d'étudier les deux rentrées sous cet angle en présentant leur altitude en fonction de leur vitesse respective. Ce graphique montre que les trajectoires étaient approximativement similaires : bien que l'IXV ait fait une rentrée avec une perte d'altitude plus rapide, pour chaque altitude donnée les deux véhicules avaient approximativement la même vitesse.



**FIGURE 8.14** – Altitude de la navette spatiale Columbia (mission STS-2) [3] et de l'IXV [102][103] en fonction de leur vitesse respective

Afin d'aller plus loin et de prendre en compte les incertitudes de la masse volumique de l'écoulement à l'infini amont il a fallu s'appuyer sur les travaux de la NASA. L'agence spatiale américaine voulait pouvoir comparer les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif réalisées par méthode inverse lors des vols de ses navettes malgré les différentes conditions atmosphériques rencontrées à chaque vol. Pour cela elle avait mis au point un coefficient correcteur permettant de replacer chaque vol dans un même cas de référence. Une fois tous les vols repositionnés dans le cas de référence, ces derniers pouvaient être comparés comme s'ils s'étaient déroulés suivant les mêmes conditions à l'infini amont. Ce coefficient, appelé  $f$ , a été mis en place par Scott [138] et est complété ici pour la prise en compte de l'effet du rayon du nez :

$$f = \sqrt{\frac{\rho_{étude}}{\rho_{ref}} \frac{R_{ref}}{R_{étude}}} \left( \frac{V_{étude}}{V_{ref}} \right)^3 \quad (8.9)$$

Avec  $\rho$  la masse volumique,  $V$  la vitesse de l'écoulement,  $R$  le rayon de nez, l'indice  $ref$  pour les conditions à l'infini amont du cas de référence et l'indice  $étude$  pour les conditions à l'infini amont du vol étudié. Si le coefficient  $f$  est supérieur à 1, alors les conditions du vol étudié sont censées générer un flux de chaleur plus important que dans le cas de référence. Ce coefficient  $f$  a été utilisé au cours de cette étude pour comparer la mission STS-2 et celle de l'IXV. La trajectoire de la mission STS-2 a été considérée comme le vol de référence, et celle de l'IXV a été considérée comme le vol étudié. Les résultats obtenus en fonction de l'altitude sont présentés dans la figure 8.15. Le calcul du coefficient  $f$  dans ce cadre là est juste un indicateur des effets de l'infini amont et du rayon de nez équivalent sur l'estimation du flux de chaleur. Il ne faut pas oublier que d'autres éléments restent à prendre en compte comme la catalycité ou l'émissivité. Entre 60,56 km et 99,49 km d'altitude la valeur du coefficient  $f$  est comprise entre 1,09 et 1,24. Ce résultat montre que le flux de chaleur généré lors des deux rentrées sont du même ordre de grandeur et sont comparables.

Le résultat de la figure 8.15 peut être approfondi avec une discussion sur les effets de la géométrie des véhicules. Dans les deux cas la forme de la zone du point d'arrêt peut être approximée par une sphère de rayon équivalent. Pour l'IXV le rayon équivalent est de 0,998 m et pour la navette Columbia le rayon équivalent moyen sur la rentrée est de 1,27 m (voir tableau 4.2 page 84 pour la

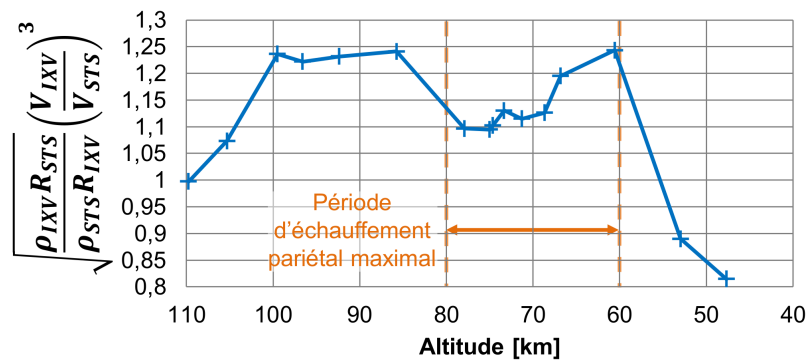


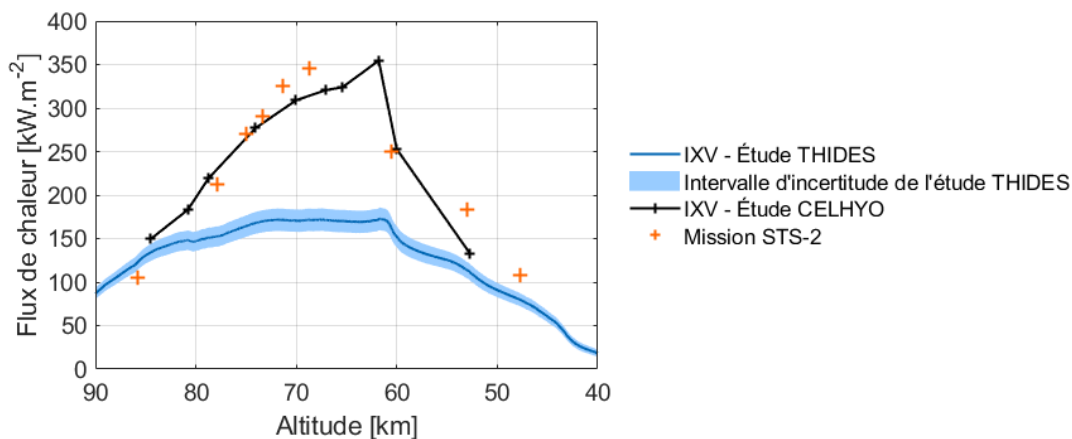
FIGURE 8.15 – Variation du coefficient  $f$  de l'équation (8.9) en fonction de l'altitude, appliqué à l'IXV et à la mission STS-2

valeur du rayon de nez équivalent en fonction de l'altitude). La recherche bibliographique évoquée précédemment, basée sur les travaux de Sutton et Graves [54], de Sagnier et Vérant [137] et de Scott [138] a montré que le flux de chaleur au point d'arrêt est proportionnel à  $1/\sqrt{R_N}$ , avec  $R_N$  le rayon de nez. Par conséquent, comme l'IXV a un rayon de nez plus petit que celui de la navette Columbia, il devrait être soumis à un flux de chaleur plus important. En se basant uniquement sur la variation de  $1/\sqrt{R_N}$ , l'IXV devrait être soumis à un flux de chaleur avec une valeur supérieure de 13 % par rapport au cas de la mission STS-2. Plus concrètement un nez avec un rayon plus grand, implique une couche de choc plus épaisse et par conséquent un temps de parcours plus long pour les particules. Dans le cadre d'un écoulement en fort déséquilibre chimique, une couche de choc plus épaisse laisse plus de temps aux particules pour tendre vers un état d'équilibre. Dans le cadre de l'IXV et de la navette Columbia les rayons sont suffisamment grands pour que dans les deux cas l'écoulement puisse tendre vers un état proche de l'équilibre chimique, limitant ainsi les effets dus au rayon de nez. Ce résultat a été montré par exemple dans les travaux Prevèreaud et al. [139]. Par conséquent les tendances observées dans la figure 8.15 sont compréhensibles et l'écart du coefficient  $f$  par rapport à la valeur 1 est principalement dû à la différence de rayon de nez équivalent. Ce résultat montre aussi que les conditions à l'infini amont des deux vols sont suffisamment proches pour être comparables.

Un dernier point de comparaison entre les deux véhicules doit être évoqué : les conditions dans la région du point d'arrêt. Les deux navettes étaient protégées à la surface par un matériau composite non ablatif, avec une faible catalycité et une haute émissivité : du  $C/C$  pour la navette Columbia et du  $C/SiC$  pour l'IXV. La catalycité du  $C/C$  et du  $C/SiC$  sont à des niveaux similaires, comme le montrent la figure 4.17 (page 92) pour le  $C/C$  et la figure 8.5 (page 204) pour le  $C/SiC$ . Concernant l'émissivité, celle du  $C/C$  a été estimée à 0,9 pour ce vol et celle de l'IXV a été estimée entre 0,8 et 0,9 en fonction des points de vol. Ces premiers éléments montrent que dans les deux cas les mécanismes physico-chimiques entre le gaz et la paroi étaient les mêmes et à des niveaux similaires (à l'exception des phénomènes négligés, comme l'oxydation de la paroi).

Pour conclure, les éléments mis en avant montrent que l'IXV et la navette Columbia ont réalisé leur rentrée atmosphérique respective dans des conditions suffisamment proches pour que les mêmes mécanismes physico-chimiques y soient impliqués. Ce premier point permet de dire que les deux rentrées atmosphériques sont bien comparables. Par ailleurs, les valeurs des paramètres étudiés dans cette partie montrent que les deux véhicules ont dû être soumis à des flux de chaleur

convecto-diffusifs de valeurs relativement proches. L'information principale à retenir ici est que pour les deux rentrées atmosphériques les phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc ont dû suivre la même chronologie en fonction de l'altitude. Par conséquent, pour les deux rentrées atmosphériques, les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt devraient suivre les mêmes tendances en fonction de l'altitude. Afin d'approfondir ce point la figure 8.16 a été tracée. Cette dernière présente le flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt, estimé pour la mission STS-2 par la NASA avec un code 2D de type VSL (Viscous-Shock-Layer) [3], estimé pour le cas de référence de l'IXV à l'aide du code Navier-Stokes 1D CASL, et estimé pour l'IXV par méthode inverse à partir des mesures de température du thermocouple NT4 (proche du point d'arrêt).



**FIGURE 8.16** – Estimations du flux de chaleur convecto-diffusif au point d'arrêt de l'IXV et de la navette Columbia (mission STS-2) [3] en fonction de l'altitude

La figure 8.16 montre que l'estimation de la mission STS-2 suit une évolution en fonction de l'altitude similaire à celle de l'estimation CASL de l'IXV. En s'appuyant sur l'estimation de la NASA comme un cas de référence il semblerait que les écarts entre les estimations de l'étude avec CASL et de l'étude avec THIDES soient dus à un problème de l'étude THIDES. Dans ces conditions il reste deux pistes pour expliquer les écarts obtenus par méthode inverse :

- La modélisation des protections thermiques ou du thermocouple NT4 seraient trop réductrices par rapport à la réalité, amenant à une mauvaise estimation du flux de chaleur convecto-diffusif par méthode inverse.
- Le thermocouple NT4 n'aurait pas fonctionné dans les conditions attendues suite à un événement imprévu, générant soit des écarts de température dans la zone de mesure soit un dysfonctionnement au sein de la chaîne de mesure. Dans ce cas il serait nécessaire de comprendre cet événement afin de mettre à jour les hypothèses des estimations par méthode inverse.

Afin de répondre à cette problématique une nouvelle analyse a été lancée : réaliser une comparaison entre une estimation par simulations de l'écoulement et une estimation par méthode inverse en se basant sur des mesures de température d'autres thermocouples. Pour cela il est alors nécessaire de travailler ailleurs que la région du point d'arrêt. La prochaine partie présentera la mise en place d'une simulation Navier-Stokes 3D permettant l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à l'emplacement d'autres thermocouples que le NT4.

### 8.3 Étude des transferts de chaleur à l'intrados de l'IXV à partir d'une simulation Navier-Stokes 3D de l'écoulement à Mach 20

L'étude Navier-Stokes 1D a permis l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif dans la région du point d'arrêt de l'IXV. Les résultats issus de cette analyse doivent être approfondis étant donné les écarts constatés avec les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif réalisées par méthode inverse à partir des mesures de température du thermocouple NT4. La comparaison des résultats de l'IXV avec ceux obtenus lors de l'analyse de la mission STS-2 a mis en avant que les écarts des estimations viendraient des résultats de l'analyse par méthode inverse. L'objectif de cette partie est d'apporter des éléments de réponse en étendant l'analyse des flux de chaleur à toute la ligne centrale de l'intrados de l'IXV à l'aide d'une simulation Navier-Stokes 3D de l'écoulement. La comparaison des résultats de cette simulation 3D avec les estimations par méthode inverse des mesures des thermocouples du corps de l'IXV permettra de comprendre si les écarts constatés précédemment sont un problème local au nez ou un problème plus global venant de l'approche par méthode inverse.

#### 8.3.1 Mise en place de la simulation 3D de l'écoulement

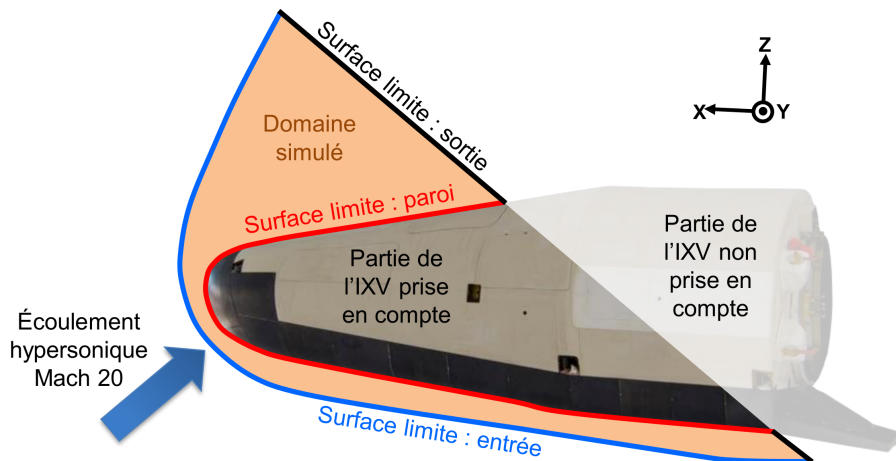
Cette estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV a été réalisée à l'aide du solveur Navier-Stokes 3D CHARME de la plate-forme logicielle CEDRE de l'ONERA. Le solveur CHARME a été codé pour la simulation d'écoulements compressibles réactifs multi-espèces. Une présentation plus complète du solveur est disponible dans la partie 2.6.2. L'objectif de cette simulation est la modélisation des mécanismes physico-chimiques dans la couche de choc qui enveloppe la surface intrados de l'IXV. Le domaine de calcul et ses surfaces limites sont présentées par la figure 8.17. La surface limite d'entrée, en bleu, est située juste en amont du choc, alignée avec ce dernier. La surface limite de sortie, en noir, est une surface plane permettant l'évacuation de l'écoulement vers l'aval. La surface limite rouge représente la paroi de l'IXV, dont les conditions doivent être représentatives des caractéristiques du  $C/SiC$  à la surface.

Le domaine du calcul enveloppe l'intrados du nez et du corps de l'IXV et s'arrête juste avant les gouvernes arrières. Ce choix a été fait afin de respecter les délais imposés à cette étude. La simulation de l'écoulement au niveau des gouvernes arrières aurait demandé plus de temps pour la préparation du maillage et pour la réalisation du calcul.

#### Choix des hypothèses pour la modélisation des phénomènes physico-chimiques de l'écoulement à Mach 20 (point de vol 4669 s - altitude de 67,07 km)

La mise en place de la simulation commence par le choix des modèles pour les phénomènes physico-chimiques à modéliser. Afin de remplir au mieux les objectifs il a été décidé de reprendre, dans la mesure du possible, les hypothèses du calcul Navier-Stokes 1D par CASL à 4669 s pour le cas de référence avec une paroi non catalytique.

Le choix du point de vol à 4669 s a été motivé par deux raisons. Premièrement les analyses de la littérature sur l'écoulement hypersonique au cours du vol de l'IXV tournent principalement autour des points de vol à Mach 25 (atteint à 4417 s), Mach 20 (4669 s), Mach 17,75 (4734 s), Mach 15 (4801 s) et Mach 10 (4913 s). Afin de faciliter les comparaisons avec les autres simulations de la littérature il a été décidé de restreindre le choix du point de vol à ceux correspondants



**FIGURE 8.17** – Domaine du calcul et conditions limites de la simulation Navier-Stokes 3D pour l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV

à ces nombres de Mach. Deuxièmement il a été décidé de simuler le point de vol correspondant au flux de chaleur maximal, en dehors de la période comprise entre 4700 s et 4800 s où l'IXV semblait effectuer une manœuvre. Cette précaution a été prise pour que l'analyse ne soit pas biaisée par les phénomènes spécifiques à cette manœuvre de vol. La prise en compte de ces deux critères a abouti à la sélection du point de vol à Mach 20, à 4669 s, lorsque l'IXV était à 67,07 km d'altitude.

Le choix d'une paroi non catalytique s'appuie sur les observations menées lors de la partie 8.1.4 (page 210) portant sur les effets de la catalycité sur les estimations Navier-Stokes 1D, et notamment sur les résultats présentés dans les figures 8.10 et 8.11. Le cas avec une paroi non catalytique est un cas idéalement bas puisqu'il permet d'imposer l'absence des réactions chimiques exothermiques de recombinaison. Dans la réalité la paroi a une catalycité partielle, impliquant la présence de réactions de recombinaison à sa surface ainsi qu'une puissance thermique découlant de ces dernières. Par conséquent le flux de chaleur dans le cas non catalytique représente une borne inférieure à ne pas dépasser. C'est là l'intérêt d'effectuer une simulation avec une paroi non catalytique : l'estimation issue de cette simulation 3D constituera une limite permettant de voir si les estimations par méthode inverse ont possiblement un problème ou non. Une illustration de cette vérification est la figure 8.10 où l'estimation par méthode inverse est inférieure à l'estimation par simulation Navier-Stokes, mettant ainsi en avant un problème dans l'étude des mesures de température du thermocouple NT4.

Les choix des modèles des phénomènes physico-chimiques et des conditions limites pour la simulation Navier-Stokes 3D de l'IXV avec une paroi non catalytique sont les mêmes que ceux du cas de référence des estimations Navier-Stokes CASL 1D avec une paroi non catalytique, à l'exception de l'émissivité de la paroi. Ces choix sont récapitulés dans les tableaux 8.6 et 8.7. La valeur de l'émissivité est constante et égale à 0,8 puisque le solveur CHARME ne permet pas la prise en compte d'une valeur de l'émissivité dépendant de la température. La décomposition de la vitesse de l'écoulement suivant les axes  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  est due à l'angle d'attaque de  $45^\circ$  de l'IXV.



Terme	Modélisation	Références
Énergie de vibration	Oscillateur harmonique avec un nombre infini de niveaux de vibration	[18] et partie 2.3.2
Modèle de cinétique chimique	Modèle de Park pour l'air, avec 5 espèces et 17 réactions	[26] et annexe B.3
Viscosité des gaz purs	Modèle de Blöttner	[53] et annexe A.3
Viscosité du mélange gazeux	Modèle d'Armalý et Sutton	[52] et annexe A.2
Nombre de Prandtl	Constant et égal à 0,72	[17] et partie 2.3.2
Nombre de Lewis	Constant et égal à 1,1	[17] et partie 2.3.3
Conductivité thermique du mélange gazeux	Calculé à partir du nombre de Prandtl	[13] et partie 2.3.2
Coefficient de diffusion massique	Calculé à partir du nombre de Lewis	[13] et partie 2.3.3

**TABLE 8.6** – Choix des modèles des phénomènes physico-chimiques pour la simulation Navier-Stokes 3D de la rentrée atmosphérique de l'IXV à Mach 20 (point de vol 4669 s - altitude de 67,07 km)

Conditions limites	Modélisation	Références
Conditions limites d'entrée : infini amont	$(V_\infty)_X = -4263 \text{ m.s}^{-1}$ $(V_\infty)_Y = 0 \text{ m.s}^{-1}$ $(V_\infty)_Z = 4280 \text{ m.s}^{-1}$	[103][102]
	$P_\infty = 8,532 \text{ Pa}$ et $T_\infty = 226,98 \text{ K}$ (table NRLMSISE-00 traitée par TAS-I)	[44]
	Composition chimique de l'écoulement : $\hat{Y}_{N_2} = 0,767$ , $\hat{Y}_{O_2} = 0,233$ et $\hat{Y}_{NO} = \hat{Y}_N = \hat{Y}_O = 0$	[25]
Conditions limites à la paroi	Adhérence à la paroi : $V_p = 0 \text{ m.s}^{-1}$	
	Paroi non catalytique ( $\gamma = 0$ )	
	Température de la paroi : équilibre radiatif avec $\varepsilon = 0,8$ et $T_\infty = 226,98 \text{ K}$	équation (8.7)
Conditions limites de sortie	Sortie hypersonique avec $P_{sortie} = 8,532 \text{ Pa}$ et $T_{sortie} = 226,98 \text{ K}$	

**TABLE 8.7** – Conditions limites pour la simulation Navier-Stokes 3D de la rentrée atmosphérique de l'IXV à Mach 20 (point de vol 4669 s - altitude de 67,07 km)

### Présentation du maillage pour la simulation de l'écoulement à Mach 20

Le domaine est modélisé à l'aide d'un maillage non structuré composé de trente-deux millions de mailles. Les surfaces limites d'entrée, de sortie et de la paroi ont été maillées à l'aide de triangles. Le maillage surfacique de la paroi de l'IXV est présenté dans la figure 8.18 avec un raffinement au nez afin de bien prendre en compte les courbures du véhicule. La structure du maillage volumique est présentée par la figure 8.19 qui en représente une coupe dans le plan médian  $XZ$ . La couche verte, en contact avec la paroi de l'IXV, est composée de prismes à base triangulaire. La hauteur

des mailles à la paroi est de  $1 \mu m$  afin de bien modéliser la cinétique chimique et le gradient de température. La hauteur des prismes de la zone verte augmente en s'écartant de la paroi en suivant une suite géométrique de raison 1,2. Le maillage volumique de la zone orange est composé de tétraèdres de tailles diverses. Le maillage volumique de la zone bleue est lui composé de prismes à base triangulaire. Cette zone permet de faire la transition entre la zone orange et la zone rouge, avec une variation de la hauteur des prismes suivant une suite géométrique de raison 1,2. La zone rouge est composée de plusieurs couches de prismes à base triangulaire. Dans cette zone les prismes ont une hauteur constante de  $0,1 mm$  et leurs côtés font au minimum  $5 mm$  (cette longueur dépend du raffinement de la zone). Le but de cette zone rouge est de capter le choc hypersonique et de permettre une bonne modélisation des gradients des principales grandeurs physiques.

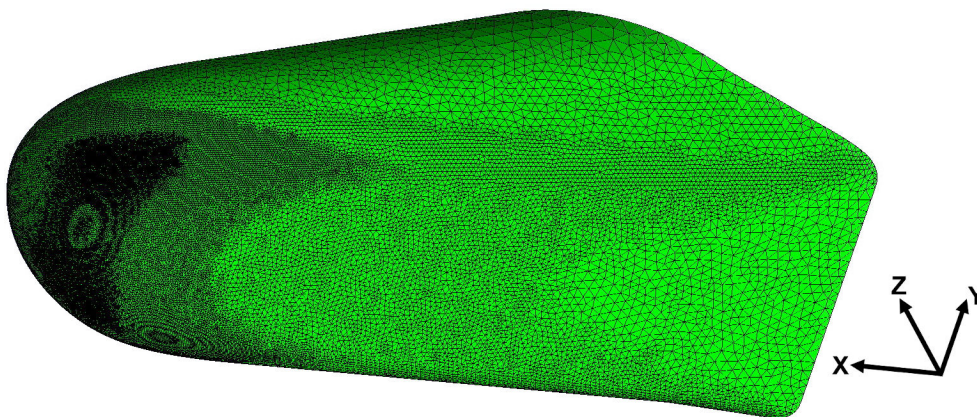


FIGURE 8.18 – Maillage surfacique à la surface de l'IXV

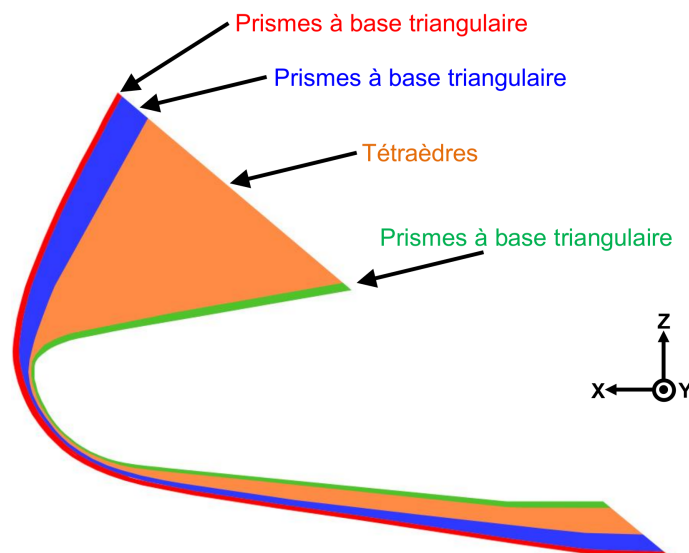


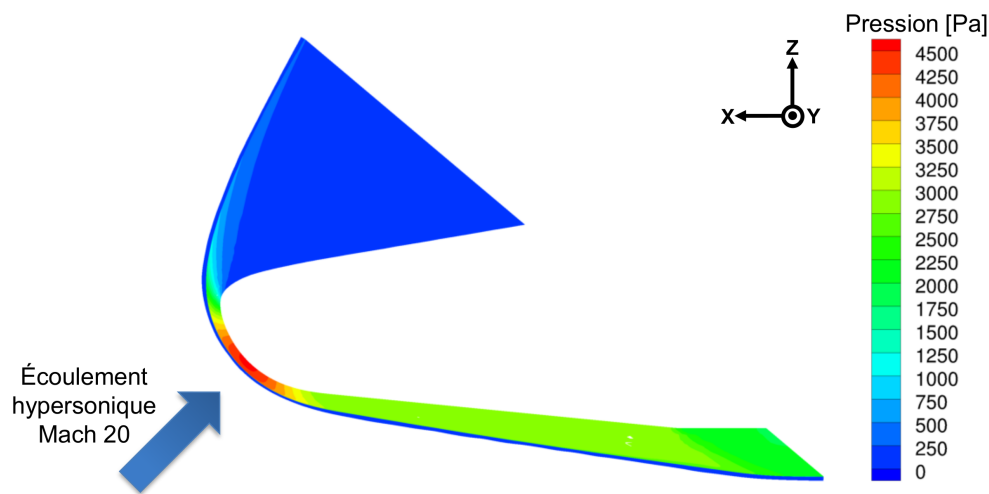
FIGURE 8.19 – Coupe suivant le plan médian  $XZ$  de la structure du maillage volumique

La forme du domaine a été construite à partir d'une simulation 3D préliminaire basée sur un domaine plus grand. Le but de cette simulation était de localiser la position du choc, de l'extraire, puis de l'utiliser comme support pour la suite. La forme du domaine final a été établie pour que le gradient du nombre de Mach, dû au choc, soit bien capté dans la zone rouge de la figure 8.19. Le maillage a été généré en imposant d'abord les conditions des zones rouge et verte. Le maillage de la zone bleue a ensuite été rajouté pour assurer la bonne transition vers la zone rouge. La zone

orange a été remplie à la fin, en s'adaptant aux maillages des zones bleue et verte.

### 8.3.2 Présentation des résultats issus de la simulation 3D de l'écoulement

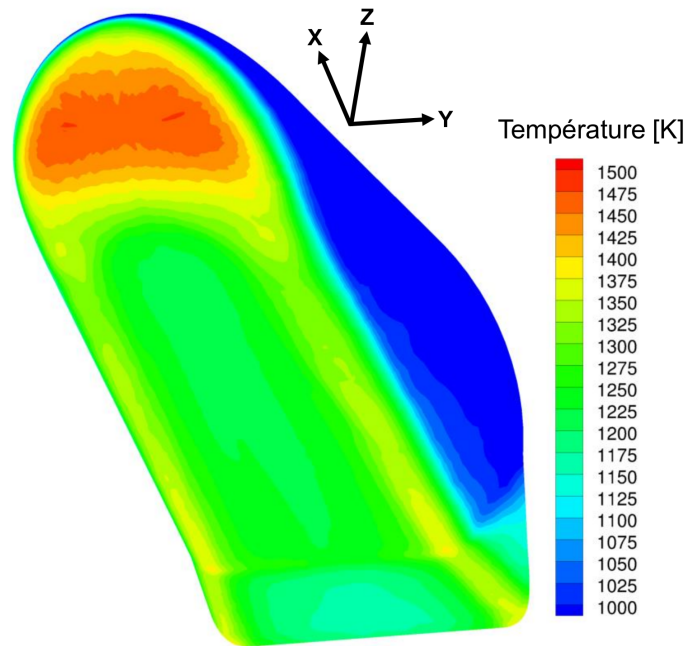
Cette partie présente les résultats obtenus lors de la simulation de l'écoulement hypersonique à Mach 20 pour une paroi non catalytique. La convergence a été validée au bout 100 heures de calcul sur 560 cœurs, avec un CFL compris entre 0,5 et 1. La figure 8.20 montre la variation de pression estimée dans le plan médian  $XZ$ . Ce résultat permet d'observer deux choses. Premièrement le choc hypersonique est bien identifiable avec une forte augmentation de la pression. Le choc est parallèle à la surface limite d'entrée et est contenu dans la zone rouge du maillage (voir figure 8.19). Deuxièmement cette figure montre bien la localisation de la région du point d'arrêt où la pression est maximale, puis les zones des détente à l'intrados et l'extrados.



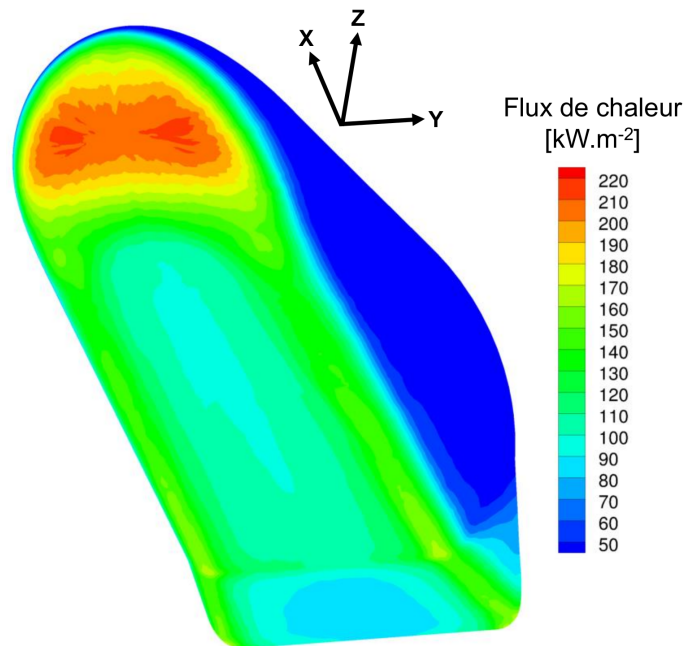
**FIGURE 8.20** – Coupe suivant le plan médian  $XZ$  du champ de pression autour de l'IXV à Mach 20 (point de vol 4669 s - altitude de 67,07 km)

Les figures 8.21 et 8.22 présentent la distribution de température et du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface de l'IXV. La première observation est que les deux distributions sont cohérentes entre-elles, avec des valeurs plus importantes à l'intrados qu'à l'extrados, et plus particulièrement une augmentation au niveau du nez. Ce résultat était attendu puisque ces deux grandeurs sont liées par la condition limite d'équilibre radiatif, explicitée par l'équation (8.7). Sachant cela, les commentaires suivants porteront uniquement sur la distribution du flux de chaleur convecto-diffusif de la figure 8.22. Comme au cours de cette modélisation l'IXV présentait un angle de dérapage nul, la répartition du flux de chaleur est symétrique. Les seuls écarts de symétrie visibles sont dus au maillage qui était non structuré et non symétrique.

La valeur du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV varie essentiellement en fonction de la variation du coefficient de pression à la surface. Par extension cette variation dépend principalement de la géométrie du véhicule, comme le montre la méthode de Newton [13]. Le corps de l'intrados étant plat, cela explique les faibles variations du flux de chaleur dans cette zone. Vers le nez de l'IXV la géométrie n'est pas plate, au contraire la forme peut être associée à une sphère aplatie suivant l'axe  $Z$ . Cette forme est à l'origine de la répartition du flux de chaleur avec deux maxima symétriques à droite et à gauche du point d'arrêt (point d'arrêt au sens de la zone de plus forte compression). En ces deux points du nez, le rayon de courbure diminue localement plus vite,



**FIGURE 8.21** – Estimation de la température à la surface de l'IXV à Mach 20 (point de vol 4669 s - altitude de 67,07 km) pour une surface non catalytique



**FIGURE 8.22** – Estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface de l'IXV à Mach 20 (point de vol 4669 s - altitude de 67,07 km) pour une surface non catalytique

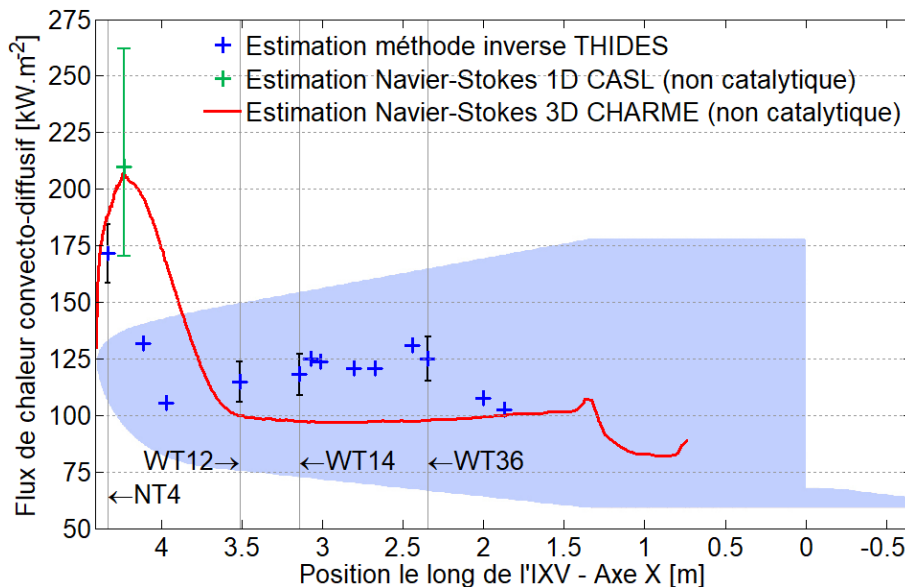
impliquant un amincissement local de la couche de choc et une augmentation du flux de chaleur convecto-diffusif.

La figure 8.23 présente la variation du flux de chaleur convecto-diffusif le long de l'axe central de l'intrados de l'IXV. Les estimations par méthode inverse sont affichées avec les barres d'incertitude déjà mises en place lors de l'étude de sensibilité des thermocouples NT4, WT12, WT14 et WT36 présentée dans la partie 6.4.2 (page 134). La courbe rouge du calcul Navier-Stokes 3D représente les

estimations du flux de chaleur le long de la ligne centrale de l'IXV. Le résultat en vert est l'estimation du calcul Navier-Stokes 1D réalisé par CASL avec une paroi non catalytique. Ce résultat a été placé à l'abscisse du point d'arrêt puisqu'il a été obtenu lors d'un calcul basé sur les conditions de cette zone. Sa barre d'erreur a été construite de la manière suivante :

$$\sigma_{CASL} = \sqrt{\sigma_{\rho_{\infty}}^2 + \sigma_{cinétique\ chimique}^2} \quad (8.10)$$

$\sigma_{\rho_{\infty}}$  est l'incertitude due à la masse volumique de l'écoulement à l'infini amont estimée à partir des calculs de la partie 8.1.4 (page 212).  $\sigma_{cinétique\ chimique}$  est l'incertitude due au choix du modèle de cinétique chimique estimée à partir des calculs présentés dans la partie 8.1.4 (page 208). L'incertitude due à la catalycité de la paroi n'a pas été prise en compte puisque l'estimation est réalisée pour une paroi non catalytique. De plus l'incertitude due à la vitesse de l'écoulement à l'infini amont n'est pas prise en compte car les calculs Navier-Stokes 1D CASL menés à ce sujet s'appuyaient sur une variation arbitraire. L'ajout de cette dernière incertitude pourrait agrandir l'intervalle d'incertitude total de manière excessive sans que cela soit représentatif des variations réellement possibles. Il est aussi important de noter que l'intervalle d'incertitude  $\sigma_{CASL}$  ne prend pas en compte d'autres points tels que l'incertitude de l'émissivité de la paroi ou les effets des nombres de Prandtl et de Lewis.



**FIGURE 8.23** – Flux de chaleur convecto-diffusif le long de l'axe central de l'IXV à Mach 20 (point de vol 4669 s - altitude de 67,07 km), estimé par une simulation Navier-Stokes 3D de l'écoulement avec CHARME, par une simulation Navier-Stokes 1D avec CASL et par méthode inverse avec THIDES à partir de mesures de température par thermocouples [101][102] (de gauche à droite NT4, NT2, NT1, WT12, WT14, WT16, WT17, WT18, WT21, WT38, WT36, WT44, WT47)

Deux zones sont à distinguer dans la figure 8.23 : le nez, qui est la partie qui va en amont du thermocouple WT12 (non inclus) et le corps qui va du thermocouple WT12 (inclus) jusqu'à l'arrière de l'IXV. Les estimations par méthode inverse menées au nez, basées sur les mesures de température des thermocouples NT4, NT2 et NT1, sont inférieures à l'estimation réalisée avec le solveur CHARME. Cela est contraire à ce qui aurait pu être attendu car l'estimation par CHARME correspond à un cas non catalytique et l'estimation par méthode inverse correspond à un cas partiellement catalytique. Cette observation avait déjà été faite entre l'estimation par méthode inverse

à partir du thermocouple NT4 et l'estimation par le solveur Navier-Stokes 1D CASL. Cette comparaison est récapitulée dans le tableau 8.8 où les estimations du flux de chaleur dans la zone proche du point d'arrêt réalisées par CHARME, CASL et THIDES sont présentées. Les thermocouples NT4 et NT2 utilisés pour les estimations par méthode inverse encadrent la position du point d'arrêt, avec le thermocouple NT4 en amont et le thermocouple NT2 en aval. Les deux estimations par simulations Navier-Stokes 1D et 3D sont très proches, avec  $2,9 \text{ kW.m}^{-2}$  de différence, ce qui montre la bonne estimation du rayon de nez équivalent pour la simulation CASL. Au niveau du corps de l'intrados la situation est différente car cette fois les estimations par méthode inverse sont supérieures à celle obtenue lors de la simulation Navier-Stokes 3D avec CHARME. Les estimations par méthode inverse sont mêmes supérieures à celle aussi obtenue par méthode inverse au niveau du nez avec les mesures de température du thermocouple NT1.

	CASL	CHARME point d'arrêt	THIDES - NT4 ( $X = 4,331 \text{ m}$ )	THIDES - NT2 ( $X = 4,110 \text{ m}$ )
Flux de chaleur convecto-diffusif [ $\text{kW.m}^{-2}$ ]	209,8	206,9	171,4	131,8

**TABLE 8.8** – Flux de chaleur convecto-diffusif estimé à Mach 20 (point de vol 4669 s - altitude de 67,07 km) par CASL et CHARME au point d'arrêt et par THIDES pour les deux thermocouples les plus proches

### 8.3.3 Analyse des estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV

Avant la réalisation de la simulation Navier-Stokes 3D avec le solveur CHARME, l'étude 1D avait mis en avant deux hypothèses principales pouvant expliquer les écarts entre les estimations par méthode inverse et par simulations Navier-Stokes :

- La modélisation des protections thermiques ou du thermocouple NT4 seraient trop réductrices par rapport à la réalité, amenant à une mauvaise estimation du flux de chaleur convecto-diffusif par méthode inverse.
- Le thermocouple NT4 n'aurait pas fonctionné dans les conditions attendues suite à un événement imprévu, générant soit des écarts de température dans la zone de mesure soit un dysfonctionnement au sein de la chaîne de mesure.

Pour rappel l'étude de la partie 4.2 (page 74) sur la mission STS-2 de la navette Columbia a montré que l'outil THIDES était adapté à l'estimation de flux de chaleur à la surface d'une protection thermique à partir de mesures de température réalisées à l'intérieur par un thermocouple. De plus les mesures de température se sont déroulées dans les mêmes conditions pour l'IXV et la navette Columbia, avec une fine paroi thermiquement conductrice en contact avec l'écoulement d'un côté et un matériau de faible conductivité thermique de l'autre côté.

La comparaison des flux de chaleur de la figure 8.23 permet de déduire que les mesures de température ne se seraient pas déroulées de la même manière au niveau du nez et au niveau du corps. Au niveau du nez les estimations par méthode inverse sont trop faibles par rapport à l'estimation issue de la simulation Navier-Stokes 3D avec CHARME, alors qu'au niveau du corps

les estimations par méthode inverse sont légèrement supérieures, ce qui est plus cohérent. Ces éléments permettent de penser que les estimations de température ne se seraient pas déroulées dans les conditions prévues au nez, aboutissant à une sous-estimation. Le phénomène perturbant les mesures de température semble toucher tout le nez d'après les mesures de température de cette zone déjà publiées. Les mesures de température au nez de l'IXV, non publiées mais accessibles au cours de ces travaux, montrent la même tendance : des valeurs trop basses pour être cohérentes avec les autres estimations et études. Deux hypothèses sont alors possibles :

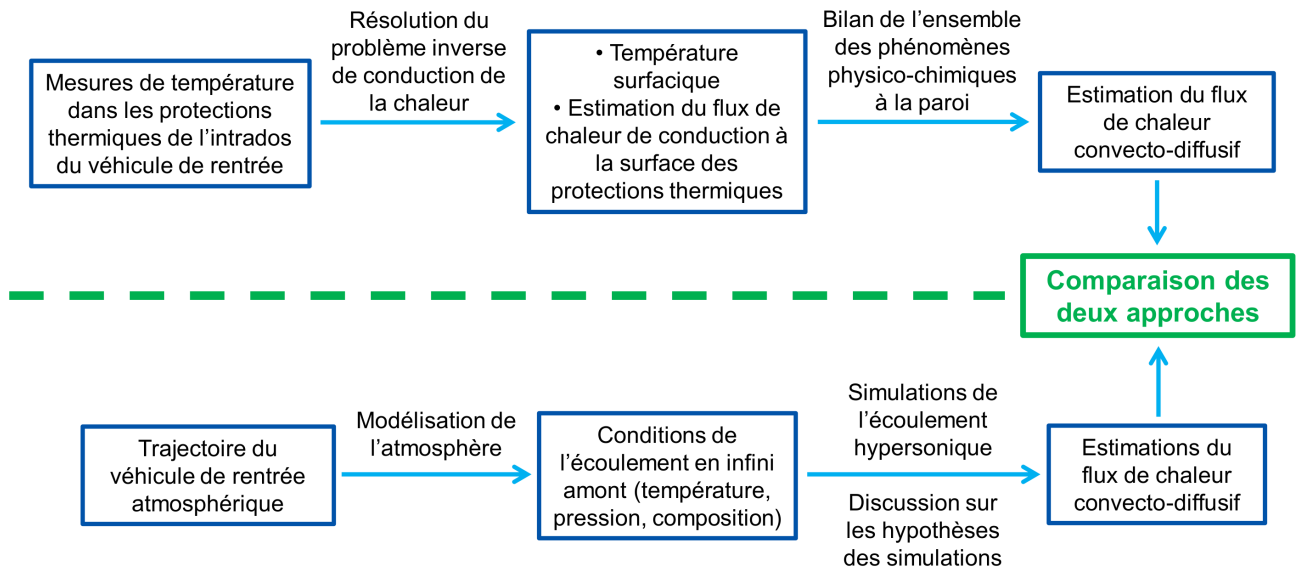
- Comme les thermocouples du nez sont reliés à un bornier commun et différent de celui des thermocouple du corps, un problème au niveau de ce dernier pourrait expliquer les écarts.
- Au cours de la rentrée atmosphérique, les températures au nez étaient plus importantes qu'au niveau du corps. Ces hautes températures auraient pu déclencher un phénomène non prévu (réaction chimique à la surface, dégradation de la surface, dégradation des éléments de fixation des thermocouples, décollement des thermocouples...) modifiant les propriétés thermiques des protections thermiques et rendant la modélisation initiale erronée. La température au niveau du corps étant plus basse il n'y aurait pas eu d'effet dans cette zone.

Ces hypothèses n'ont pas pu être approfondies dans le temps imparti à cette étude. Dans l'état actuel des choses, l'étude des phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc ne peut pas être menée jusqu'au bout puisque l'analyse par méthode inverse ne prend pas en compte le phénomène qui induirait les écarts observés ici. Deux pistes peuvent être suivies afin de continuer cette étude. Dans un premier cas la cause des écarts pourrait être détectée et prise en compte. Dans un deuxième cas, si la cause des écarts au nez restait indéterminée, il serait possible de continuer la comparaison entre l'approche par méthode inverse et l'approche par simulations de l'écoulement en s'appuyant uniquement sur des données au niveau du corps de l'intrados. Cette deuxième piste permettrait de s'appuyer sur des mesures de température dont les variations semblent plus cohérentes qu'au nez. Cependant ce cas d'étude compliquerait l'analyse de l'écoulement car une réduction à un problème 1D ne serait pas possible et impliquerait des simulations 2D ou 3D plus complexes : domaine de calcul plus grand, adaptation du maillage à chaque simulation en fonction de la position du choc, la modélisation en un point donné de l'intrados devra prendre en compte les incertitudes liées à l'historique de l'écoulement en amont...

## 8.4 Bilan de l'étude par simulations Navier-Stokes de l'écoulement hypersonique au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV

Avant de réaliser le bilan de ce chapitre il est nécessaire de rappeler le contexte général avec la figure 8.24. L'objectif de ce chapitre était la réalisation des travaux liés à l'approche par simulations de l'écoulement, afin de pouvoir approfondir les résultats obtenus par méthode inverse lors du chapitre 6. L'analyse par méthode inverse avait permis l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à partir des mesures de température réalisées en vol. Étant donné que la reproduction dans une soufflerie des conditions de vol de rentrée atmosphérique est extrêmement complexe, la possibilité de traiter des données de vol est très enrichissante. Cette approche avait permis d'estimer le flux de chaleur convecto-diffusif à la surface mais restait limitée car elle ne donnait aucune information sur les mécanismes physico-chimiques dans la couche de choc. Pour approfondir cela des simulations Navier-Stokes ont été menées afin de travailler sur la modélisation des phénomènes physico-chimiques. Cette approche a aussi des limites car elle comporte les biais et incertitudes

### Approche par méthode inverse



### Approche par simulations de l'écoulement

**FIGURE 8.24** – Schéma récapitulatif de la méthode globale basée sur un couplage entre une approche par méthode inverse et une approche par simulations de l'écoulement

us aux modèles sur lesquels elle s'appuie. Mais c'est là que réside l'intérêt de la comparaison avec l'approche par méthode inverse, car cette dernière renseigne la valeur du flux de chaleur convecto-diffusif qui est censée être estimée. De cette manière l'objectif de l'approche par simulations de l'écoulement est de proposer un ensemble d'hypothèses pour la modélisation de l'écoulement qui expliqueraient les estimations obtenues par méthode inverse.

Dans un premier temps l'approche par simulations de l'écoulement s'est appuyée sur un solveur Navier-Stokes 1D. L'intérêt d'une approche 1D est de pouvoir mener rapidement un grand nombre de simulations de l'écoulement avec différentes hypothèses de calcul : modélisation de la cinétique chimique, modélisation de la catalycité de la paroi et modélisation des conditions de l'écoulement à l'infini amont. Cependant, la comparaison entre les estimations par méthode inverse et les estimations par simulations Navier-Stokes 1D de l'écoulement, a montré d'importants écarts que les différentes hypothèses approfondies n'ont pu expliquer. Par exemple à 4750 s la valeur de l'estimation par méthode inverse à partir du thermocouple NT4 est égale à 48,5 % de la valeur de l'estimation par simulation Navier-Stokes 1D du cas de référence (voir tableau 8.5 page 215). Or le chapitre 4 a montré lors d'une application basée sur les données de vol de la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia que les outils utilisés pour les deux approches étaient adaptés à l'étude du flux de chaleur convecto-diffusif pendant une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre. De plus les travaux de la partie 8.2 ont montré que les conditions de l'écoulement au point d'arrêt lors de la mission STS-2 et de la rentrée atmosphérique de l'IXV étaient assez proches pour donner lieu aux mêmes mécanismes physico-chimiques dans l'écoulement. La comparaison entre les deux rentrées a aussi mis en avant que les estimations issues de l'approche Navier-Stokes 1D seraient représentatives de la réalité et par conséquent que la cause des écarts viendrait des résultats obtenus par méthode inverse.

Dans un deuxième temps il a été décidé de mener l'étude au-delà de la région du point d'arrêt



afin de mieux comprendre les causes des écarts entre les estimations par méthode inverse et les estimations par simulations Navier-Stokes de l'écoulement. Pour cela une simulation Navier-Stokes 3D de l'écoulement a été réalisée pour le point de vol 4669 s où l'IXV était à Mach 20 et à 67,07 km d'altitude. Par ailleurs cette simulation a été réalisée avec une paroi non catalytique afin d'estimer la valeur minimale possible du flux de chaleur convecto-diffusif pour les hypothèses de vol utilisées ici. Ce choix a été motivé par le fait que l'approche par méthode inverse aurait tendance à fortement sous-estimer le flux de chaleur convecto-diffusif. Cette simulation Navier-Stokes 3D non catalytique a mis en avant deux zones : le nez où les flux de chaleur estimés par méthode inverse sont inférieurs à l'estimation de la simulation, et le corps où cette fois les estimations par méthode inverse sont supérieures à l'estimation de la simulation. Le fait que la sous-estimation de la méthode inverse n'ait pas lieu tout le long de l'axe central montre que la cause des écarts ne viendrait pas de la méthode de résolution du problème inverse mais plutôt des mesures de température réalisées dans les protections thermiques du nez. Par conséquent les pistes privilégiées pour expliquer les écarts des estimations au niveau du nez seraient un phénomène physique non identifié qui aurait perturbé la prise des mesures de température ou un phénomène physique non identifié qui aurait modifié les propriétés thermiques des protections thermiques. Ce phénomène n'étant pas connu il n'a pas pu être pris en compte afin de corriger les écarts.

L'approfondissement des hypothèses pouvant expliquer les écarts constatés au nez est une activité qui serait intéressante à suivre lors de prochains travaux. Cette dernière pourrait rendre les estimations des deux approches comparables et permettrait de mener jusqu'au bout l'étude des phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc. Si le phénomène perturbateur reste indéterminé il serait aussi possible de décaler le problème, en ne faisant plus une étude dans la zone du point d'arrêt mais en un point de l'intrados du corps où les mesures semblent plus cohérentes. Cette dernière possibilité implique la mise en place de simulations plus complexes que celles 1D menées au point d'arrêt.

Ce chapitre a présenté l'étude du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV à partir de simulations Navier-Stokes 1D et 3D de l'écoulement. Les résultats obtenus ont été comparés aux estimations par méthode inverse basées sur les mesures de température par thermocouples. L'objectif de cette comparaison était de mener une discussion sur de possibles scénarios des phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc qui permettraient de reproduire le flux estimé à partir des mesures du vol. La cinétique chimique, la catalycité de la paroi et les conditions à l'infini amont ont fait l'objet d'un travail approfondi du fait de leur fort impact sur les résultats. Cette discussion a été complétée par une analyse des données de vol de la mission STS-2 de la navette spatiale américaine Columbia, dont le but était d'avoir un point de comparaison pour l'étude de l'IXV. L'un des principaux résultats de cette étude est que les mesures de température dans les protections thermiques du nez sont invalides. La comparaison entre la simulation Navier-Stokes 3D et l'étude des données de vol a cependant montré que les mesures à l'intrados du corps semblent valides pour la restitution du flux de chaleur convecto-diffusif. Cette dernière observation reste à approfondir.

Les présents travaux sont enrichissants pour l'étude des véhicules de rentrée atmosphérique, car si les mesures de température de l'IXV doivent être utilisées pour la préparation d'une nouvelle rentrée ou pour l'amélioration de modèles sur les phénomènes physico-chimiques dans un écoulement hypersonique, il est nécessaire de savoir si les données sont exploitables ou non.

La suite de cette thèse est la partie réservée aux conclusions et aux perspectives. La démarche et les résultats y sont récapitulés puis discutés afin de mettre en avant les principales contributions de ces travaux.



# Conclusions et perspectives

## Bilan

Les présents travaux s'inscrivent dans la volonté de l'ESA d'acquérir une maîtrise complète des rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre. Pour ce faire l'ESA a commandé un ensemble d'études autour d'un démonstrateur de navette spatiale autonome et réutilisable, appelé IXV (Intermediate eXperimental Vehicle). Avant le vol de l'IXV le 11 février 2015, les études préparatoires ont consisté en une campagne de tests en soufflerie afin de caractériser les aspects aérodynamiques et aérothermodynamiques de l'IXV. Cette campagne a été complétée par des simulations numériques afin d'approfondir les premiers résultats expérimentaux. Depuis le vol, les efforts portent sur le traitement des données obtenues lors de la mission afin de compléter les modèles établis pendant la phase de pré-vol. Ces études doivent permettre une amélioration des outils pour la préparation des futures rentrées atmosphériques, comme celle du Space Rider, un nouveau démonstrateur de navette autonome européenne. **Dans ce contexte, la présente étude a consisté à analyser les phénomènes physico-chimiques à l'origine des échauffements pariétaux à l'intrados d'un véhicule effectuant une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre.** La spécificité de cette étude est qu'elle s'est appuyée sur des mesures réalisées au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV.

La recherche bibliographique des chapitres 1, 2 et 3 a posé les bases de ces travaux. Premièrement elle a présenté les phénomènes physico-chimiques qui sont à l'origine des échauffements pariétaux au cours d'une rentrée atmosphérique depuis l'orbite basse terrestre. Deuxièmement elle a présenté la méthode globale pour l'étude de ces phénomènes. Cette démarche est basée sur deux approches complémentaires :

- **Une approche par méthode inverse**, où les mesures de température réalisées dans les protections thermiques et à la surface des gouvernes du véhicule sont traitées afin d'estimer les flux de chaleur à la surface intrados de ce dernier. Ces estimations étant réalisées à partir de mesures en vol elles sont bien représentatives des conditions réelles, mais elles ne permettent pas de remonter jusqu'aux phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc.
- **Une approche par simulations numériques de l'écoulement**, où l'objectif est d'identifier et d'analyser de possibles scénarios des phénomènes physico-chimiques qui permettraient de reproduire les niveaux des flux de chaleur calculés par méthode inverse.

Cette méthode en deux approches a été appliquée aux données du vol STS-2 de la navette

spatiale américaine Columbia lors du chapitre 4. La comparaison des résultats obtenus avec ceux des études de la NASA [3] a permis de valider la méthode et ses outils (THIDES et CASL). Forts de cette validation, les travaux ont ensuite porté sur la rentrée atmosphérique de l'IXV. Le chapitre 5 présente tout d'abord une description détaillée de la rentrée atmosphérique de l'IXV et de sa surface intrados. Puis, les chapitres 6, 7 et 8 détaillent les analyses et les résultats obtenus pour l'étude des flux de chaleur convecto-diffusifs à la surface intrados du nez, du corps et des gouvernes de l'IXV.

### Étude des échauffements pariétaux à l'intrados du nez et du corps de l'IXV

Cette partie récapitule la démarche et les principaux résultats concernant l'intrados du nez et du corps de l'IXV. Le nez est une zone particulièrement critique d'un point de vue thermique car elle contient la région du point d'arrêt où le flux de chaleur est généralement maximal. Le corps est quant à lui exposé à un flux de chaleur plus faible, mais qui reste en absolu très important avec des valeurs supérieures à  $100 \text{ kW.m}^{-2}$ .

Ces travaux ont tout d'abord porté sur la résolution de problèmes inverses 1D de conduction de la chaleur, basés sur les mesures de température réalisées par les thermocouples placés dans les protections thermiques du nez et du corps. Cela a permis l'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados de l'IXV. Les résultats obtenus ont été complétés par un intervalle d'incertitude, construit à partir d'une étude de sensibilité sur les paramètres des couches des protections thermiques (épaisseur, conductivité thermique, capacité thermique massique, densité, émissivité de la couche de *C/SiC*) et l'erreur systématique des thermocouples.

L'étape suivante a consisté à la réalisation de simulations numériques de l'écoulement dans le but de reproduire les flux de chaleur estimés par méthode inverse. Ce travail a été organisé sous la forme d'une étude paramétrique sur les effets de la cinétique chimique, de la catalycité de la paroi et des conditions en infini amont. Cette approche nécessitant le lancement d'un grand nombre de calculs, il a été décidé de réduire la zone d'étude à la région du point d'arrêt. Cela s'est concrétisé par l'utilisation du code Navier-Stokes 1D CASL pour la simulation de l'écoulement le long de la ligne d'arrêt.

Les simulations dans la région du point d'arrêt ont calculé un échauffement pariétal bien plus important que les problèmes inverses basés sur les mesures des thermocouples du nez. Deux éléments problématiques ont alors été observés. Premièrement, ni les incertitudes des données de vol ni les incertitudes des calculs Navier-Stokes ne pouvaient expliquer ces écarts. Deuxièmement, les résultats obtenus par méthode inverse étaient inférieurs aux estimations Navier-Stokes avec une paroi non catalytique, or ces dernières constituaient la limite inférieure des valeurs possibles en termes de flux de chaleur. Sachant que le bon fonctionnement de cette démarche basée sur deux approches complémentaires a été montré lors d'un test sur les données de la NASA, la source des écarts devait soit venir des données d'entrée des simulations numériques, soit des données d'entrée des problèmes inverses.

Les données de l'IXV ont été comparées à celles de la mission STS-2 de la navette Columbia afin d'identifier la source des écarts. Cette étape a commencé par une étude préliminaire permettant d'établir que les données dans la région du point d'arrêt des deux véhicules étaient suffisamment proches pour être comparables. L'analyse des deux vols a conforté les résultats des simulations

Navier-Stokes et a invalidé les mesures de température des thermocouples du nez de l'IXV. Les pistes privilégiées concernant la cause de cette invalidité sont un phénomène physique non identifié qui aurait perturbé la prise des mesures de température ou un phénomène physique non identifié qui aurait modifié les propriétés thermiques des protections thermiques au niveau du nez.

L'étude des échauffements pariétaux à l'intrados a été approfondie par la réalisation d'une simulation Navier-Stokes 3D de la rentrée atmosphérique de l'IXV à 4669 s (Mach 20 - 67,07 km d'altitude) avec l'hypothèse d'une paroi non catalytique. Le but de cette simulation était de porter l'analyse des échauffements pariétaux à des zones en aval de la région du point d'arrêt. Étant donné le constat au niveau du nez, il a été jugé judicieux de poser l'hypothèse d'une paroi non catalytique afin d'estimer la limite inférieure en termes de flux de chaleur pour tout l'intrados. De cette manière, si des estimations par méthode inverse à l'intrados se trouvaient être inférieures aux résultats de la simulation 3D, il serait possible de détecter d'autres mesures par thermocouples invalides. Finalement la comparaison montre que les flux de chaleur convecto-diffusifs calculés à 4669 s par méthode inverse sont bien supérieurs au résultat de la simulation Navier-Stokes 3D. Par ailleurs, les écarts sont d'un ordre de grandeur cohérent avec la différence due à l'hypothèse de catalycité. Ces points appuient le bon fonctionnement des deux approches (problèmes inverses et simulations de l'écoulement) lors de leur application à l'intrados du corps de l'IXV.

### **Étude des échauffements pariétaux à l'intrados des gouvernes de l'IXV**

L'étude du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados des gouvernes de l'IXV s'appuie sur une analyse par méthode inverse 1D des mesures par thermocouples et sur une analyse par méthode inverse 3D des mesures de température obtenues par thermographie infrarouge. Les gouvernes ont fait partie avec le nez des parties les plus critiques lors du dimensionnement thermique de l'IXV. Les valeurs du flux de chaleur à l'intrados des gouvernes sont étudiées principalement à cause de deux phénomènes. Premièrement les bords des gouvernes sont soumis à un fort flux de chaleur à cause d'un amincissement local de la couche limite. Cet amincissement est une conséquence de la détente de l'écoulement à l'extrados du véhicule. Deuxièmement, la couche limite au niveau de la jonction des gouvernes avec le corps peut se décoller en fonction du braquage de ces dernières et entraîner une forte augmentation des échanges de chaleur.

Un travail important a été fourni pour le traitement des températures mesurées par thermographie infrarouge. Contrairement au cas des thermocouples, les mesures de la caméra infrarouge ont été analysées par méthode inverse à l'aide d'un modèle thermique 3D. Il a d'abord été nécessaire de pré-traiter les cartes de températures afin de pouvoir les projeter sur la géométrie CAO de la gouverne gauche. Puis, le problème inverse a été posé et régularisé par une application de la DCT afin de rendre les estimations du flux de chaleur exploitables. Une étude de sensibilité a complété les résultats obtenus et a abouti au calcul d'un intervalle d'incertitude. Cette étude de sensibilité a été menée avec un modèle thermique 1D, en des points précis de la gouverne gauche, et avec la même méthode que celle utilisée pour les mesures du nez et du corps. L'incertitude issue de cette analyse a été approfondie par une étude des transferts radiatifs entre les différentes surfaces de la gouverne gauche. En effet, les gouvernes ont une forme complexe, avec des surfaces en vis-à-vis à des températures supérieures à 1000 K. Dans ces conditions les transferts radiatifs entre les surfaces ont un fort impact sur le bilan thermique.

Les analyses par méthode inverse ont ouvert la discussion sur la réalisation de mesures de température par thermographie infrarouge et par thermocouples à la surface extradors de la gouverne. Les résultats ont montré que l'emploi de thermocouples n'est pas adapté à la mesure de la température à la surface des gouvernes. Du fait de la faible épaisseur des gouvernes et de la forte conductivité thermique du  $C/SiC$ , l'aspect intrusif des thermocouples a un effet non négligeable sur les mesures : leur présence modifie les propriétés thermiques locales et leur colle de fixation représente une sur-épaisseur. Dans les faits les mesures par thermocouples sont plus basses que celles obtenues par thermographie infrarouge. Les mesures des thermocouples peuvent être traitées par méthode inverse à condition que les effets de leur présence puissent être pris en compte. Une résolution 1D du problème inverse a été proposée mais s'est révélée inadaptée. Une analyse complète de ces mesures doit pouvoir s'appuyer sur une modélisation 3D, mais cela implique des données qui n'étaient pas connues au cours des présents travaux : propriétés thermiques des thermocouples et de la colle de fixation, dimensions de l'installation... En l'absence de ces informations, les mesures des thermocouples n'ont pas pu être traitées correctement par méthode inverse.

Ces travaux sur les échauffements pariétaux à l'intrados de la gouverne gauche n'ont pas été complétés par des simulations numériques afin d'y étudier les phénomènes physico-chimiques.

## Discussion

Les travaux réalisés au cours de cette thèse s'appuient sur des données uniques en Europe. En effet, au moment où ces lignes sont écrites l'ESA n'a réalisé que deux rentrées atmosphériques depuis l'orbite basse terrestre : celle de la capsule ARD et celle du démonstrateur de navette autonome IXV. Contrairement aux capsules, les navettes ont une forme optimisée pour générer de la portance et leur assurer une manœuvrabilité suffisante pour réaliser un atterrissage précis (sur une piste par exemple). Étant donné les avantages d'une rentrée atmosphérique pilotée, l'ESA veut parfaire sa maîtrise dans le domaine des navettes. Par conséquent cette étude ne peut s'appuyer aujourd'hui que sur les mesures du vol de l'IXV.

L'ensemble des partenaires européens de la mission de l'IXV ont eu accès aux données du vol. L'ONERA a eu l'opportunité de travailler sur les mesures de température des thermocouples et de la caméra infrarouge en tant que partenaire privilégié. Les présents travaux font partie des premières études traitant des échauffements pariétaux à l'intrados à partir des mesures du vol. Cela est d'autant plus vrai pour les mesures obtenues par thermographie, qui sont analysées par méthode inverse pour la première fois.

Les résultats obtenus lors de cette thèse sont enrichissants à plusieurs égards :

- L'étude de la mission STS-2 de la navette Columbia a montré que la méthode prévue pour l'estimation des échauffements pariétaux à partir de mesures de température était bien adaptée à l'analyse des véhicules de rentrée atmosphérique. L'application de cette méthode au vol de l'IXV reste à approfondir (voir la partie suivante sur les perspectives) mais elle a déjà permis de mettre en avant plusieurs résultats. Elle a notamment identifié les principaux paramètres à contrôler pour assurer une prévision précise des flux de chaleur convecto-diffusifs : l'émissivité en fonction de l'état de surface (l'oxydation par exemple), la catalycité de la paroi, la densité de l'écoulement à l'infini amont et la vitesse du véhicule.

- L'étude a montré que les mesures de température réalisées par les thermocouples dans les protections thermiques du nez de l'IXV n'étaient pas valides. Par contre les mesures de température par thermocouples réalisées dans les protections thermiques de l'intrados du corps semblent valides suite à la comparaison avec les résultats de la simulation numérique 3D de l'écoulement. Cette analyse doit cependant être poursuivie. Les mesures des thermocouples placés à l'extrados des gouvernes sont à étudier avec prudence du fait de leur caractère intrusif. Afin de pouvoir les traiter correctement, l'environnement de mesure doit être mieux caractérisé. Ce constat sur les thermocouples est important au cas où ces données seraient utilisées pour la préparation d'un futur véhicule de rentrée atmosphérique. Cette situation est rencontrée aujourd'hui puisque l'ESA prépare le Space Rider.
- Les travaux sur les cartes de températures obtenues par thermographie infrarouge sont l'un des principaux apports de cette thèse. Ces données de vol n'ont pu être obtenues qu'une seule fois dans le secteur aérospatial européen du fait de la complexité du procédé de mesure, du cadre difficile des écoulements hypersoniques et de la difficulté du post-traitement des données. L'analyse par méthode inverse 3D a permis l'estimation des flux de chaleur sur la surface intrados complète de la gouverne gauche. Étant donné la forme complexe de la gouverne, le braquage de cette dernière au cours du temps et les parties non visibles par la caméra infrarouge, l'obtention de ce résultat est enrichissant pour le secteur spatial européen.

## Perspectives

L'ensemble des points décrits précédemment amène à établir des perspectives pour les développements futurs.

### Problème inverse de conduction de la chaleur

Concernant les problèmes inverses de conduction de la chaleur traités au cours de cette thèse, plusieurs perspectives sont possibles. Pour commencer il serait intéressant d'approfondir les résultats obtenus par méthode inverse au niveau du nez de l'IXV. Les éléments mis en avant au cours des présents travaux ont montré que la cause des écarts avec les estimations par simulations de l'écoulement semble venir des mesures des thermocouples. Pour cela il faudrait mettre en place une étude des conditions dans lesquelles les mesures de température ont eu lieu afin d'identifier clairement le phénomène à l'origine des écarts et s'assurer de sa non-reproduction au cas où des mesures similaires seraient prévues dans le futur. À l'échelle des moyens utilisés au cours de cette thèse, il serait possible de lister les éléments pouvant perturber la mesure dans l'environnement proche d'un thermocouple puis de les simuler lors de la résolution du problème inverse. Plusieurs hypothèses ont déjà été évoquées : réaction chimique à la surface, dégradation de la surface, dégradation des éléments de fixation des thermocouples, décollement des thermocouples, problème de connexion au niveau du bornier... Si l'élément perturbateur est bien identifié, il serait alors possible de reprendre la comparaison avec les résultats des simulations 1D de l'écoulement.

Un autre travail consisterait à reprendre la discussion concernant l'emploi d'un modèle thermique 2D ou 3D pour traiter par méthode inverse les mesures des thermocouples. L'utilisation d'une modélisation 3D serait intéressante pour une application à l'échelle d'une tuile du corps. L'intérêt serait de pouvoir simuler les effets d'éléments ignorés jusque là pour la conduction de la chaleur : le joint autour de la tuile, les renforts internes, les éléments de fixation de la tuile, les éléments



de fixation des thermocouples (colle, sur-épaisseurs rectangulaires à l'extrémité des thermocouples et la présence des thermocouples). Une modélisation 2D serait aussi intéressante pour une application le long de la ligne centrale de l'intrados de l'IXV. Dans les deux cas, ces analyses seraient possibles à condition d'avoir d'avantage de données sur les tuiles et l'installation des thermocouples.

L'analyse des mesures de température de la gouverne gauche obtenues par thermographie infrarouge peut aussi être approfondie. La principale amélioration consisterait à mettre en place un couplage entre un solveur de conduction de la chaleur et un solveur des transferts radiatifs. En s'appuyant sur la chaîne de calcul CEDRE, cela reviendrait à un couplage entre les solveurs ACACIA et ASTRE. L'objectif serait d'améliorer la prise en compte des échanges radiatifs entre les surfaces de la gouverne gauche. Dans l'état actuel, la résolution du problème inverse 3D ne considère que les échanges radiatifs entre la gouverne et l'environnement extérieur. Un premier travail avec un modèle 1D a déjà permis d'estimer l'incertitude due à cette simplification. Néanmoins, le couplage 3D permettrait une résolution appliquée à la gouverne entière avec une prise en compte complète des échanges radiatifs. Une seconde amélioration serait d'étudier l'incertitude due à la non prise en compte du phénomène de réflexion lors de l'analyse par méthode inverse.

Toujours concernant l'étude des flux de chaleur à la surface intrados des gouvernes, l'analyse des mesures des thermocouples pourrait continuer. L'objectif serait de réaliser une modélisation 3D de l'environnement autour des thermocouples afin de bien prendre en compte leur aspect intrusif. Par ailleurs, les écarts de température constatés lors de cette étude de l'IXV ont déjà été rencontrés lors des essais dans la soufflerie SCIROCCO pour le projet EXPERT de l'ESA [123]. Là encore, cette étude est possible à condition d'avoir des données supplémentaires sur l'installation des thermocouples : propriétés thermiques, émissivité et épaisseur de la colle, propriétés thermiques des thermocouples et de leur gaine...

### **Simulations numériques des écoulements hypersoniques pour une application aux rentrées atmosphériques depuis une orbite basse terrestre**

Plusieurs voies peuvent être suivies afin d'approfondir les résultats obtenus lors de l'approche par simulations de l'écoulement. Tout d'abord, l'analyse de l'état thermochimique de l'écoulement pourrait être poursuivie. Concernant la cinétique chimique, des modèles plus récents pourraient être testés, comme celui de Park de 2001 [140]. Il serait aussi important d'éclaircir la question des réactions d'ionisation. Cela reviendrait à utiliser des modèles de l'air basés sur sept voire onze espèces. La comparaison des résultats permettrait d'établir clairement les effets de ces réactions supplémentaires sur le flux de chaleur convecto-diffusif au cours d'une rentrée atmosphérique depuis une orbite basse terrestre. Par ailleurs, il serait intéressant de compléter les simulations avec la prise en compte du déséquilibre thermique. Cela passerait par plusieurs points : intégration d'un modèle pour le calcul du temps de relaxation de l'état thermodynamique, nouveau calcul de la température pour les réactions chimiques, discussion au sujet des effets de la paroi sur l'équilibre thermique (la paroi reste inerte ou a tendance à faciliter le retour à l'équilibre ?). Enfin, un travail pourrait être mené pour améliorer la modélisation des échanges radiatifs de la surface avec la couche de choc et l'environnement à l'infini amont. Bien que les émissions de la couche de choc aient été négligées, elles sont tout de même bien présentes. Ces dernières chauffent la paroi et l'écoulement en amont du choc. De plus, la température de l'environnement à l'infini amont est basée sur la température de l'air aux alentours, mais il faudrait réfléchir à une modélisation basée sur les éléments vraiment

---

perçus : la Terre, le Soleil, les nuages, l'atmosphère, la couche de choc...

Une autre piste pour de futures études serait l'estimation des flux de chaleur à partir de simulations numériques 2D le long de la ligne centrale de l'intrados de l'IXV. La NASA s'était par exemple appuyée sur des simulations 2D axisymétriques lors de ses travaux sur la navette spatiale américaine [3]. L'échauffement pariétal le long de la ligne centrale de l'intrados de la navette avait alors été simulé par un profil de type hyperboloïde équivalent. Cette approche permettrait de mener la comparaison entre les résultats obtenus par méthode inverse et ceux obtenus par simulations de l'écoulement en d'autres points de vol que celui à 4669 s (Mach 20).

L'emploi de simulations 3D de l'écoulement serait aussi intéressant pour des études supplémentaires. Cela permettrait d'aller au-delà de la région de l'axe central et de bien appréhender les effets dus à la géométrie 3D. Concernant la simulation 3D déjà menée au point de vol 4669 s (Mach 20), plusieurs travaux supplémentaires pourraient être effectués afin d'améliorer la compréhension des échauffements pariétaux au cours d'une rentrée atmosphérique. Premièrement, il faudrait relancer la simulation à Mach 20 en prenant en compte la catalycité partielle de la paroi. Deuxièmement, la réalisation de simulations 3D en d'autres points vol (Mach 10, Mach 15, Mach 17,75 et Mach 25 notamment) serait instructive pour étudier l'évolution des phénomènes physico-chimiques au cours du temps. Troisièmement, une autre amélioration possible consisterait à agrandir le domaine de calcul pour y incorporer les gouvernes. De cette manière la comparaison entre les approches par méthode inverse et par simulations numériques pourrait être étendue à cette zone. Par ailleurs, il serait intéressant d'utiliser une caméra infrarouge avec un angle de vue plus important lors d'un prochain vol. Les émissions infrarouges de l'écoulement autour des gouvernes pourraient alors être mieux observées puis étudiées lors de comparaisons avec des simulations 3D du vol. Étant donné que la zone des gouvernes fait partie avec le nez des parties les plus critiques par rapport aux contraintes thermiques, ces résultats seraient précieux pour le secteur spatial européen.



# Annexes



## Modèles pour les propriétés des gaz réels

### A.1 Définitions de la fraction massique et de la fraction molaire

La fraction massique  $\hat{Y}_i$  de l'espèce chimique  $i$  est définie comme la masse de l'espèce chimique  $i$  par unité de masse du mélange. Elle peut être calculée de la manière suivante, avec  $\rho_i$  la masse volumique de l'espèce  $i$ ,  $\rho$  la masse volumique du mélange et  $ns$  le nombre total d'espèces chimiques dans le mélange :

$$\hat{Y}_i = \frac{\rho_i}{\rho} = \frac{\rho_i}{\sum_{k=1}^{ns} \rho_k} \quad (\text{A.1})$$

La fraction molaire  $X_i$  de l'espèce chimique  $i$  est définie comme le nombre de moles de l'espèce chimique  $i$  dans une mole du mélange. Elle peut être calculée de la manière suivante, avec  $\hat{M}_i$  la masse molaire de l'espèce  $i$  et  $\hat{M}$  la masse molaire du mélange :

$$X_i = \frac{\frac{\rho_i}{\hat{M}_i}}{\sum_{k=1}^{ns} \frac{\rho_k}{\hat{M}_k}} = \frac{\frac{\rho_i}{\hat{M}_i}}{\frac{\rho}{\hat{M}}} \quad (\text{A.2})$$

La formule pour convertir la fraction molaire en fraction massique et inversement est alors :

$$\hat{Y}_i = \frac{\hat{M}_i}{\hat{M}} X_i \quad (\text{A.3})$$

Ces deux quantités doivent respecter la condition suivante :

$$\sum_{i=1}^{ns} \hat{Y}_i = \sum_{i=1}^{ns} X_i = 1 \quad (\text{A.4})$$

## A.2 Modèle d'Armarly et Sutton pour la viscosité dynamique d'un mélange gazeux

Le modèle d'Armarly et Sutton [52] pour la viscosité dynamique d'un mélange gazeux est le suivant :

$$\mu = \sum_{s=1}^{ns} \frac{\mu_s}{1 + \frac{\sum_{\substack{k=1 \\ k \neq s}}^{ns} \frac{X_k}{X_s} \left( F_{sk} + \sqrt{\frac{\mu_s}{\mu_k}} \left( \frac{\hat{M}_k}{\hat{M}_s} \right)^{1/4} B_{sk} \right)^2 \left( \frac{\hat{M}_s}{\hat{M}_s + \hat{M}_k} \right) \left( \frac{5}{3A_{sk}} + \frac{\hat{M}_k}{\hat{M}_s} \right)}{\sqrt{8 \left( 1 + \frac{\hat{M}_s}{\hat{M}_k} \right)}} \quad (2.14)$$

$\mu$  est la viscosité dynamique du mélange gazeux,  $ns$  est le nombre total d'espèces présentes,  $\mu_i$  est la viscosité dynamique de l'espèce gazeuse  $i$ ,  $X_i$  est la fraction massique de l'espèce  $i$  et  $\hat{M}_i$  est la masse molaire de l'espèce  $i$ .

Les coefficients  $A_{sk}$ ,  $B_{sk}$  et  $F_{sk}$  sont :

- $A_{sk} = 1,25$  pour toutes les interactions exceptées pour les interactions d'un atome avec son propre ion.
- $B_{sk} = 0,78$  pour les interactions d'atomes ou de molécules avec des atomes ou des molécules.
- $B_{sk} = 0,2$  pour les interactions d'atomes ou de molécules avec des électrons.
- $B_{sk} = 0,15$  pour les interactions d'atomes ou de molécules avec des ions.
- $B_{sk} = 1,0$  pour tous les autres interactions.
- $F_{sk} = 1,0$  pour tous les interactions.

### A.3 Coefficient du modèle de Blöttner pour la viscosité dynamique d'un gaz pur

La viscosité dynamique du modèle de Blöttner [53] pour un gaz pur est donnée par :

$$\mu_s = 0,1 \exp[(A_s^\mu \ln(T) + B_s^\mu) \ln(T) + C_s^\mu] \quad (2.15)$$

$T$  est la température.

Espèce	$A_s^\mu$	$B_s^\mu$	$C_s^\mu$
$N_2$	0,0268142	0,3177838	-11,3155513
$O_2$	0,0449290	-0,0826158	-9,2019475
$NO$	0,0436378	-0,0335511	-9,5767430
$N$	0,0115572	0,6031679	-12,4327495
$O$	0,0203144	0,4294404	-11,6031403

TABLE A.1 – Coefficients du modèle de Blöttner pour la viscosité dynamique d'un gaz pur [53]

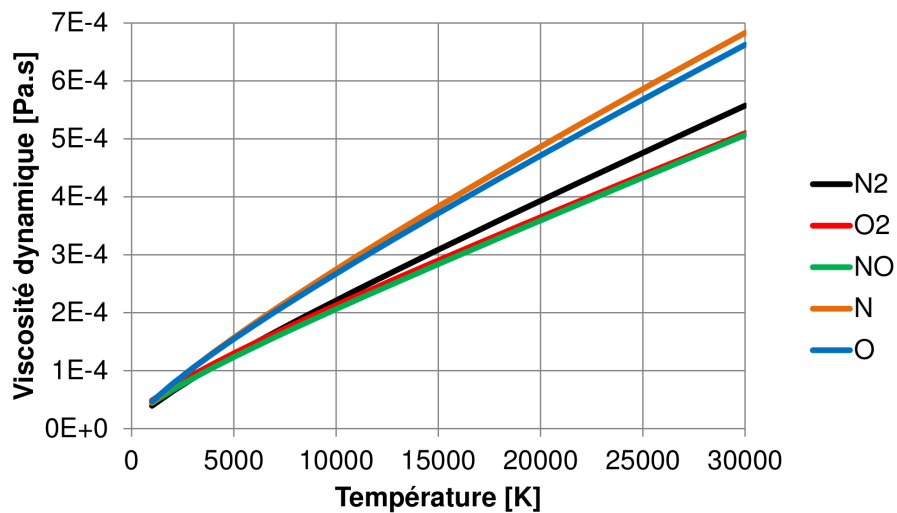


FIGURE A.1 – Viscosités dynamiques du  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N$  et  $O$  en fonction de la température, d'après le modèle de Blöttner [53]





## Modèles chimiques de l'air, extraits pour 5 espèces et 17 réactions

Rappel de la loi d'Arrhenius appliquée à la cinétique chimique :

$$k_f = A_f T_a^{B_f} e^{-\frac{\theta_f}{T_a}} \quad (2.32)$$

$$k_b = A_b T_a^{B_b} e^{-\frac{\theta_b}{T_a}} \quad (2.33)$$

Avec :

- $k_f$  la constante de réaction directe [ $m^3 \cdot mol^{-1} \cdot s^{-1}$ ],
- $k_b$  la constante de réaction inverse [ $m^3 \cdot mol^{-1} \cdot s^{-1}$ ] (s'il y a deux réactifs dans le sens inverse) ou [ $m^6 \cdot mol^{-2} \cdot s^{-2}$ ] (s'il y a trois réactifs dans le sens inverse),
- $A_f, B_f, \theta_f, A_b, B_b, \theta_b$  les coefficients des réactions étudiées.

## B.1 Chimie de Gardiner

N°	Réaction	$k_f$			$k_b$		
		$A_f$	$B_f$	$\theta_f$	$A_b$	$B_b$	$\theta_b$
1	$N_2 + N_2 \rightleftharpoons 2N + N_2$	$3,7 \times 10^{15}$	-1,6	113200	$1,08 \times 10^7$	-1,493	100
2	$N_2 + O_2 \rightleftharpoons 2N + O_2$	$1,4 \times 10^{15}$	-1,6	113200	$3,07 \times 10^7$	-1,493	100
3	$N_2 + NO \rightleftharpoons 2N + NO$	$1,4 \times 10^{15}$	-1,6	113200	$3,07 \times 10^7$	-1,493	100
4	$N_2 + N \rightleftharpoons 2N + N$	$1,6 \times 10^{16}$	-1,6	113200	$3,51 \times 10^8$	-1,493	100
5	$N_2 + O \rightleftharpoons 2N + O$	$1,4 \times 10^{15}$	-1,6	113200	$3,07 \times 10^7$	-1,493	100
6	$O_2 + N_2 \rightleftharpoons 2O + N_2$	$3,64 \times 10^{12}$	-1,0	59380	$1,84 \times 10^4$	-0,714	109
7	$O_2 + O_2 \rightleftharpoons 2O + O_2$	$1,64 \times 10^{13}$	-1,0	59380	$8,28 \times 10^4$	-0,714	109
8	$O_2 + NO \rightleftharpoons 2O + NO$	$1,82 \times 10^{12}$	-1,0	59380	$9,19 \times 10^3$	-0,714	109
9	$O_2 + N \rightleftharpoons 2O + N$	$1,82 \times 10^{12}$	-1,0	59380	$9,19 \times 10^3$	-0,714	109
10	$O_2 + O \rightleftharpoons 2O + O$	$4,56 \times 10^{13}$	-1,0	59380	$2,3 \times 10^5$	-0,714	109
11	$NO + N_2 \rightleftharpoons N + O + N_2$	$4,0 \times 10^{14}$	-1,5	75500	$2,16 \times 10^7$	-1,3217	97
12	$NO + O_2 \rightleftharpoons N + O + O_2$	$4,0 \times 10^{14}$	-1,5	75500	$2,16 \times 10^7$	-1,3217	97
13	$NO + NO \rightleftharpoons N + O + NO$	$8,0 \times 10^{14}$	-1,5	75500	$4,32 \times 10^7$	-1,3217	97
14	$NO + N \rightleftharpoons N + O + N$	$8,0 \times 10^{14}$	-1,5	75500	$4,32 \times 10^7$	-1,3217	97
15	$NO + O \rightleftharpoons N + O + O$	$8,0 \times 10^{14}$	-1,5	75500	$4,32 \times 10^7$	-1,3217	97
16	$N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$	$1,82 \times 10^8$	0,0	38370	$7,35 \times 10^7$	-0,07083	666
17	$NO + O \rightleftharpoons O_2 + N$	$3,8 \times 10^3$	1,0	20820	$4,07 \times 10^4$	0.886	4689

TABLE B.1 – Modèle chimique de Gardiner [55]

## B.2 Chimie de Moss

N°	Réaction	$k_f$			$k_b$		
		$A_f$	$B_f$	$\theta_f$	$A_b$	$B_b$	$\theta_b$
1	$N_2 + N_2 \rightleftharpoons 2N + N_2$	$4,8 \times 10^{11}$	-0,5	113100	$2,725 \times 10^4$	-0,5	0,0
2	$N_2 + O_2 \rightleftharpoons 2N + O_2$	$1,92 \times 10^{11}$	-0,5	113100	$1,09 \times 10^4$	-0,5	0,0
3	$N_2 + NO \rightleftharpoons 2N + NO$	$1,92 \times 10^{11}$	-0,5	113100	$1,09 \times 10^4$	-0,5	0,0
4	$N_2 + N \rightleftharpoons 2N + N$	$4,15 \times 10^{16}$	-1,5	113100	$2,356 \times 10^9$	-0,5	0,0
5	$N_2 + O \rightleftharpoons 2N + O$	$1,92 \times 10^{11}$	-0,5	113100	$1,09 \times 10^4$	-0,5	0,0
6	$O_2 + N_2 \rightleftharpoons 2O + N_2$	$7,22 \times 10^{12}$	-1,0	59400	$6,02 \times 10^3$	-0,5	0,0
7	$O_2 + O_2 \rightleftharpoons 2O + O_2$	$3,249 \times 10^{13}$	-1,0	59400	$2,709 \times 10^4$	-0,5	0,0
8	$O_2 + NO \rightleftharpoons 2O + NO$	$3,61 \times 10^{12}$	-1,0	59400	$3,01 \times 10^3$	-0,5	0,0
9	$O_2 + N \rightleftharpoons 2O + N$	$3,61 \times 10^{12}$	-1,0	59400	$3,01 \times 10^3$	-0,5	0,0
10	$O_2 + O \rightleftharpoons 2O + O$	$9,025 \times 10^{13}$	-1,0	59400	$7,525 \times 10^4$	-0,5	0,0
11	$NO + N_2 \rightleftharpoons N + O + N_2$	$3,97 \times 10^{14}$	-1,5	75600	$1,01 \times 10^8$	-1,5	0,0
12	$NO + O_2 \rightleftharpoons N + O + O_2$	$3,97 \times 10^{14}$	-1,5	75600	$1,01 \times 10^8$	-1,5	0,0
13	$NO + NO \rightleftharpoons N + O + NO$	$7,94 \times 10^{15}$	-1,5	75600	$2,02 \times 10^9$	-1,5	0,0
14	$NO + N \rightleftharpoons N + O + N$	$7,94 \times 10^{15}$	-1,5	75600	$2,02 \times 10^9$	-1,5	0,0
15	$NO + O \rightleftharpoons N + O + O$	$7,94 \times 10^{15}$	-1,5	75600	$2,02 \times 10^9$	-1,5	0,0
16	$N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$	$6,75 \times 10^7$	0,0	37500	$1,5 \times 10^7$	0,0	0,0
17	$NO + O \rightleftharpoons O_2 + N$	$3,18 \times 10^3$	1,0	19700	$9,63 \times 10^5$	0,5	3600

TABLE B.2 – Modèle chimique de Moss [56][3]

### B.3 Chimie de Park (1993)

Le modèle complet est basé sur 13 espèces et 49 réactions chimiques, mais seulement les coefficients utiles pour un modèle de 5 espèces et 17 réactions chimiques sont présentés ici.

N°	Réaction	$k_f$			$k_b$		
		$A_f$	$B_f$	$\theta_f$	$A_b$	$B_b$	$\theta_b$
1	$N_2 + N_2 \rightleftharpoons 2N + N_2$	$7,0 \times 10^{15}$	-1,6	113200	$1,18 \times 10^8$	-1,47	-217
2	$N_2 + O_2 \rightleftharpoons 2N + O_2$	$7,0 \times 10^{15}$	-1,6	113200	$1,18 \times 10^8$	-1,47	-217
3	$N_2 + NO \rightleftharpoons 2N + NO$	$7,0 \times 10^{15}$	-1,6	113200	$1,18 \times 10^8$	-1,47	-217
4	$N_2 + N \rightleftharpoons 2N + N$	$3,0 \times 10^{16}$	-1,6	113200	$5,06 \times 10^8$	-1,47	-217
5	$N_2 + O \rightleftharpoons 2N + O$	$3,0 \times 10^{16}$	-1,6	113200	$5,06 \times 10^8$	-1,47	-217
6	$O_2 + N_2 \rightleftharpoons 2O + N_2$	$2,0 \times 10^{15}$	-1,5	59500	$1,27 \times 10^7$	-1,265	-374
7	$O_2 + O_2 \rightleftharpoons 2O + O_2$	$2,0 \times 10^{15}$	-1,5	59500	$1,27 \times 10^7$	-1,265	-374
8	$O_2 + NO \rightleftharpoons 2O + NO$	$2,0 \times 10^{15}$	-1,5	59500	$1,27 \times 10^7$	-1,265	-374
9	$O_2 + N \rightleftharpoons 2O + N$	$1,0 \times 10^{16}$	-1,5	59500	$6,38 \times 10^7$	-1,265	-374
10	$O_2 + O \rightleftharpoons 2O + O$	$1,0 \times 10^{16}$	-1,5	59500	$6,38 \times 10^7$	-1,265	-374
11	$NO + N_2 \rightleftharpoons N + O + N_2$	$5,0 \times 10^9$	0,0	75500	$2,1 \times 10^2$	0,192	-353
12	$NO + O_2 \rightleftharpoons N + O + O_2$	$5,0 \times 10^9$	0,0	75500	$2,1 \times 10^2$	0,192	-353
13	$NO + NO \rightleftharpoons N + O + NO$	$1,1 \times 10^{11}$	0,0	75500	$4,2 \times 10^3$	0,192	-353
14	$NO + N \rightleftharpoons N + O + N$	$1,1 \times 10^{11}$	0,0	75500	$4,2 \times 10^3$	0,192	-353
15	$NO + O \rightleftharpoons N + O + O$	$1,1 \times 10^{11}$	0,0	75500	$4,2 \times 10^3$	0,192	-353
16	$N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$	$1,8 \times 10^8$	0,0	38400	$7,23 \times 10^7$	-0,067	835
17	$NO + O \rightleftharpoons O_2 + N$	$2,4 \times 10^3$	1,0	19220	$1,58 \times 10^4$	0,963	3242

TABLE B.3 – Modèle chimique de Park (1993) [26]

## B.4 Chimie de Shatalov

Le modèle complet est basé sur 7 espèces et 39 réactions chimiques, mais seulement les coefficients utiles pour un modèle de 5 espèces et 17 réactions chimiques sont présentés ici.

N°	Réaction	$k_f$			$k_b$		
		$A_f$	$B_f$	$\theta_f$	$A_b$	$B_b$	$\theta_b$
1	$N_2 + N_2 \rightleftharpoons 2N + N_2$	$2,97 \times 10^9$	0,175	112910	50	0,3054	-507
2	$N_2 + O_2 \rightleftharpoons 2N + O_2$	$3,91 \times 10^{10}$	-0,13	112982	660	0,0	-435
3	$N_2 + NO \rightleftharpoons 2N + NO$	$3,91 \times 10^{10}$	-0,13	112982	660	0,0	-435
4	$N_2 + N \rightleftharpoons 2N + N$	$1,19 \times 10^{11}$	-0,13	112982	$2,0 \times 10^3$	0,0	-435
5	$N_2 + O \rightleftharpoons 2N + O$	$1,19 \times 10^{11}$	-0,13	112982	$2,0 \times 10^3$	0,0	-435
6	$O_2 + N_2 \rightleftharpoons 2O + N_2$	$2,12 \times 10^{10}$	-0,258	59217	135	-0,023	-657
7	$O_2 + O_2 \rightleftharpoons 2O + O_2$	$2,36 \times 10^{12}$	-0,645	59874	$1,5 \times 10^4$	-0,41	0,0
8	$O_2 + NO \rightleftharpoons 2O + NO$	$4,09 \times 10^{11}$	-0,645	59874	$2,6 \times 10^3$	-0,41	0,0
9	$O_2 + N \rightleftharpoons 2O + N$	$4,09 \times 10^{11}$	-0,645	59874	$2,6 \times 10^3$	-0,41	0,0
10	$O_2 + O \rightleftharpoons 2O + O$	$8,39 \times 10^{12}$	-0,645	59874	$5,34 \times 10^4$	-0,41	0,0
11	$NO + N_2 \rightleftharpoons N + O + N_2$	$1,53 \times 10^{12}$	-0,698	75853	$6,4 \times 10^4$	-0,5	0,0
12	$NO + O_2 \rightleftharpoons N + O + O_2$	$1,53 \times 10^{12}$	-0,698	75853	$6,4 \times 10^4$	-0,5	0,0
13	$NO + NO \rightleftharpoons N + O + NO$	$4,77 \times 10^{14}$	-1,198	75853	$2,0 \times 10^7$	-1,0	0,0
14	$NO + N \rightleftharpoons N + O + N$	$4,77 \times 10^{14}$	-1,198	75853	$2,0 \times 10^7$	-1,0	0,0
15	$NO + O \rightleftharpoons N + O + O$	$4,77 \times 10^{14}$	-1,198	75853	$2,0 \times 10^7$	-1,0	0,0
16	$N_2 + O \rightleftharpoons NO + N$	$1,8 \times 10^8$	0,0	38374	$7,23 \times 10^7$	-0,067	809
17	$NO + O \rightleftharpoons O_2 + N$	$9,7 \times 10^2$	1,037	19128	$6,4 \times 10^3$	1,0	3150

TABLE B.4 – Modèle chimique de Shatalov [57]

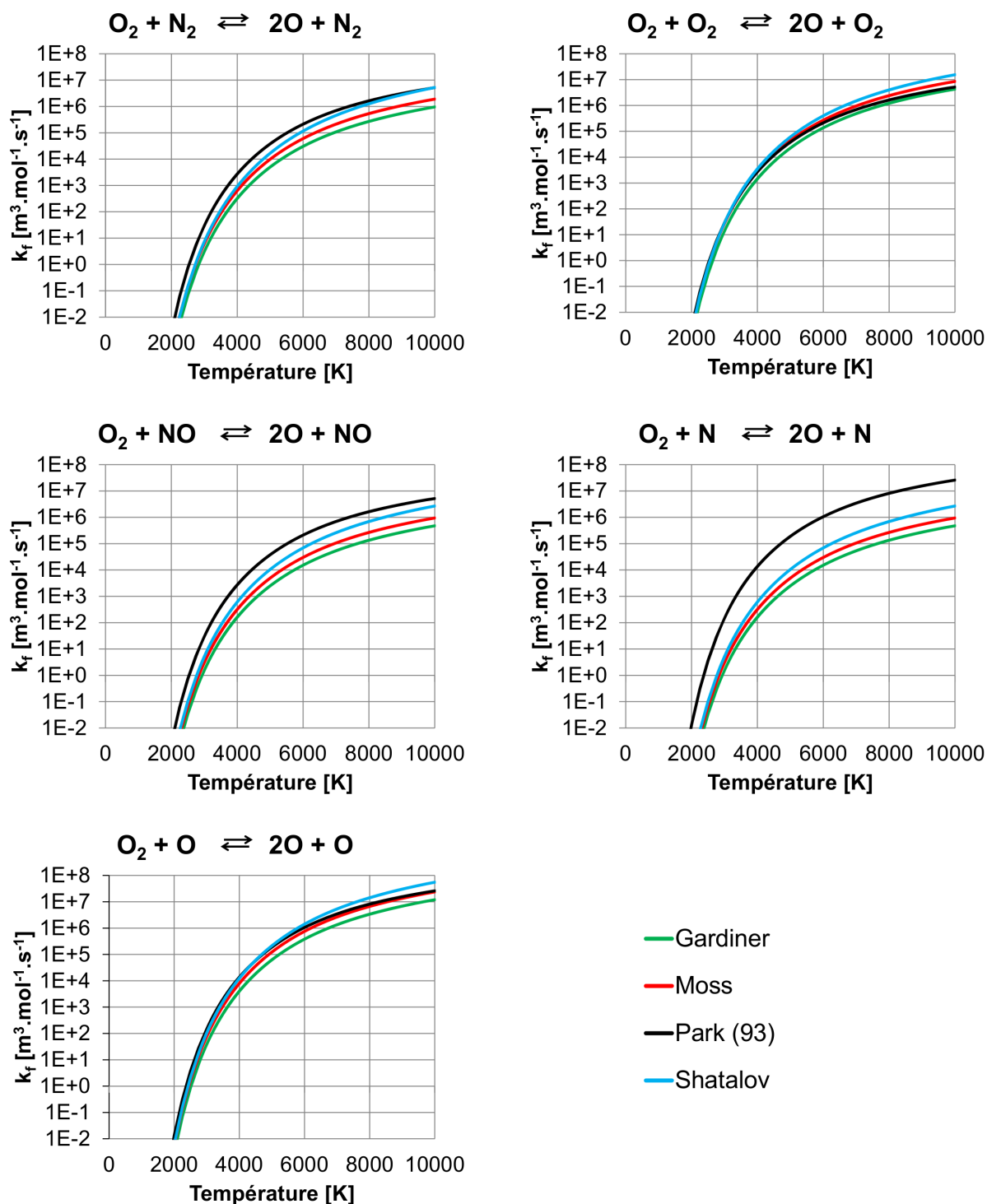
B.5 Comparaison des vitesses de dissociation du  $O_2$ 

FIGURE B.1 – Comparaison des vitesses de dissociation du  $O_2$  entre les modèles chimiques de Gardiner [55], Moss [56][3], Park (1993) [26] et Shatalov [57]

# Méthodes pour la résolution et la régularisation d'un problème inverse

Avant de lire l'annexe C, le lecteur est invité à lire les parties 3.2.2 et 3.3.1 afin de prendre connaissance de la nomenclature utilisée.

## C.1 Troncature de la décomposition en valeurs singulières (SVD)

Soit un problème linéaire surdéterminé quelconque, avec  $m$  équations et  $n$  inconnues ( $m \geq n$ ) :

$$\underline{\underline{A}} \underline{x} = \underline{b} \tag{C.1}$$

La matrice rectangulaire  $\underline{\underline{A}}$  représente le comportement du système linéaire étudié, avec  $m$  lignes et  $n$  colonnes. La matrice colonne  $\underline{x}$  est composée des  $n$  inconnues et la matrice colonne  $\underline{b}$  est composée des  $m$  mesures. L'objectif dans cet exemple est le calcul de la matrice colonne  $\underline{x}$  en « inversant » la matrice rectangulaire  $\underline{\underline{A}}$ . La décomposition en valeurs singulières (DVS mais plus communément abrégée par SVD, de l'anglais « Singular Value Decomposition ») permet de ramener la matrice rectangulaire non inversible  $\underline{\underline{A}}$  à une matrice carrée inversible afin de pouvoir « inverser » le problème. La décomposition de la matrice  $\underline{\underline{A}}$  par la SVD se fait de la manière suivante :

$$\underline{\underline{A}} = \underline{\underline{U}} \underline{\underline{W}} \underline{\underline{V}}^T \tag{C.2}$$

Avec :

- $\underline{\underline{U}}$ , une matrice de  $m$  lignes et  $n$  colonnes, telle que  $\underline{\underline{U}}^T \underline{\underline{U}} = \underline{\underline{I}}_n$ , avec  $\underline{\underline{I}}_n$  la matrice identité de dimension  $n$ .
- $\underline{\underline{W}}$ , une matrice carrée et diagonale, de dimension  $n$ , contenant les  $n$  valeurs singulières de la matrice  $\underline{\underline{A}}$ , valeurs classées par ordre décroissant :  $w_1 \geq w_2 \geq \dots \geq w_n$ . Les valeurs singulières de la matrice  $\underline{\underline{A}}$  sont par définition les racines carrées des valeurs propres de la matrice  $\underline{\underline{A}}^T \underline{\underline{A}}$ .
- $\underline{\underline{V}}$ , une matrice carrée de dimension  $n$ , telle que  $\underline{\underline{V}} \underline{\underline{V}}^T = \underline{\underline{V}}^T \underline{\underline{V}} = \underline{\underline{I}}_n$ .

Pour la suite la SVD sera appliquée à l'équation (3.29) du problème inverse de conduction de la chaleur lors de sa résolution avec la méthode des pas de temps futurs de Beck :



$$\underline{\Delta q}^{n+1} = (\underline{S}^T \underline{S})^{-1} \cdot \underline{S}^T \cdot (\underline{Y}^{n+1} - \underline{T}^{n+1}(q^n)) \quad (3.29)$$

En reprenant la nomenclature de l'équation (C.2), la SVD de la matrice de sensibilité  $\underline{S}$  permet d'obtenir l'équation suivante :

$$\underline{S} = \underline{U} \underline{W} \underline{V}^T \quad (C.3)$$

Les matrices  $\underline{S}$  et  $\underline{U}$  ont alors  $N_{mes} \times N_F$  lignes (si la méthode de régularisation des pas de temps futurs de Beck n'est pas utilisée, alors  $N_F = 1$ ) et  $N_{est}$  colonnes. Les matrices  $\underline{W}$  et  $\underline{V}$  sont quant à elles des matrices carrées de dimension  $N_{est}$ . En injectant l'équation (C.3) dans l'équation (3.29) pour la résolution du problème inverse de conduction de la chaleur, le problème devient :

$$\underline{\Delta q}^{n+1} = \underline{V} \underline{W}^{-1} \underline{U}^T (\underline{Y}^{n+1} - \underline{T}^{n+1}(q^n)) \quad (C.4)$$

Il est important de noter que dans le cas de la matrice de sensibilité, qui est mal conditionnée, le rapport des valeurs singulières  $w_1/w_{N_{est}} \gg 1$ . L'intérêt de la décomposition en valeur singulière est qu'il est possible de se restreindre à certaines valeurs singulières pour reconditionner la matrice de sensibilité. Une méthode fréquemment employée [141] est de conserver uniquement les  $p$  premières valeurs singulières afin de vérifier le critère suivant :

$$\frac{w_1}{w_p} < s \quad (C.5)$$

Où  $s$  est un seuil arbitraire de troncature. Cette méthode est appelée la troncature de la décomposition en valeurs singulières. Nakamura et al. [79] utilisent cette méthode pour la régularisation d'un problème inverse de conduction de la chaleur appliqué aux rentrées atmosphériques. Lorsque le seuil  $s$  n'est pas très grand devant 1, la matrice réduite perd son caractère mal conditionné. Contrairement à des méthodes où un filtrage préalable des données est effectué pour améliorer l'estimation par méthode inverse (un exemple est la transformée en cosinus discrète (DCT)), le filtrage à l'aide de la SVD agit ici sur le principe de résolution du problème inverse et non sur les données elles-mêmes. Le bruit des mesures n'est pas filtré, mais son impact sur les résultats est réduit. Finalement, le flux de chaleur estimé à l'instant  $n + 1$  après réduction du modèle thermique s'écrit :

$$\underline{\Delta q}^{n+1} = \underline{V}_{tronc} \underline{W}_{tronc}^{-1} \underline{U}_{tronc}^T (\underline{Y}^{n+1} - \underline{T}^{n+1}(q^n)) \quad (C.6)$$

Avec  $\underline{V}_{tronc}$ ,  $\underline{W}_{tronc}$  et  $\underline{U}_{tronc}$  respectivement les matrices  $\underline{V}$ ,  $\underline{W}$  et  $\underline{U}$  tronquées en respectant le seuil  $s$ .

## C.2 Transformée en Cosinus Discrète (DCT)

La méthode de résolution du problème inverse de conduction de la chaleur basée sur un critère des moindres carrés passe par le calcul d'une matrice de sensibilité, dont la taille dépend du nombre de points de mesure et du nombre de flux de chaleur à estimer. En fonction de la résolution du cas étudié, la matrice de sensibilité peut devenir particulièrement grande. Cette problématique est souvent posée lorsque les mesures de température sont effectuées par thermographie infrarouge, car à chaque pas de temps un nombre de mesures égal à la résolution de la caméra est à traiter (ordre de grandeur : dizaines de milliers de pixels). Par ailleurs, comme le problème inverse de

conduction de la chaleur est mal posé, il est nécessaire de mettre en place une régularisation pour améliorer son conditionnement. L'une des manières de répondre à ces deux problématiques est d'effectuer un filtrage à l'aide de la Transformée par Cosinus Discrète (TCD, mais qui sera plutôt abrégée par DCT pour « Discrete Cosine Transform »). Ce filtrage permet de réduire la taille de la matrice de sensibilité, d'où une réduction du nombre d'inconnus du problème et une amélioration du conditionnement. Les travaux de Nortershauser [11] ou de Reulet et al. [74] sont de bons exemples de l'utilisation de la DCT dans le cadre d'un problème inverse de conduction de la chaleur.

La DCT stipule que l'information contenue dans toute matrice  $\underline{A}$  de  $M$  lignes et  $N$  colonnes peut être stockée dans une matrice  $\underline{B}$  de même dimension, dont les coefficients sont définis de la manière suivante :

$$B_{pq} = \alpha_p \alpha_q \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} A_{mn} \cos\left(\frac{\pi(2m+1)p}{2M}\right) \cos\left(\frac{\pi(2n+1)q}{2N}\right) \quad (\text{C.7})$$

$$\text{Avec } \begin{cases} 0 \leq p \leq M-1 \\ 0 \leq q \leq N-1 \end{cases}, \alpha_p = \begin{cases} 1/\sqrt{M}, & p=0 \\ \sqrt{2/M}, & 1 \leq p \leq M-1 \end{cases} \quad \text{et } \alpha_q = \begin{cases} 1/\sqrt{N}, & q=0 \\ \sqrt{2/N}, & 1 \leq q \leq N-1 \end{cases}$$

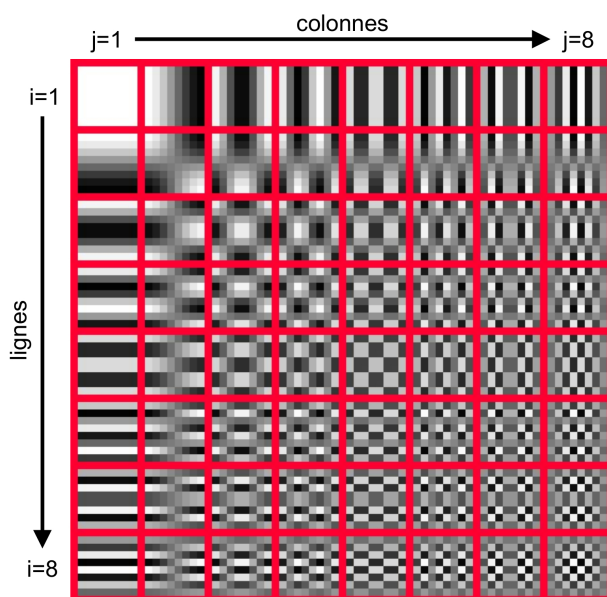
La transformée en cosinus discrète est une transformation inversible, dont l'inverse s'exprime de la façon suivante :

$$A_{mn} = \sum_{p=0}^{M-1} \sum_{q=0}^{N-1} \alpha_p \alpha_q B_{pq} \cos\left(\frac{\pi(2m+1)p}{2M}\right) \cos\left(\frac{\pi(2n+1)q}{2N}\right) \quad (\text{C.8})$$

$$\text{Avec } \begin{cases} 0 \leq m \leq M-1 \\ 0 \leq n \leq N-1 \end{cases}, \alpha_p = \begin{cases} 1/\sqrt{M}, & p=0 \\ \sqrt{2/M}, & 1 \leq p \leq M-1 \end{cases} \quad \text{et } \alpha_q = \begin{cases} 1/\sqrt{N}, & q=0 \\ \sqrt{2/N}, & 1 \leq q \leq N-1 \end{cases}$$

D'une manière plus concrète, la DCT permet ici de décomposer une carte de températures en une combinaison linéaire de « fonctions » cartes de base, de la même manière que la transformée de Fourier décompose un signal temporel en une somme de fonctions sinus ou cosinus. La figure C.1 montre les « fonctions » cartes de base pour une image carrée de 8 pixels de côté. Chaque colonne représente une fréquence spatiale de variation horizontale et chaque ligne représente une fréquence spatiale de variation verticale. À chaque « fonction » carte est associée un coefficient  $B_{pq}$  qui représente l'amplitude de la fonction. Une fois l'image décomposée par la DCT, la DCT inverse consiste à sommer toutes les « fonctions » cartes, chacune étant pondérée par son coefficient  $B_{pq}$ . Pour la suite, les « fonctions » cartes seront appelées les modes de l'image.

Dans la figure C.1, l'emplacement des modes dans la grille rouge correspond à l'emplacement des coefficients  $B_{pq}$  dans la matrice  $\underline{B}$ , qui représentent respectivement l'amplitude des modes. Les composantes basses fréquences de la DCT sont situées dans la partie supérieure gauche de la matrice  $\underline{B}$ , et les composantes hautes fréquences sont situées dans la partie inférieure droite. Si la mesure est de qualité, alors les effets de la conduction de la chaleur sont bien distinguables dans la matrice  $\underline{B}$ , car la variation spatiale de la température due à la conduction de la chaleur est un phénomène relativement lent spatialement par rapport aux variations dues au bruit. Pour cette raison les coefficients ayant les valeurs les plus importantes de la matrice  $\underline{B}$  et qui contiennent le



**FIGURE C.1** – Représentation des 64 composantes fréquentielles (modes) pour la décomposition d'une image carrée de  $8 \times 8$  pixels - chaque motif élémentaire est une image carrée de  $8 \times 8$  pixels (la taille originale de l'image) représentant un mode

plus d'information sur les variations spatiales de température, se trouvent dans la partie supérieure gauche de la matrice. Les composantes du bruit sont quant à elles présentes à toutes les fréquences, mais ne sont distinguables que vers les hautes fréquences puisque le bruit dans les basses fréquences est couvert par les signaux dus à la température.

Le bruit des mesures peut être éliminé en grande partie en ne conservant que les modes correspondant aux fréquences caractéristiques d'un signal d'un niveau supérieur à celui du bruit. Pour cela un seuil est fixé, en dessous duquel les modes sont considérés négligeables et leurs coefficients  $B_{pq}$  sont annulés. Par exemple, pour  $\underline{B} = DCT(\underline{A})$  et  $\underline{A}' = DCT_{inverse}(\underline{B}')$ , avec respectivement  $\underline{A}'$  et  $\underline{B}'$  les matrices  $\underline{A}$  et  $\underline{B}$  filtrées par un seuil  $s_{DCT}$ .

$$\text{Si } B_{pq} \geq s_{DCT} \text{ alors } B'_{pq} = B_{pq} \quad (\text{C.9})$$

$$\text{sinon } B'_{pq} = 0 \quad (\text{C.10})$$

$$\text{Avec } \begin{cases} 0 \leq p \leq M \\ 0 \leq q \leq N \end{cases}$$

L'une des difficultés de la méthode est la sélection du seuil, cependant en fixant un seuil égal à quelques fois l'écart-type du bruit des mesures (par exemple cinq fois pour un bruit gaussien), uniquement les modes constructifs du signal sont conservés par la DCT. La carte de températures reconstituée présente alors une forte réduction du bruit des mesures. C'est le principe du filtrage par DCT, qui permet également de compresser l'information.

Avant d'appliquer la DCT à la méthode de résolution du problème inverse, il faut d'abord pouvoir ramener les surfaces d'étude (celle où les mesures de température ont lieu et celle où les estimations du flux de chaleur ont lieu) à un quadrilatère avec un maillage structuré, afin de pouvoir transposer le problème dans la matrice  $\underline{B}$ . Quand la DCT est utilisée pour la reconstruction

des flux de chaleur par méthode inverse, les inconnues à estimer sont les coefficients  $B_{pq}$ , et non la valeur du flux de chaleur à chaque pixel. Pour que la DCT puisse être appliquée, il faut être dans un cas où chaque mode du flux recherché induit une réponse non nulle uniquement sur le même mode de la température mesurée. Cela est le cas par exemple pour les milieux de forme parallélépipédique rectangle et où les faces d'étude sont opposées. Le calcul des coefficients de la matrice de sensibilité peut alors être restreint aux modes conservés lors du filtrage des mesures de température. Ainsi la matrice de sensibilité n'est plus calculée pour chaque maille de la face des flux de chaleur recherchés, mais seulement pour quelques modes, ce qui diminue considérablement le nombre d'inconnus à estimer et réduit le temps de calcul. La DCT peut aussi être utilisée pour une utilisation plus forte, où en plus de la réduction de la matrice de sensibilité, les données d'entrée sont aussi filtrées afin de réduire l'impact du bruit sur l'estimation du flux de chaleur. Cependant l'utilisation d'un filtrage préalable des données d'entrée doit être réalisée avec beaucoup de précautions, car un filtrage des données avant l'inversion peut induire d'importants biais dans les estimations. Les actions de filtrage des données sont plutôt à réaliser après l'inversion afin de garantir un meilleur résultat.

### C.3 Méthode de régularisation de Tikhonov

Soit un problème inverse de conduction de la chaleur, résolu séquentiellement par un critère des moindres carrés :

$$J_{MC} = \sum_{i=1}^{N_{mes}} (Y_i^n - T_i^n(q_1^n, q_2^n, \dots, q_{N_{est}}^n))^2 \quad (3.18)$$

La méthode de régularisation de Tikhonov [80], initialement développée pour une résolution du problème inverse par une approche globale et adaptée ici par Beck et al. [81] pour une approche séquentielle, propose de changer le critère de minimisation en rajoutant un terme supplémentaire :

$$J_{MC} = \sum_{i=1}^{N_{mes}} (Y_i^n - T_i^n(q_1^n, q_2^n, \dots, q_{N_{est}}^n))^2 + \xi J_{Tikhonov} \quad (C.11)$$

Le réel  $\xi$  est le paramètre de régularisation et  $J_{Tikhonov}$  une fonctionnelle supplémentaire à minimiser. En fonction des choix faits pour  $\xi$  et  $J_{Tikhonov}$  la régularisation aura un effet plus ou moins fort sur la méthode de résolution. Ces choix sont faits en fonction du problème à régulariser et plusieurs exemples sont présentés par Maillet et al. [84]. Pour le problème inverse de conduction de la chaleur, un choix judicieux est de définir la fonctionnelle  $J_{Tikhonov}$  comme le Laplacien de l'incrément du flux de chaleur entre les pas de temps  $n$  et  $n + 1$ . Le réel  $\xi$  reste à choisir par l'utilisateur pour pondérer l'effet de la régularisation (le compromis entre lissage et précision). Cela donne le critère suivant à minimiser :

$$J_{MC} = \sum_{i=1}^{N_{mes}} (Y_i^n - T_i^n(q_1^n, q_2^n, \dots, q_{N_{est}}^n))^2 + \xi \vec{\nabla}^2(\underline{\Delta q}^{n+1}) \quad (C.12)$$

Cette nouvelle fonctionnelle permet de mettre en place une régularisation spatiale du problème inverse car elle tend à lisser les éventuelles discontinuités spatiales du flux que pourrait induire le bruit des mesures.



# Propriétés thermiques des matériaux composant les tuiles HRSI

Toutes les données présentées au cours de cette annexe, à part l'émissivité du revêtement RCG, sont extraites des travaux de Bradley et Throckmorton [39].

## D.1 Revêtement RCG

Épaisseur	$3,81 \times 10^{-4} \text{ m}$
Masse volumique	$1666 \text{ kg.m}^{-3}$
Émissivité	0,9 [89]

Température [K]	Conductivité thermique [ $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]	Capacité thermique massique [ $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]
255,6	0,843	794,96
533,3	1,045	1004,16
811,1	1,218	1192,44
1088,9	1,378	1317,96
1227,8	1,449	1380,72
1366,7	1,528	1443,48
1450,0	1,565	1476,95
1644,4	1,687	1569,00
1811,1	1,870	1631,76
1922,2	2,042	1631,76

**TABLE D.1** – Propriétés thermiques du revêtement RCG des tuiles HRSI [39]

L'émissivité du revêtement RCG a fait l'objet de nombreux travaux [92][89] afin d'en comprendre les variations en fonction de la température. Dans les travaux de Bradley et al. [39] et de Williams [14], qui traitent du problème inverse des missions STS, l'émissivité du revêtement RCG est supposée égale à 0,85. Cependant la reconstruction de l'équilibre thermique pour les estimations du flux de chaleur de Williams [14] montre qu'une émissivité de 0,9 aurait plutôt été utilisée. Cette observation est appuyée par les travaux de Throckmorton et al. [89] et de Shinn et al. [3] où une émissivité de 0,9 était utilisée.

## D.2 Matériau LI-900 RSI

Épaisseur	$7,94 \times 10^{-2} m$
Masse volumique	$144,17 kg.m^{-3}$

Température [K]	Conductivité thermique [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]						Capacité thermique massique [ $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ]
	Pression [Pa]						
	0	10,05	100,5	1013,0	10131,0	101314,6	
255,6	0,0130	0,0130	0,0173	0,0317	0,0433	0,0476	627,6
394,4	0,0160	0,0160	0,0216	0,0390	0,0547	0,0600	878,64
533,3	0,0216	0,0216	0,0290	0,0478	0,0700	0,0750	1054,37
672,2	0,0303	0,0303	0,0374	0,0562	0,0850	0,0924	1150,60
811,0	0,0403	0,0403	0,0476	0,0680	0,1040	0,1140	1205,00
950,0	0,0533	0,0533	0,0606	0,0850	0,1255	0,1353	1238,46
1088,9	0,0720	0,0720	0,0800	0,1068	0,1514	0,1630	1255,20
1227,8	0,0980	0,0980	0,1056	0,1330	0,1835	0,1960	1263,57
1366,7	0,1270	0,1270	0,1353	0,1630	0,2200	0,2350	1267,75
1533,3	0,1670	0,1670	0,1765	0,2008	0,2700	0,2900	1267,75

TABLE D.2 – Propriétés thermiques du LI-900 RSI des tuiles HRSI [39]

## D.3 Adhésif RTV-560

Épaisseur	$1,78 \times 10^{-4} m$
Masse volumique	$1409,7 kg.m^{-3}$
Conductivité thermique	$0,3115 W.m^{-1}.K^{-1}$
Capacité thermique massique	$1464,40 J.kg^{-1}.K^{-1}$

## D.4 Couche SIP

Épaisseur	$4,064 \times 10^{-3} m$
Masse volumique	$86,5 kg.m^{-3}$

Température [K]	Conductivité thermique [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]						Capacité thermique massique [ $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ]
	Pression [Pa]						
	0	10,05	100,5	1013,0	10131,0	101314,6	
255,6	0,0092	0,0092	0,0190	0,0308	0,0343	0,0355	794,96
311,1	0,0098	0,0098	0,0215	0,0360	0,0407	0,0422	1079,47
366,7	0,0109	0,0109	0,0234	0,0415	0,0472	0,0493	1439,30
422,2	0,0126	0,0126	0,0263	0,0471	0,0550	0,0571	1882,80
477,8	0,0157	0,0157	0,0291	0,0524	0,0642	0,0661	2405,80

TABLE D.3 – Propriétés thermiques de la couche SIP des tuiles HRSI [39]

## D.5 Aluminium 2219-T8XX

Épaisseur	$6,35 \times 10^{-3}m$
Masse volumique	$2803,4 \text{ kg}.m^{-3}$

Température [K]	Conductivité thermique [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]	Capacité thermique massique [ $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ]
255,6	119,42	
311,1	128,07	
366,7	135,00	899,56
422,2	141,92	928,85
477,8	146,60	953,95
533,3	150,57	979,06

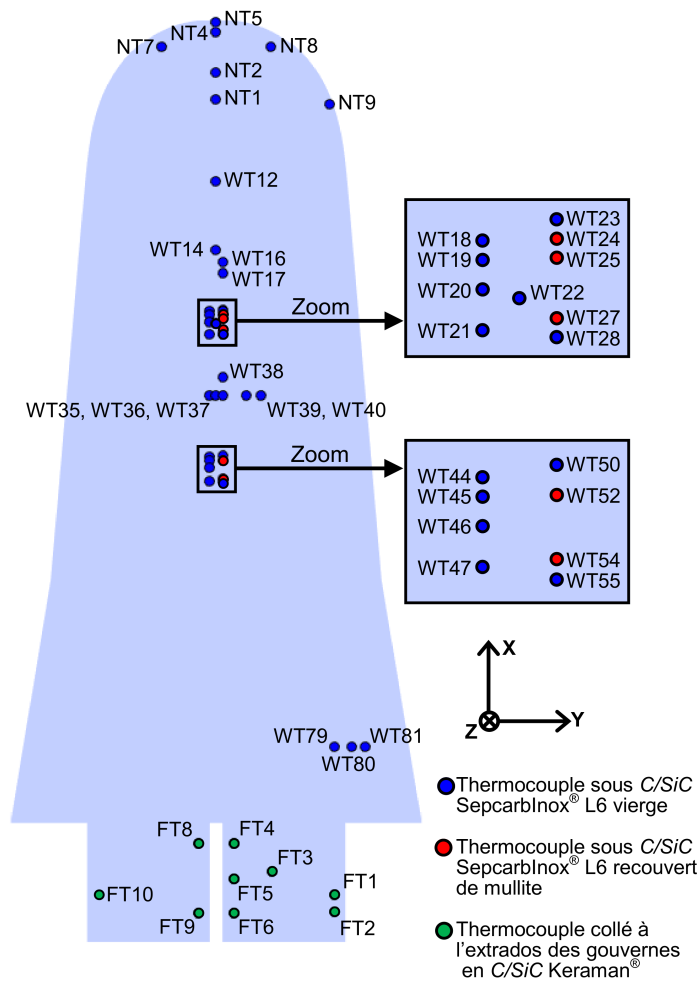
**TABLE D.4** – Propriétés thermiques de l'aluminium 2219-T8XX sur lequel repose les tuiles HRSI [39]





# Données complémentaires aux estimations par méthode inverse

## E.1 Emplacement des thermocouples à l'intrados de l'IXV



**FIGURE E.1** – Emplacement et nom des thermocouples à l'intrados de l'IXV dont les mesures ont déjà été publiées [8][101][102][38][103] - Vue de dessous

## E.2 Mesures de température des thermocouples à l'intrados de l'IXV

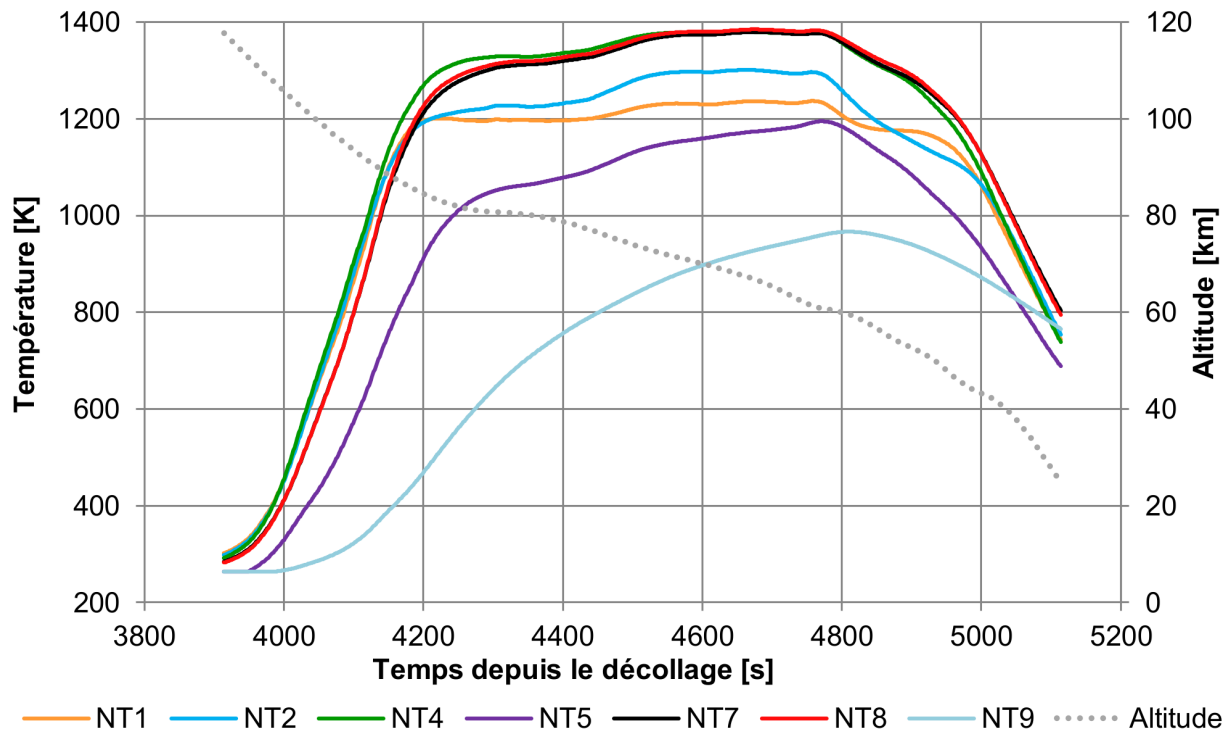


FIGURE E.2 – Températures mesurées par les thermocouples dans les protections thermiques du nez de l'IXV [8][101] et son altitude [103] au cours du temps

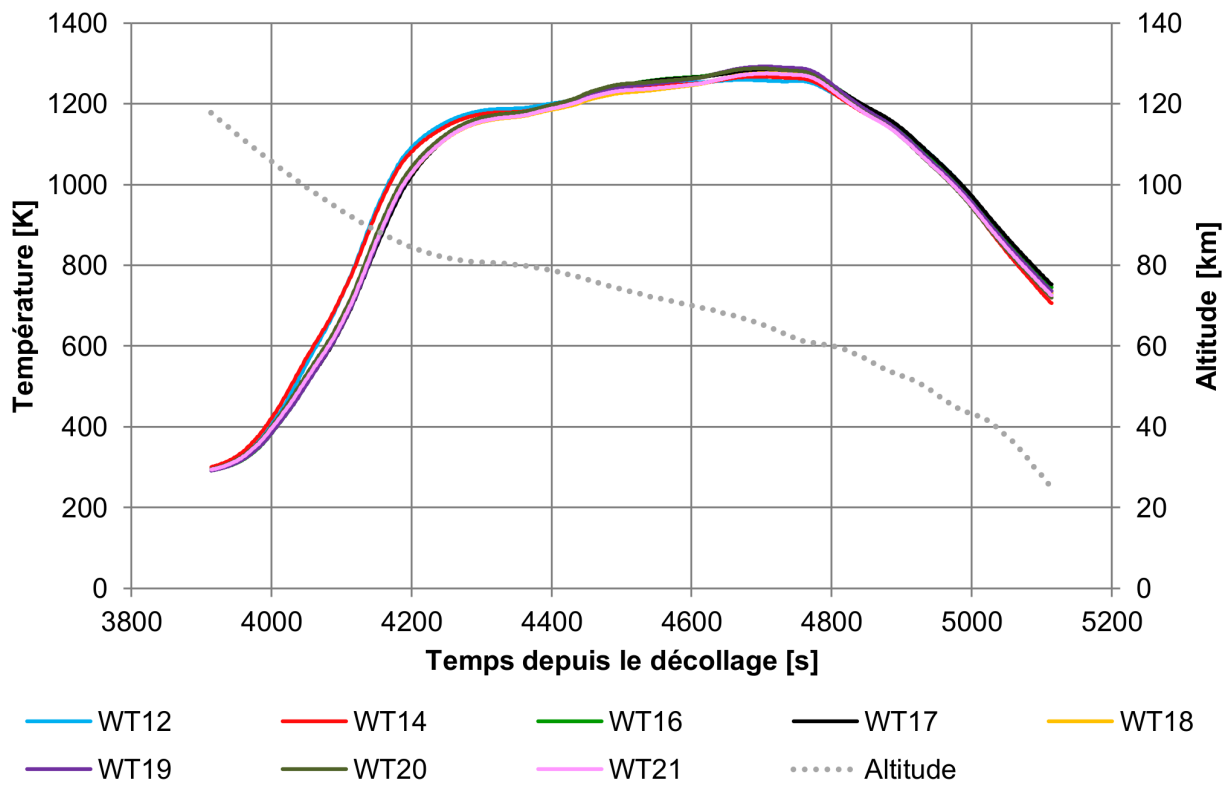


FIGURE E.3 – Températures mesurées par les thermocouples dans les protections thermiques de l'intrados du corps de l'IXV [102][38] et son altitude [103] au cours du temps

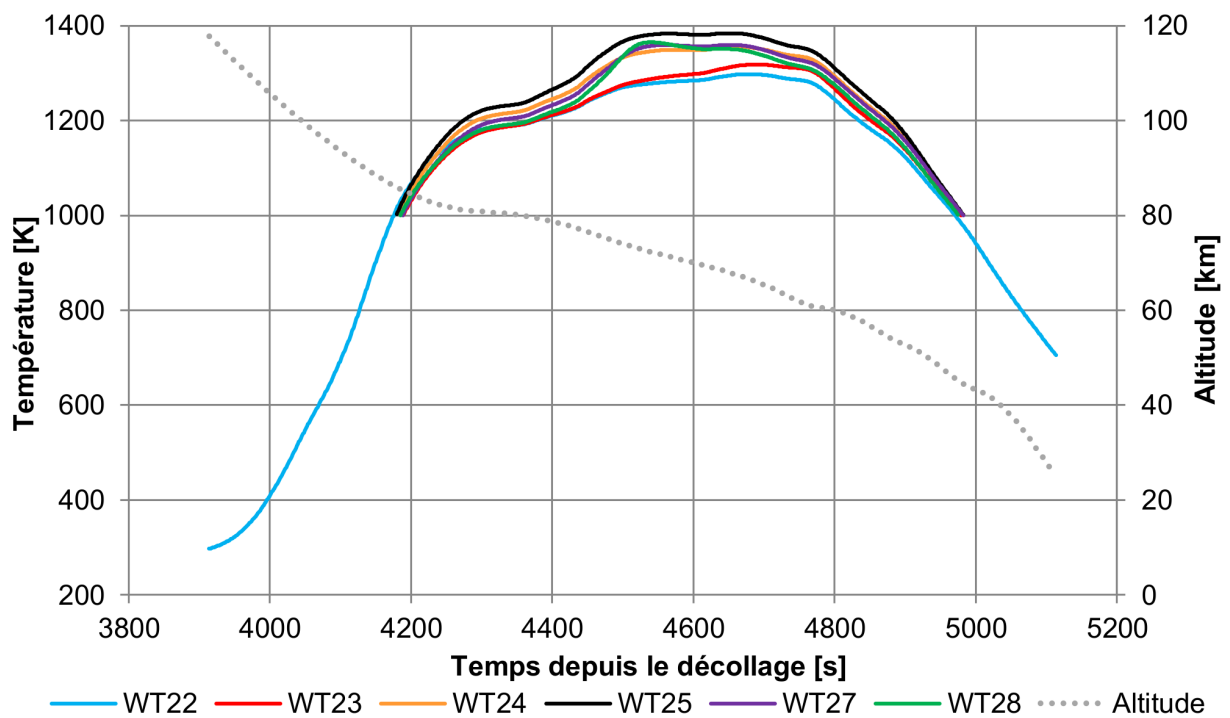


FIGURE E.4 – Températures mesurées par les thermocouples dans les protections thermiques de l'intrados du corps de l'IXV [102][38] et son altitude [103] au cours du temps

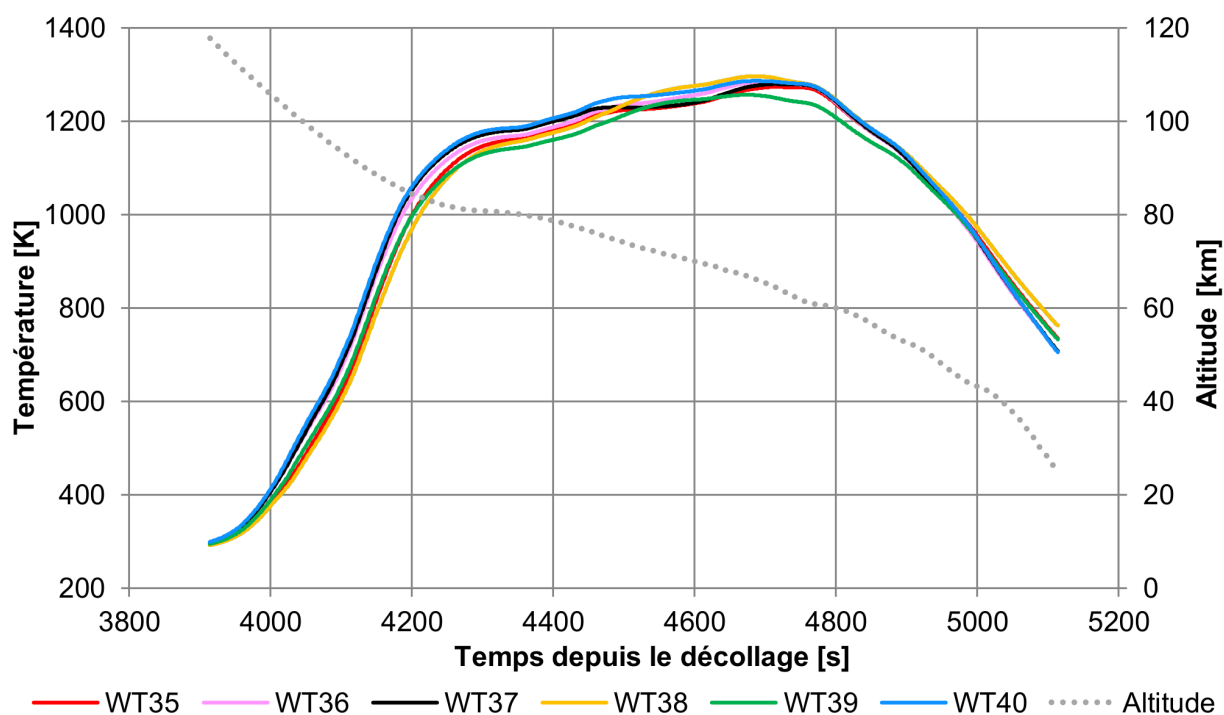


FIGURE E.5 – Températures mesurées par les thermocouples dans les protections thermiques de l'intrados du corps de l'IXV [102][38] et son altitude [103] au cours du temps

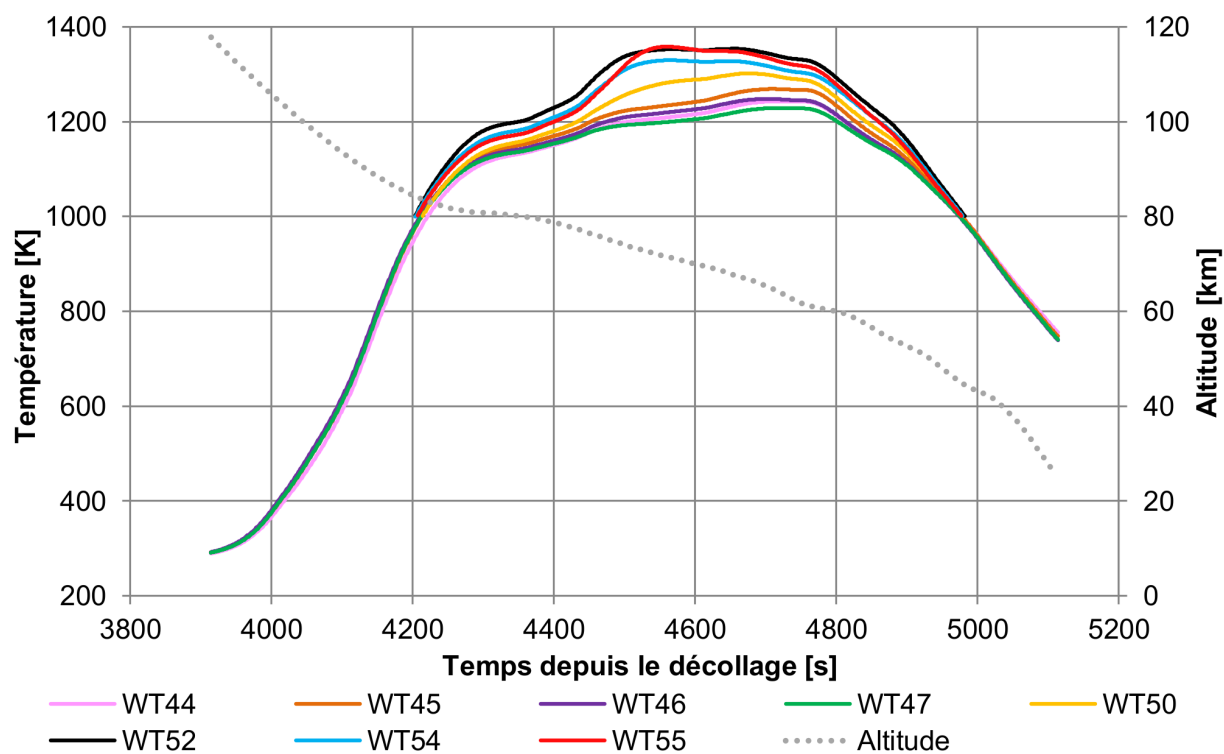


FIGURE E.6 – Températures mesurées par les thermocouples dans les protections thermiques de l'intrados du corps de l'IXV [102][38] et son altitude [103] au cours du temps

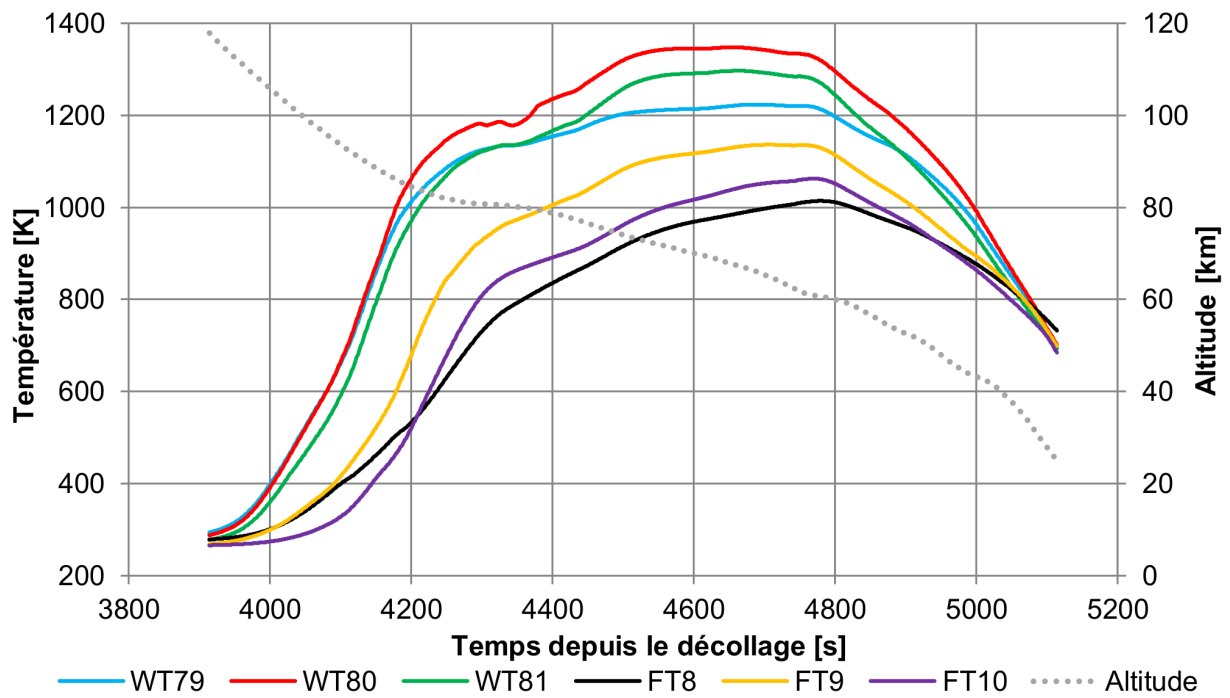


FIGURE E.7 – Températures mesurées par les thermocouples dans les protections thermiques de l'intrados du corps de l'IXV [8] et à l'extrados de ses gouvernes [103], et son altitude [103] au cours du temps

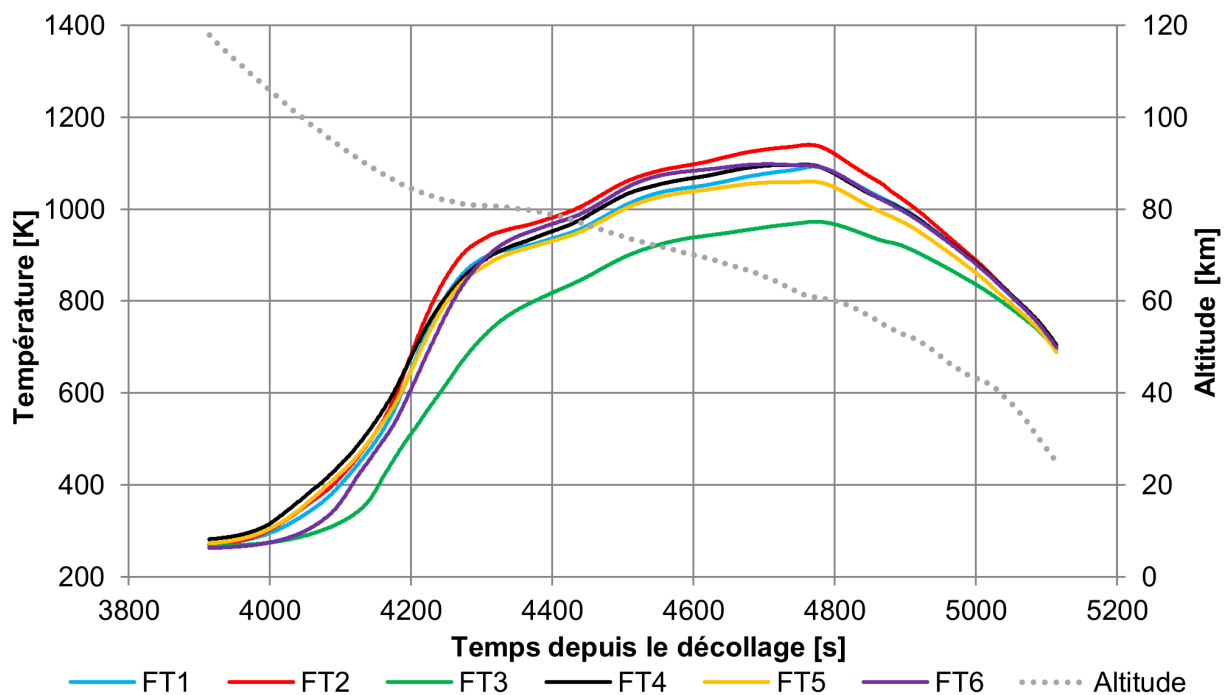
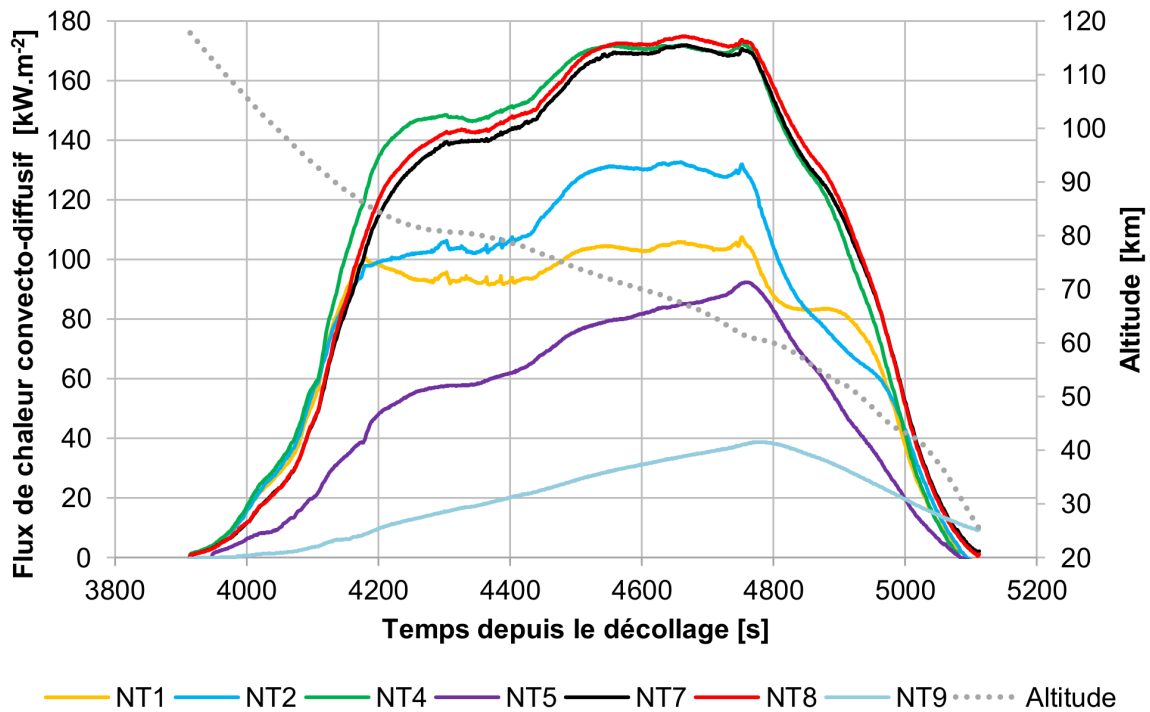


FIGURE E.8 – Températures mesurées par les thermocouples à l'extrados des gouvernes de l'IXV et son altitude au cours du temps [103]

### E.3 Estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de l'IXV à partir des mesures de température réalisées en vol par des thermocouples

Les estimations du flux de chaleur convecto-diffusif présentées ici ont été effectuées par méthode inverse à partir des mesures de température réalisées en vol par les thermocouples placés dans les protections thermiques de l'intrados. Le problème inverse posé par chaque thermocouple a été résolu par une minimisation séquentielle d'un critère des moindres carrés à l'aide de la méthode des pas de temps futurs de Beck. La méthode d'estimation du flux de chaleur convecto-diffusif est détaillée dans le chapitre 6.



**FIGURE E.9** – Estimations par méthode inverse du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface du nez de l'IXV, effectuées à partir des mesures de température réalisées en vol par les thermocouples placés à l'intérieur des protections thermiques

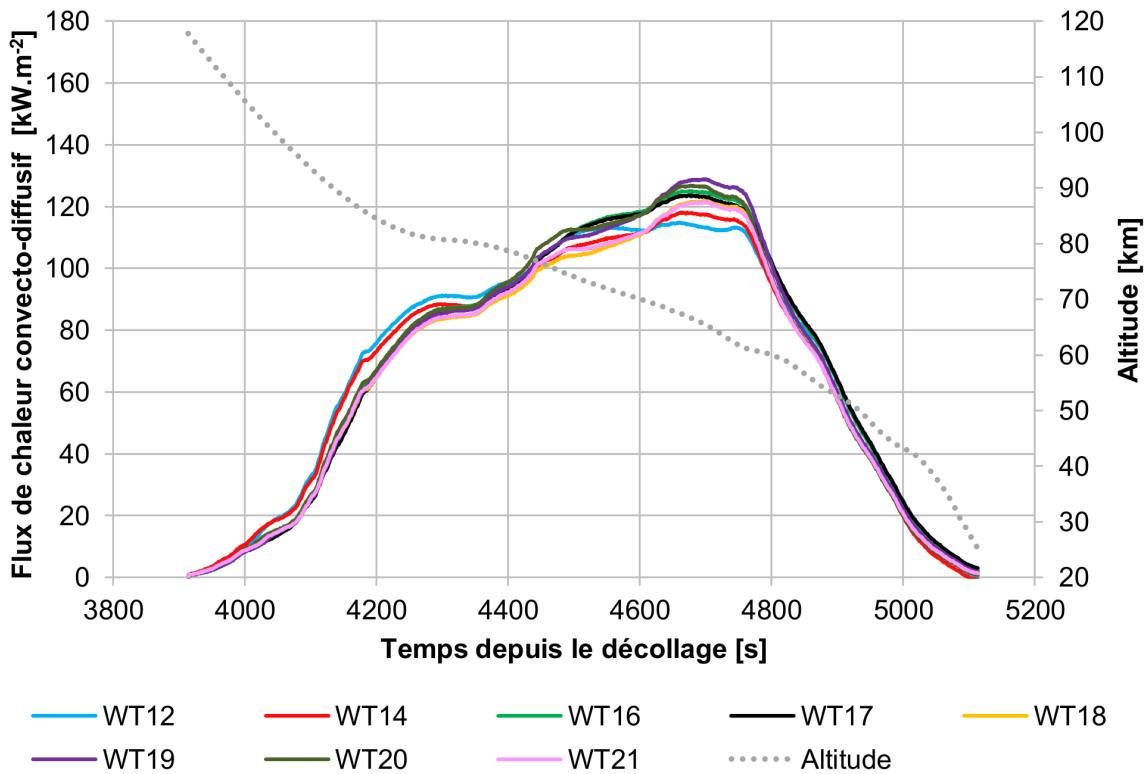


FIGURE E.10 – Estimations par méthode inverse du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados du corps de l'IXV, effectuées à partir des mesures de température réalisées en vol par les thermocouples placés à l'intérieur des protections thermiques

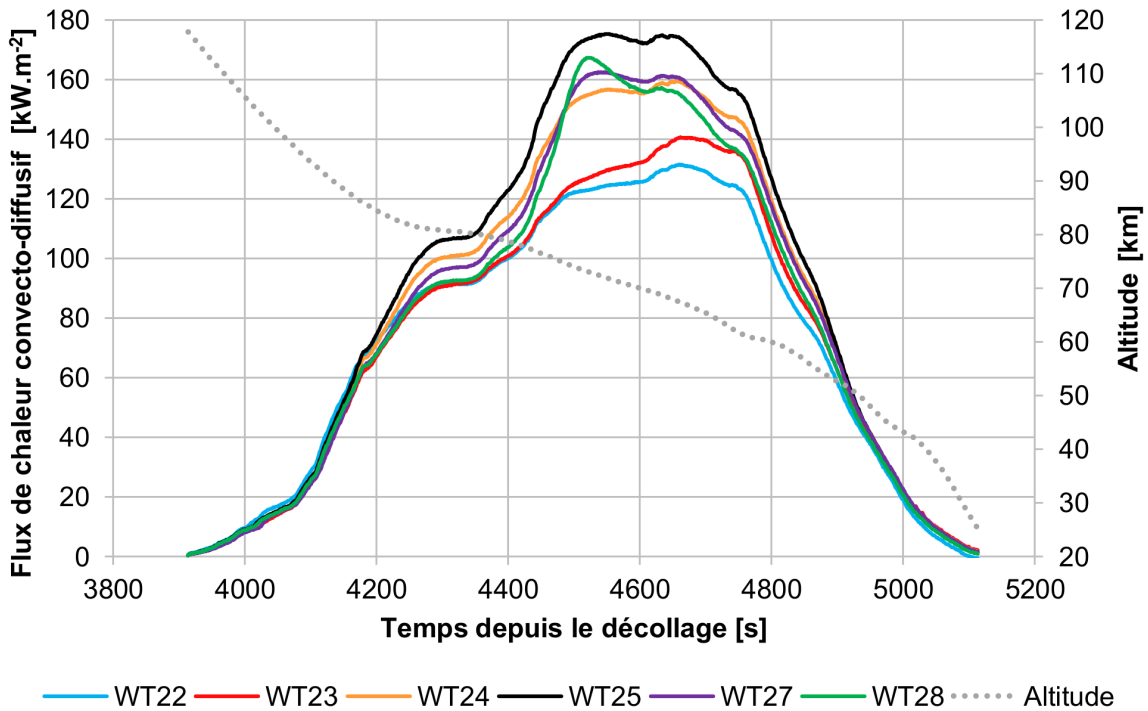
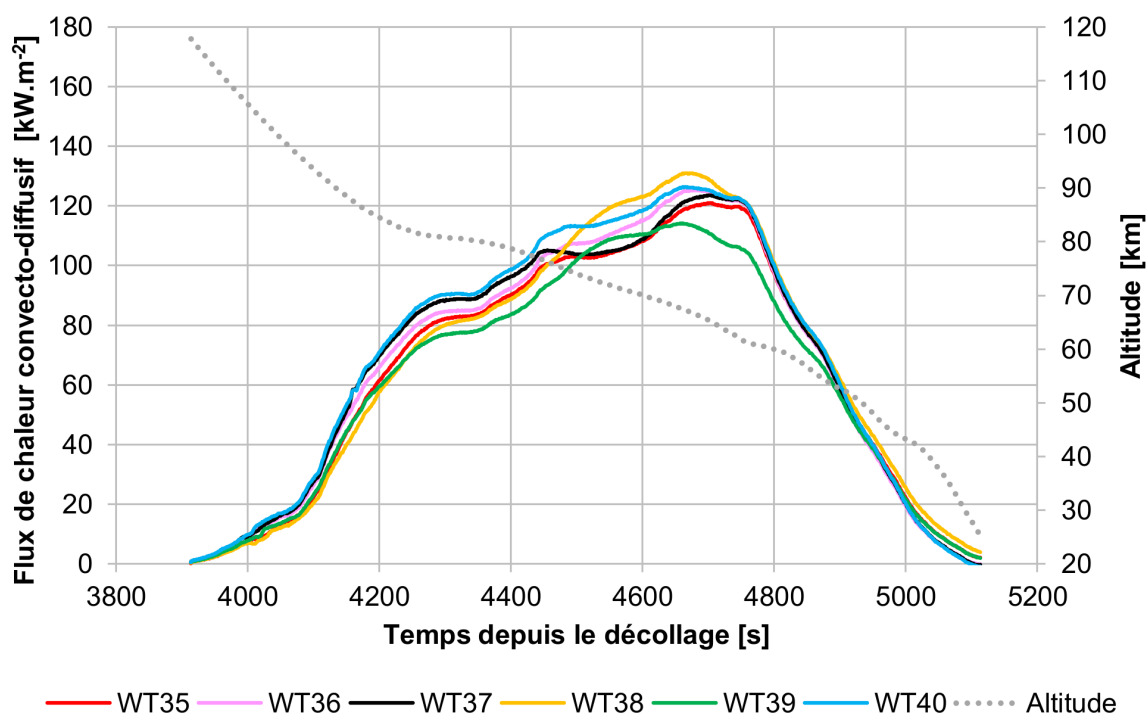
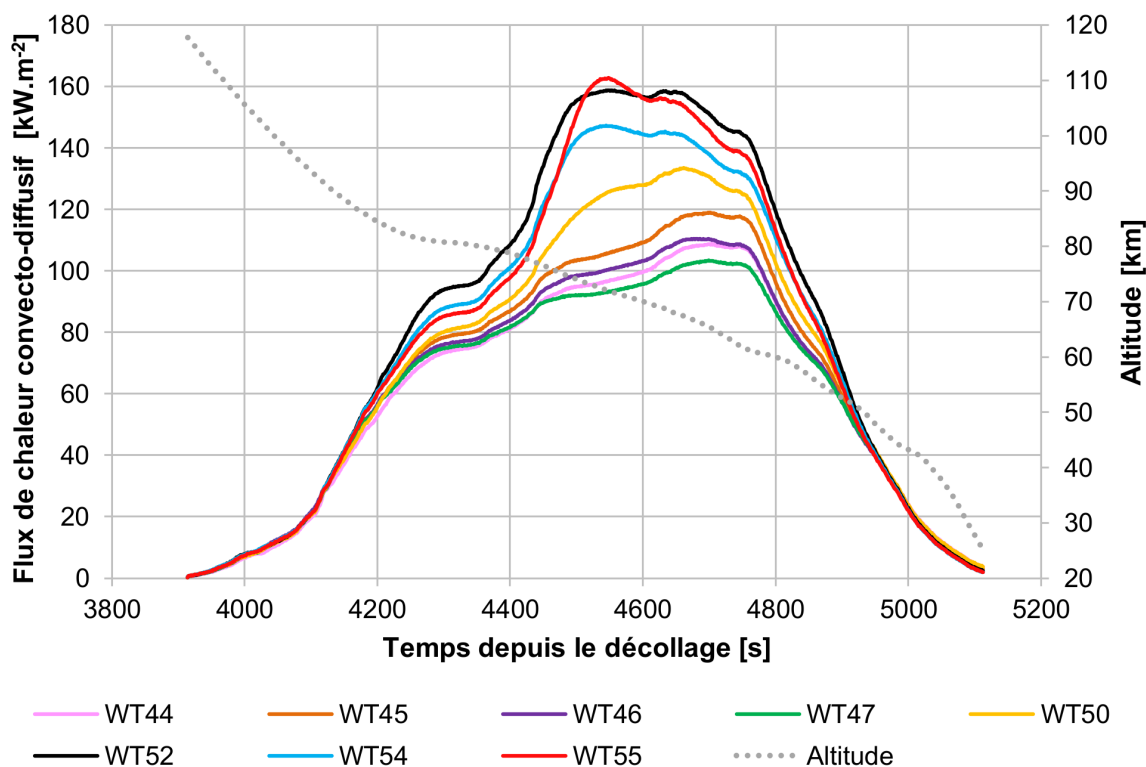


FIGURE E.11 – Estimations par méthode inverse du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados du corps de l'IXV, effectuées à partir des mesures de température réalisées en vol par les thermocouples placés à l'intérieur des protections thermiques

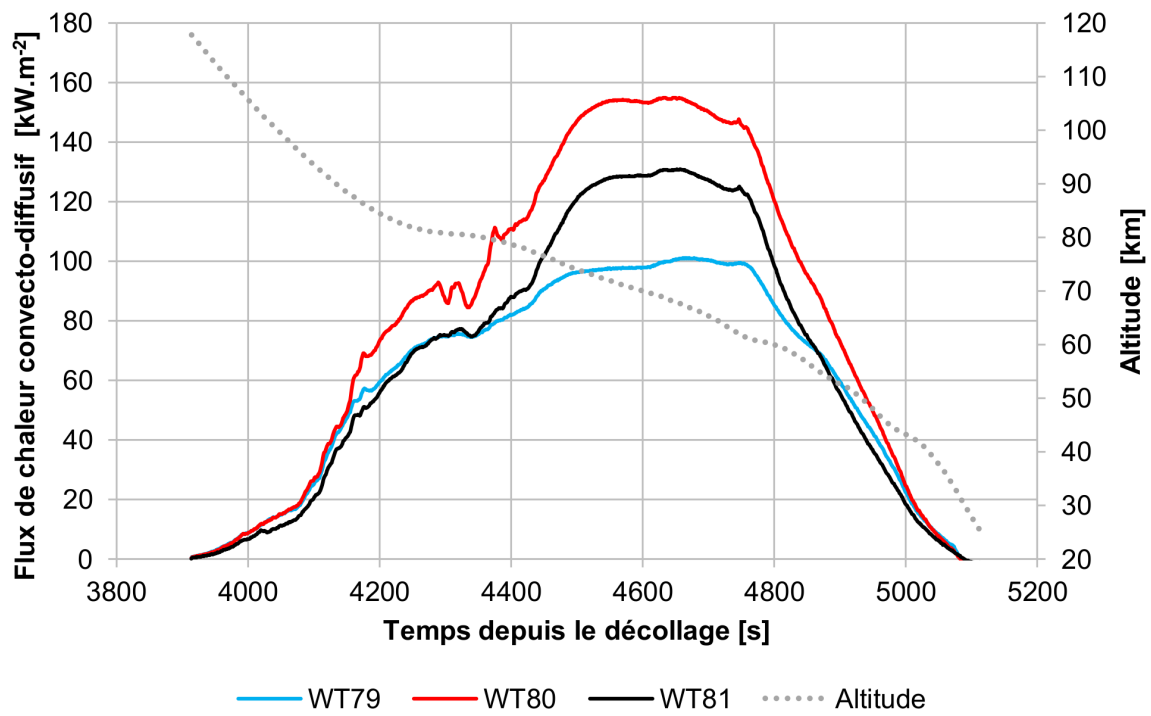




**FIGURE E.12** – Estimations par méthode inverse du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados du corps de l'IXV, effectuées à partir des mesures de température réalisées en vol par les thermocouples placés à l'intérieur des protections thermiques



**FIGURE E.13** – Estimations par méthode inverse du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados du corps de l'IXV, effectuées à partir des mesures de température réalisées en vol par les thermocouples placés à l'intérieur des protections thermiques



**FIGURE E.14** – Estimations par méthode inverse du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados du corps de l'IXV, effectuées à partir des mesures de température réalisées en vol par les thermocouples placés à l'intérieur des protections thermiques

### E.4 Estimations par méthode inverse 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV

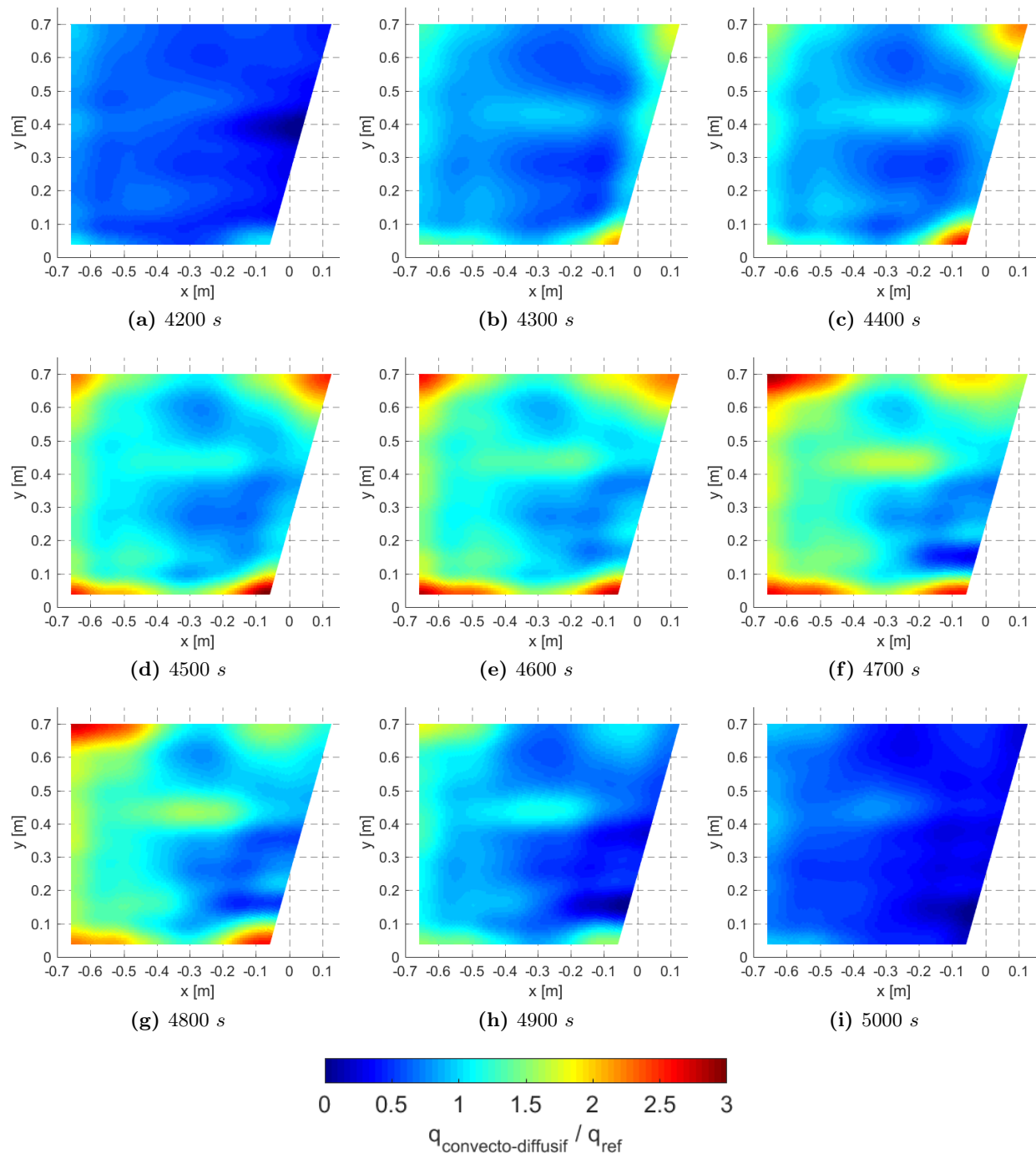
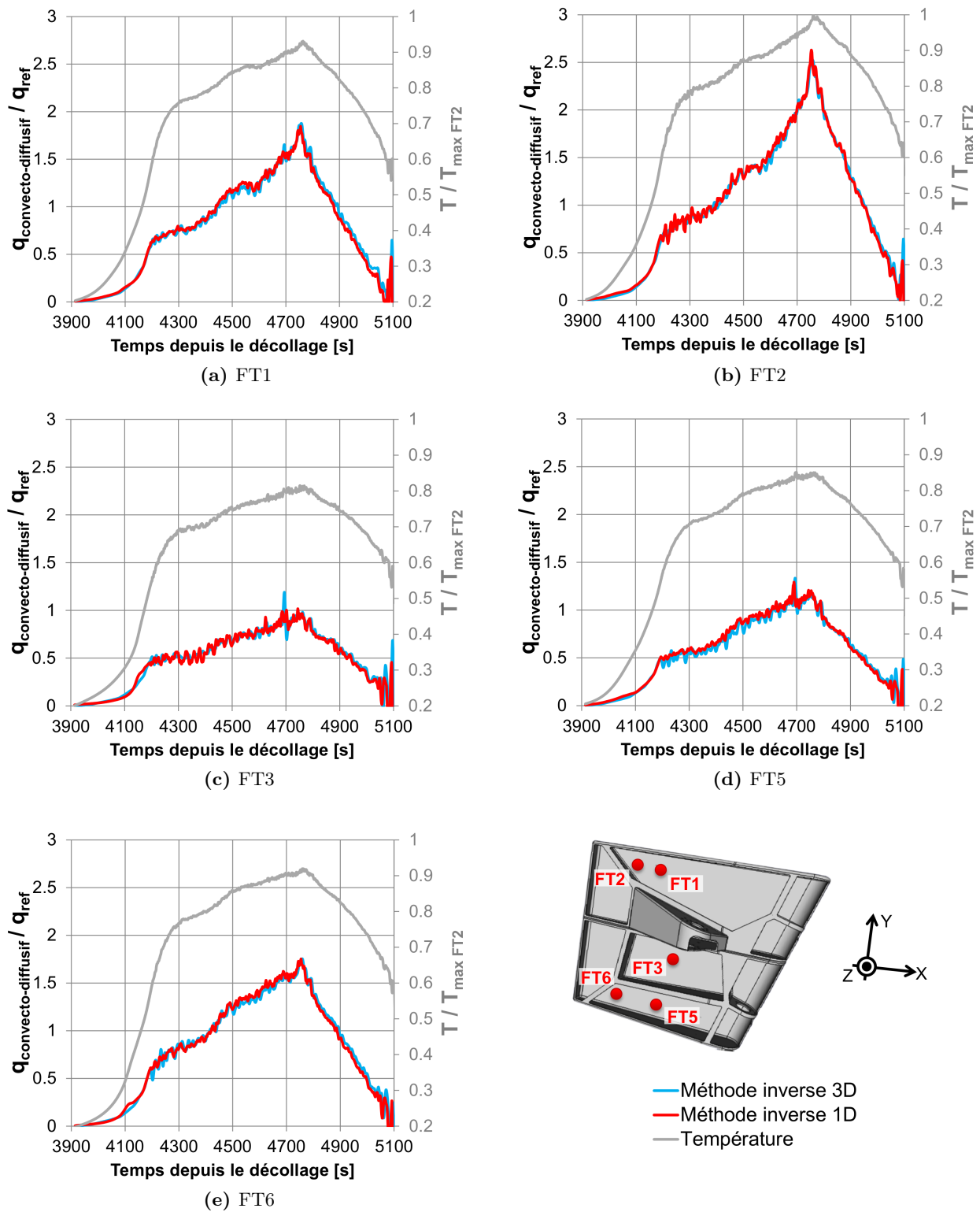


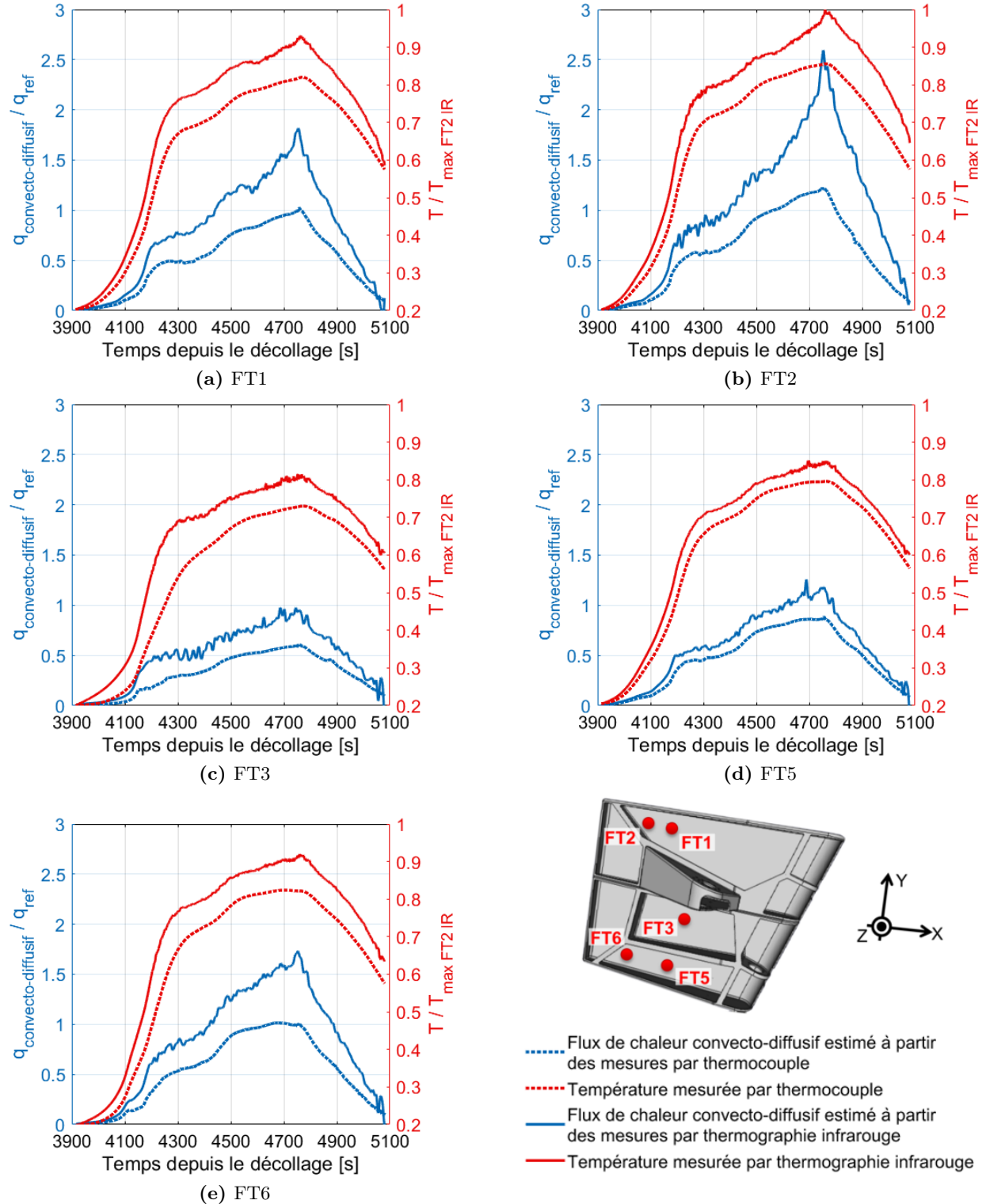
FIGURE E.15 – Estimations du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche

### E.5 Estimations par méthode inverse 1D et 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV



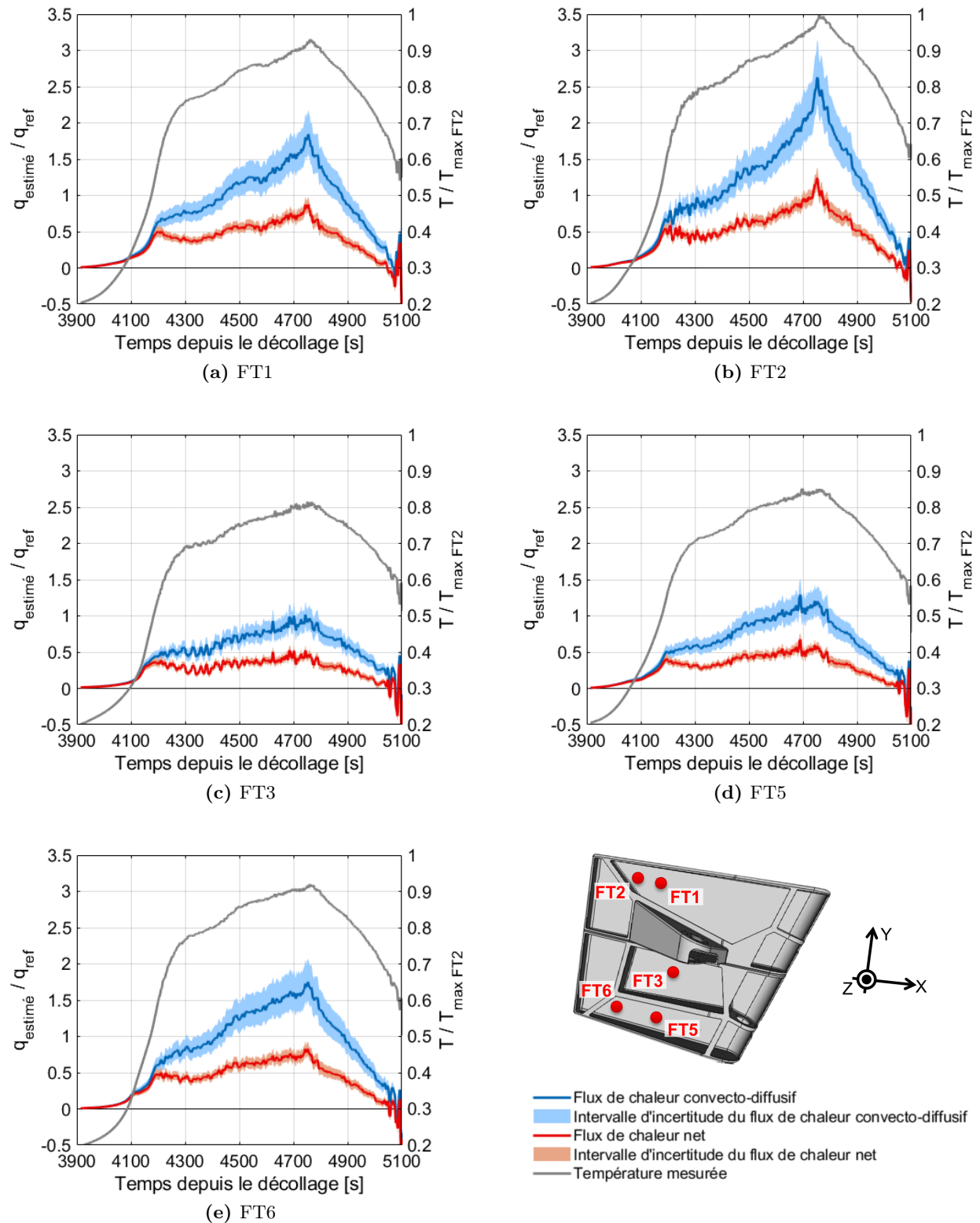
**FIGURE E.16** – Comparaison des estimations par méthodes inverses 1D et 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche, basées sur les mesures de température par thermographie infrarouge dans les zones proches des thermocouples, pour les hypothèses relatives à la partie 7.3.1

## E.6 Estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV à partir des mesures par thermocouple et par thermographie infrarouge



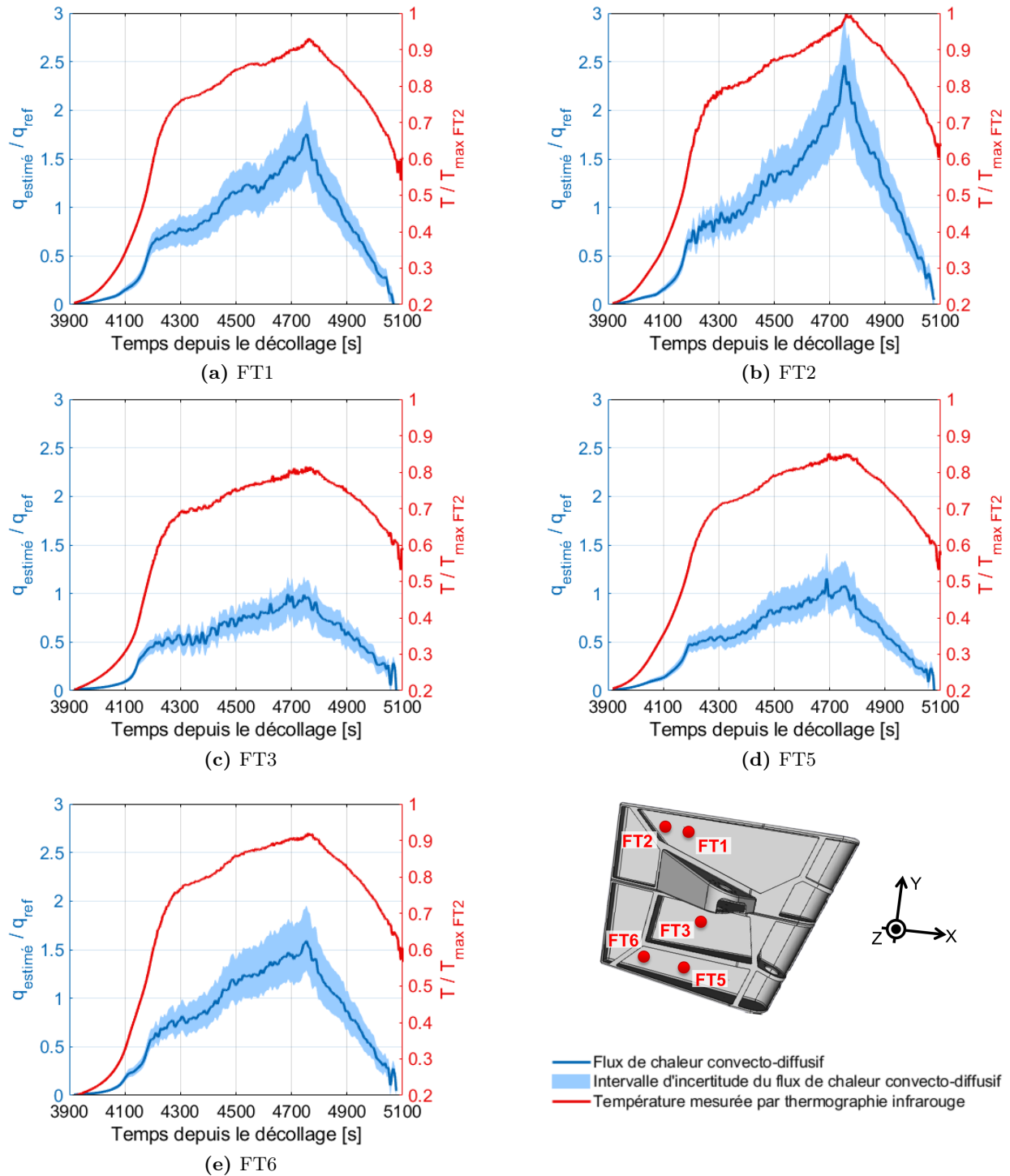
**FIGURE E.17** – Comparaison des estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche, basées sur les mesures de température par thermographie infrarouge et par thermocouple [125], pour les hypothèses relatives à la partie 7.3.1

### E.7 Estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV



**FIGURE E.18** – Estimations par méthode inverse 1D des flux de chaleur net et convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche, basées sur les mesures de température par thermographie infrarouge dans les zones proches des thermocouples, pour les hypothèses relatives à la partie 7.3.2

### E.8 Estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche de l'IXV avec prise en compte simplifiée des échanges radiatifs avec les parois



**FIGURE E.19** – Estimations par méthode inverse 1D du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados de la gouverne gauche avec prise en compte simplifiée des échanges radiatifs avec les parois, basées sur les mesures de température par thermographie infrarouge dans les zones proches des thermocouples, pour les hypothèses relatives à la partie 7.3.4

# Bibliographie

- [1] ESA - M. Pedoussaut, *IXV is being prepared for launch - ID : 334273*, Site internet [https://www.esa.int/ESA\\_Multimedia/Images/2015/01/IXV\\_is\\_being\\_prepared\\_for\\_launch](https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2015/01/IXV_is_being_prepared_for_launch), consulté le 29 novembre 2019 (2015).
- [2] ESA - S. Corvaja, *IXV being displayed at the Paris Air and Space Show - ID : 342021*, Site internet [https://www.esa.int/ESA\\_Multimedia/Images/2015/01/IXV\\_is\\_being\\_prepared\\_for\\_launch](https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2015/01/IXV_is_being_prepared_for_launch), consulté le 29 novembre 2019 (2015).
- [3] J. Shinn, J. Moss et A. Simmonds, *Viscous-shock-layer heating analysis for the shuttle windward-symmetry plane with surface finite catalytic recombination rates*, dans *3rd Joint Thermophysics, Fluids, Plasma and Heat Transfer Conference*, p. 842 (1982).
- [4] P. Baiocco, S. Guedron, P. Plotard et J. Moulin, *The Pre-X atmospheric re-entry experimental lifting body : Program status and system synthesis*, *Acta Astronautica*, 61 (1-6), pp. 459–474 (2007).
- [5] P. Roncioni, G. Ranuzzi, M. Marini, F. Battista et G. Rufolo, *CFD aerothermodynamic characterization of the IXV hypersonic vehicle*, dans *7th European symposium on aerothermodynamics of space vehicles* (2011).
- [6] J.-P. Tribot, S. Dutheil, P. Viguierx, J.-L. Vérand, D. Charbonnier, J. Vos, P. V. Hauwaert, M. Spel, D. Ferrarella, V. Mareschi et G. Rufolo, *Intermediate Experimental Vehicle - Extrapolation ground to flight - Wind tunnel and CFD approach*, dans *64th International Astronautical Congress* (2013).
- [7] M. Balat-Pichelin, L. Charpentier, F. Panerai, O. Chazot, B. Helber et K. Nickel, *Passive/active oxidation transition for CMC structural materials designed for the IXV vehicle re-entry phase*, *Journal of the European Ceramic Society*, 35 (2), pp. 487–502 (2015).
- [8] F. Buffenoir, T. Pichon et R. Barreteau, *IXV Thermal Protection System Post-Flight Preliminary analysis*, EUCASS (2017).
- [9] ESA - M. Pedoussaut, *IXV installed on its payload adapter - ID : 334233*, Site internet [https://www.esa.int/ESA\\_Multimedia/Images/2015/01/IXV\\_installed\\_on\\_its\\_payload\\_adapter5](https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2015/01/IXV_installed_on_its_payload_adapter5), consulté le 29 novembre 2019 (2015).
- [10] J. V. Beck, B. Blackwell et St. Clair, C. R., Jr., *Inverse heat conduction problems*, Wiley & Interscience, New York, NY (1985).
- [11] D. Nortershauser, *Résolution de problèmes inverses tridimensionnels instationnaires de conduction de la chaleur*, Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE) (2000).



- [12] Dassault Aviation - M. Cherfi, *IXV*, Site internet <https://www.dassault-aviation.com/fr/groupe/presse/press-kits/dassault-aviation-partenaire-du-succes-lixv/>, consulté le 20 août 2019 (2015).
- [13] Anderson, J. D., Jr., *Hypersonic and high temperature gas dynamics*, McGraw-Hill (1989).
- [14] S. Williams, *Columbia : The first five flights entry heating data series. Volume 3 : The lower windward surface centerline* (1983).
- [15] J. J. Bertin, *Hypersonic Aerothermodynamics*, AIAA Education Series (1994).
- [16] E. H. Hirschel, *Basics of Aerothermodynamics*, Springer (2005).
- [17] B. Aupoix, *Agard Report No.761, Special Course on Aerothermodynamics of Hypersonic Vehicles*, Chap. An Introduction to Real Gas Effects. AGARD (1989).
- [18] J. William, *Étude des processus physico-chimiques dans les écoulements détendus à haute enthalpie : application à la soufflerie F4*, Thèse de doctorat, Université de Provence (1999).
- [19] L. Walpot, *Development and Application of a Hypersonic Flow Solver*, Thèse de doctorat, Technische Universiteit Delft (2002).
- [20] T. Soubrié, *Prise en compte de l'ionisation et du rayonnement dans la modélisation des écoulements de rentrée terrestre et martienne*, Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE) (2006).
- [21] J.-L. Vérand, C. Pelissier, F. Sourgen, J. Fontaine, F. Garcon, M. Spel, P. van Hauwaert, D. Charbonnier, J. Vos, J.-J. Vallee et al., *Intermediate Experimental Vehicle, ESA Program Aerothermodynamics-Transition And Steps And Gaps Assessment*, dans *7th European Symposium on Aerothermodynamics*, vol. 692, p. 44 (2011).
- [22] Y. Prévereaud, *Contribution à la modélisation de la rentrée atmosphérique des débris spatiaux*, Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE) (2014).
- [23] D. Compton, B. J. Short et S. Sommer, *Free-Flight Measurements Of Static Aand Dynamic Stability Of Models Of The Project Mercury Re-Entry Capsule At Mach Numbers 3 And 9.5* (1960).
- [24] C. F. Hansen et S. P. Heims, *A review of the thermodynamic, transport, and chemical reaction rate properties of high-temperature air* (1958).
- [25] P. F. Barbante et T. Magin, *Fundamentals of hypersonic flight-Properties of high temperature gases*, Critical Technologies for Hypersonic Vehicle Development (2004).
- [26] C. Park, *Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. I-Earth entries*, Journal of Thermophysics and Heat transfer, 7 (3), pp. 385–398 (1993).
- [27] R. N. Gupta, J. M. Yos, R. A. Thompson et K.-P. Lee, *A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K* (1990).
- [28] C. Eldem, *Couches limites hypersoniques avec effets de dissociation*, Thèse de doctorat, École nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (1987).
- [29] R. Goulard, *On Catalytic Recombination Rates in Hypersonic Stagnation Heat Transfer*, Journal of Jet Propulsion, 28 (11), pp. 737–745 (1958).
- [30] J. A. Fay et F. R. Riddell, *Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air*, Journal of the Aeronautical Sciences, 25 (2), pp. 73–86 (February 1958).

- [31] C. D. Scott, *Catalytic recombination of nitrogen and oxygen on high-temperature reusable surface insulation*, *Aerothermodynamics and Planetary Entry-Progress in Astronautics and Aeronautics*, 77, pp. 192–212 (1981).
- [32] J.-L. Verant, N. Perron, O. Gerasimova, M. Balat-Pichelin, V. Sakharov, A. Kolesnikov, O. Chazot et P. Omaly, *Microscopic and macroscopic analysis for TPS SiC material under Earth and Mars reentry conditions*, dans *14th AIAA/AHI Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, p. 7947 (2006).
- [33] M. Balat, M. Czerniak et J. Badie, *Ceramics catalysis evaluation at high temperature using thermal and chemical approaches*, *Journal of spacecraft and rockets*, 36 (2), pp. 273–279 (1999).
- [34] F. Panerai et O. Chazot, *Characterization of gas/surface interactions for ceramic matrix composites in high enthalpy, low pressure air flow*, *Materials Chemistry and Physics*, 134 (2-3), pp. 597–607 (2012).
- [35] C. D. Scott, *Space shuttle laminar heating with finite-rate catalytic recombination*, *Thermophysics of Atmospheric Entry*, 82, pp. 273–289 (1982).
- [36] D. A. Stewart, J. V. Rakich et M. Lanfranco, *Catalytic surface effects experiment on the Space Shuttle*, *Progress in Aeronautics and Astronautics*, 82, pp. 248–272 (1982).
- [37] A. Viladegut, F. Panerai, O. Chazot, T. Pichon, P. Bertrand, C. Verdy et C. Coddet, *Design, integration and preliminary results of the IXV Catalysis experiment*, *CEAS Space Journal*, pp. 1–11 (2016).
- [38] A. Viladegut, *Assessment of Gas-Surface Interaction Modelling for Lifting Body Re-Entry Flight Design*, Thèse de doctorat, von Karman Institute for Fluid Dynamics - Universitat Politècnica de Catalunya (2017).
- [39] P. F. Bradley et D. A. Throckmorton, *Space Shuttle Orbiter flight heating rate measurement sensitivity to thermal protection system uncertainties* (1981).
- [40] S. Reggiani, C. Bruno, M. Barbato et J. Muylaert, *Model for heterogeneous catalysis on metal surfaces with applications to hypersonic flows*, dans *31st Thermophysics Conference*, p. 1902 (1996).
- [41] G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, S. Lohle, S. Pidan et T. Laux, *Catalytic and oxidative behaviour of silicon carbide based materials for thermal protection materials*, dans *55th International Astronautical Congress, Vancouver, Canada*, vol. 1912 (2004).
- [42] F. Panerai, B. Helber, O. Chazot et M. Balat-Pichelin, *Surface temperature jump beyond active oxidation of carbon/silicon carbide composites in extreme aerothermal conditions*, *Carbon*, 71, pp. 102–119 (2014).
- [43] A. E. Hedin, *Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere*, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 96 (A2), pp. 1159–1172 (1991).
- [44] J. Picone, A. Hedin, D. P. Drob et A. Aikin, *NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues*, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 107 (A12), pp. SIA–15 (2002).
- [45] J. Price et R. Blanchard, *Determination of atmospheric properties for STS-1 aerothermodynamic investigations*, dans *1st Flight Test Conference*, p. 2430 (1981).
- [46] D. A. Throckmorton, *Shuttle entry aerothermodynamic flight research-The Orbiter Experiments program*, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 30 (4), pp. 449–465 (1993).

- [47] R. Haya-Ramos, G. Blanco, I. Pontijas-Fuentes, D. Bonetti, R. Angelini et S. Mancuso, *Mission and flight mechanics of IXV from design to postflight*, dans *66<sup>th</sup> International Astronautical Congress, Jerusalem, Israel* (2015).
- [48] J. W. Meriwether et C. S. Gardner, *A review of the mesosphere inversion layer phenomenon*, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105 (D10), pp. 12405–12416 (2000).
- [49] J. W. Meriwether et A. J. Gerrard, *Mesosphere inversion layers and stratosphere temperature enhancements*, *Reviews of Geophysics*, 42 (3) (2004).
- [50] COESA, *U. S. Standard Atmosphere*, U.S. Government Printing Office, Washington, DC (1976).
- [51] P. A. Gnoffo, R. N. Gupta et J. L. Shinn, *Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flow in Thermal and Chemical Nonequilibrium*, Rapport Technique NASA (1989).
- [52] B. Armaly et K. Sutton, *Viscosity of multicomponent partially ionized gas mixtures*, dans *15th Thermophysics Conference*, p. 1495 (1980).
- [53] F. G. Blottner, M. Johnson et M. Ellis, *Chemically reacting viscous flow program for multicomponent gas mixtures*, Rapport Technique Sandia Labs., Albuquerque, N. Mex. (1971).
- [54] K. Sutton et R. A. Graves Jr, *A general stagnation-point convective heating equation for arbitrary gas mixtures* (1971).
- [55] Gardiner, W. C., Jr., *Combustion chemistry*, Springer-Verlag New York Inc. (1984).
- [56] J. N. Moss, *Reacting viscous-shock-layer solutions with multicomponent diffusion and mass injection* (1974).
- [57] O. Shatalov, *Recommended data on rate constants of physical and chemical processes in N–O atoms system*, Moscow State University–Russia, Institut of Mechanics AVOGADRO Center (1987).
- [58] M. Balat, M. Czerniak et J. Badie, *Thermal and chemical approaches for oxygen catalytic recombination evaluation on ceramic materials at high temperature*, *Applied Surface Science*, 120 (3-4), pp. 225–238 (1997).
- [59] C. Scott, *Catalytic recombination of nitrogen and oxygen on high-temperature reusable surface insulation*, dans *15th Thermophysics Conference*, p. 1477 (1980).
- [60] C. Bruno, *Modelling catalytic recombination heating at hypersonic speeds*, dans *27th Aerospace Sciences Meeting*, p. 309 (1989).
- [61] D. Stewart, W. Henline et Y.-K. Chen, *Effect of non-equilibrium flow chemistry and surface catalysis on surface heating to AFE*, dans *26th Thermophysics Conference*, p. 1373 (1991).
- [62] J. William et J.-L. Vérant, *CASL : une méthode monodimensionnelle pour la prédiction de l'écoulement de la couche de choc d'un corps émoussé*, Rapport Technique ONERA (1996).
- [63] *Site internet de la plateforme CEDRE de l'ONERA : <https://cedre.onera.fr/>* (consulté le 17 janvier 2020).
- [64] A. Refloch, B. Courbet, A. Murrone, P. Villedieu, C. Laurent, P. Gilbank, J. Troyes, L. Tessé, G. Chainey, J. Dargaud et al., *CEDRE software* (2011).
- [65] J. V. Rakich et M. J. Lanfranco, *Numerical computation of space Shuttle laminar heating and surface streamlines*, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 14 (5), pp. 265–272 (1977).

- [66] J. Hadamard, *Lectures on Cauchy's problem in linear partial differential equations*, Courier Corporation (2003).
- [67] M. Kern, *Méthodes numériques pour les problèmes inverses*, ISTE editions (2016).
- [68] D. Maillet, Y. Jarny et D. Petit, *Problèmes inverses en diffusion thermique : Formulation et résolution du problème des moindres carrés*, Techniques de l'ingénieur-Transferts thermiques (2011).
- [69] A. Degiovanni, *Transmission de l'énergie thermique*, Techniques de l'ingénieur (1999).
- [70] J. Batsale, D. Maillet et A. Degiovanni, *Extension de la méthode des quadripôles thermiques à l'aide de transformations intégrales - calcul du transfert thermique au travers d'un défaut plan bidimensionnel*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 37 (1), pp. 111–127 (1994).
- [71] Y. Jarny, M. Ozisik et J. Bardou, *A general optimization method using adjoint equation for solving multidimensional inverse heat conduction*, International journal of heat and mass transfer, 34 (11), pp. 2911–2919 (1991).
- [72] S. Kumar et S. P. Mahulikar, *Reconstruction of aero-thermal heating and thermal protection material response of a Reusable Launch Vehicle using inverse method*, Applied Thermal Engineering, 103, pp. 344–355 (2016).
- [73] J. V. Beck, *Nonlinear estimation applied to the nonlinear inverse heat conduction problem*, International Journal of heat and mass transfer, 13 (4), pp. 703–716 (1970).
- [74] P. Reulet, D. Nortershauser et P. Millan, *Inverse Method Using Infrared Thermography for Surface Temperature and Heat Flux Measurements*, dans *Proceedings of the International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities*, vol. 1, pp. 118–126 (2003).
- [75] A. Hoornaert, *Mise en œuvre et validation d'une méthode inverse de caractérisation du transfert de chaleur sur un véhicule hypersonique*, Thèse de doctorat, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE) (2005).
- [76] P. Reulet, J. Gressier et S. L. Foll, *Utilisation de la SVD pour la résolution de problèmes inverses de conduction de la chaleur tridimensionnelle instationnaire*, Rapport Technique ONERA (Décembre 2009).
- [77] P. Reulet et E. Laroche, *Évaluation du solveur ASTRE pour le calcul de rayonnement entre parois avec milieu transparent - Développement méthode inverse sur paroi multicouche.*, Rapport Technique ONERA (Janvier 2011).
- [78] G. Leplat, P. Reulet et P. Grenard, *PIC SITTELE - Rapport de validation de la méthode inverse pour l'application aux données Conforth*, Rapport Technique ONERA (Février 2016).
- [79] T. Nakamura, Y. Kamimura, H. Igawa et Y. Morino, *Inverse analysis for transient thermal load identification and application to aerodynamic heating on atmospheric reentry capsule*, Aerospace Science and Technology, 38, pp. 48–55 (2014).
- [80] A. N. Tikhonov, V. I. Arsenin et F. John, *Solutions of ill-posed problems*, Vol. 14. Winston Washington, DC (1977).
- [81] J. V. Beck et D. A. Murio, *Combined function specification-regularization procedure for solution of inverse heat conduction problem*, AIAA journal, 24 (1), pp. 180–185 (1986).
- [82] P. Duda, *A general method for solving transient multidimensional inverse heat transfer problems*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 93, pp. 665–673 (2016).

- [83] D. Maillat, Y. Jarny et D. Petit, *Problèmes inverses en diffusion thermique-modèles diffusifs, mesures, sensibilités*, Techniques de l'ingénieur (2011).
- [84] D. Maillat, Y. Jarny et D. Petit, *Problèmes inverses en diffusion thermique : Outils spécifiques de conduction inverse et de régularisation*, Techniques de l'ingénieur-Transferts thermiques (2011).
- [85] A. Tarantola, *Inverse problem theory and methods for model parameter estimation*, Vol. 89. siam (2005).
- [86] *Site internet :*  
<https://science.ksc.nasa.gov/shuttle/missions/sts-80/mission-sts-80.html>  
(consulté le 10 mars 2020).
- [87] *Site internet :*  
<https://science.ksc.nasa.gov/shuttle/missions/sts-82/sts-82-day-09-highlights.html> (consulté le 10 mars 2020).
- [88] NASA Dryden Flight Research Center Photo Collection, *photo : EC91-301-1, STS-40 Landing at Edwards*, site internet <https://www.dfrc.nasa.gov/Gallery/Photo/index.html>, consulté le 7 mars 2020 (1991).
- [89] D. Throckmorton, *Benchmark aerodynamic heat-transfer data from the first flight of the Space Shuttle Orbiter*, dans *20th Aerospace Sciences Meeting*, p. 3 (1982).
- [90] J. Shinn et A. Simmonds, *Comparison of viscous-shock-layer heating analysis with shuttle flight data in slip flow regime*, dans *22nd Aerospace Sciences Meeting*, p. 226 (1984).
- [91] S. Williams et D. Curry, *An Analytical and Experimental Study Using a Single Embedded Thermocouple*, *J. Spacecraft and Rockets*, 14, pp. 632–637 (1977).
- [92] S. Bouslog et G. Cunnington Jr., *Emittance measurements of RCG coated Shuttle tiles*, dans *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, p. 851 (1992).
- [93] J. Adams JR, W. Martindale, A. Mayne JR et E. Marchand, *Real gas scale effects on hypersonic laminar boundary-layer parameters including effects of entropy-layer swallowing*, dans *9th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, p. 358 (1976).
- [94] E. Zoby, *Approximate heating analysis for the windward symmetry plane of shuttle-like bodies at large angle of attack*, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 82, pp. 229–247 (1982).
- [95] J. M. Price, *Atmospheric definition for Shuttle aerothermodynamic investigations*, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 20 (2), pp. 133–140 (1983).
- [96] E. V. Zoby, *Analysis of STS-2 experimental heating rates and transition data*, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 20 (3), pp. 232–237 (1983).
- [97] NASA, *STS-118 - Photographing the Approach*, Site internet [https://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image\\_feature\\_888.html](https://www.nasa.gov/multimedia/imagegallery/image_feature_888.html), consulté le 28 mars 2020 (2008).
- [98] P. Ting, W. Rochelle et D. Curry, *Comparison of viscous shock layer and boundary layer reentry heating techniques for Orbiter nose cap*, dans *4th Thermophysics and Heat Transfer Conference*, p. 1350 (1986).
- [99] M. Kerr, R. Haya, L. Peñín, G. De Zaiacomio, D. Mostaza et V. Marco, *IXV Re-entry Guidance, Control & DRS Triggering : algorithm design and assessment*, dans *AIAA Guidance, Navigation, and Control Conference*, p. 4841 (2012).

- [100] G. M. di Scarfizzi, A. Bellomo, I. Musso, D. Bussi, M. Rabaioli, G. Santoro, G. Billig et J. M. G. Sanz, *The IXV Ground Segment design, implementation and operations*, Acta Astronautica, 124, pp. 102–117 (2016).
- [101] G. Tumino, S. Mancuso, J. Gallego, S. Dussy, J. Preaud, G. Di Vita et P. Brunner, *The IXV experience, from the mission conception to the flight results*, Acta Astronautica, 124, pp. 2–17 (2016).
- [102] O. Lambert et M.-C. Bernelin, *Space Rider - Aerodynamics and Aerothermodynamics from hypersonic to subsonic flight*, EUCASS (2019).
- [103] M. D. S. Fumo, R. Scigliano, M. Belardo, G. Rufolo, A. Esposito et M. Linari, *Aero-Thermal Post Flight Analysis of IXV Control Surfaces* (2015).
- [104] Site internet de l'Agence Spatiale Européenne : [http://www.esa.int/Our\\_Activities/Space\\_Transportation/IXV](http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Transportation/IXV) (consulté le 3 mai 2017).
- [105] T. Pichon, *Discussion privée : mail du 6 novembre 2017*, ArianeGroup (2017).
- [106] ZIRCAR Ceramics, *Alumina Blanket Type AB & MB*, Site internet <http://www.zircarceramics.com/pages/flexible/specs/abmb.htm>, consulté le 15 juin 2012 (2012).
- [107] ZIRCAR Ceramics, *Alumina Blanket Type NAB & Type NMB*, Site internet <https://www.zircarceramics.com/wp-content/uploads/2017/01/NAB-and-NMB.pdf>, consulté le 5 décembre 2019 (2019).
- [108] Aspen aerogels, *Pyrogel<sup>®</sup> XT*, Site internet [http://www.aspenaerogels.com.tr/products/pdf/Pyrogel\\_XT\\_DS\\_FRENCH.pdf](http://www.aspenaerogels.com.tr/products/pdf/Pyrogel_XT_DS_FRENCH.pdf), consulté le 5 décembre 2019 (2019).
- [109] F. Buffenoir, C. Zeppa, T. Pichon et F. Girard, *Development and flight qualification of the C-SiC thermal protection systems for the IXV*, Acta Astronautica, 124, pp. 85–89 (2016).
- [110] Microtherm, *Microtherm<sup>®</sup> Standard Panel*, Microtherm (2014).
- [111] T. Pichon, *Discussion privée : mail du 18 octobre 2017*, ArianeGroup (2017).
- [112] ESA - T. Javidi, *IXV recovery - ID : 335436*, Site internet [https://www.esa.int/ESA\\_Multimedia/Images/2015/02/IXV\\_recovery4](https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2015/02/IXV_recovery4), consulté le 28 mars 2020 (2015).
- [113] K. E. Handrick, *Ceramic Matrix Composites (CMC) for demanding Aerospace and Terrestrial Applications*, dans *XXI Congress AIV, Catania* (2013).
- [114] J.-P. Tribot, *Discussion privée : mail du 22 février 2019*, Dassault Aviation (2019).
- [115] R. W. Detra, N. H. Kemp et F. R. Riddell, *Addendum to 'Heat Transfer to Satellite Vehicles Re-entering the Atmosphere'*, Jet Propulsion, 27 (12), pp. 1256–1257 (December 1957).
- [116] F. Panerai, O. Chazot et G. Rossi, *Experimental characterization of the thermal protection system of a lifting reentry vehicle*, Summaries of VKI's doctoral candidate reserach 2010-2011 (2011).
- [117] G. Rufolo, F. Camarri, C. Pereira, R. Romani et D. Vernani, *ESA Intermediate eXperimental Vehicle in-flight experimentation, objectives, experiment implementation, qualification and integration*, dans *Proceedings of the 65th International Astronautical Congress. Toronto : IAC* (2014).

- [118] TC S.A., *Traité de thermométrie par thermocouple et résistance - Version 6.0*, TC S.A. (2004).
- [119] S. Walz, T. Rösgen, C. Pereira, K. Handrick et A. Steinacher, *Design And Validation Of A Temperature Measurement System For The Moveable Flaps On The IXV*, dans *7th European Symposium on Aerothermodynamics*, vol. 692, p. 45 (2011).
- [120] J.-P. Tribot, *Discussion privée : mail du 13 juillet 2017*, Dassault Aviation (2017).
- [121] G. Gaussorgues, *La thermographie infrarouge - principes, technologies, applications*, Technique et Documentation - Lavoisier (1989).
- [122] T. Rösgen, C. Pereira, S. Airaghi et A. Vuilleumier, *Temperature Mapping of a Re-entry Vehicle Flap in High Enthalpy Flow Test*, dans *11th International Conference on Quantitative InfraRed Thermography* (2012).
- [123] T. Thiele, A. Gülhan, J. Häberle, C. Pereira, M. Di Clemente, T. Rösgen et J. Thoemel, *Instrumentation of the EXPERT Flap for Wind Tunnel Testing and Evaluation of Test Results*, dans *Proceedings of the 63rd International Astronautical Congress (IAC)* (2012).
- [124] D. Throckmorton, J. Dunavant et D. Myrick, *Shuttle Infrared Leaside Temperature Sensing (SILTS) experiment-STS 61-C results*, dans *23rd Thermophysics, Plasmadynamics and Lasers Conference*, p. 2668 (1988).
- [125] T. Roesgen, J.-P. Tribot et V. Mareschi, *Flight Data Analysis of the Multicolor Imaging Pyrometry Experiment on ESA's Intermediate Experimental Vehicle (IXV)*, dans *International Conference on Flight Vehicles, Aerothermodynamics and Re-entry Missions and Engineering, FAR 2019* (2019).
- [126] G. Rufolo, F. Camarri, C. Pereira, R. Romani et D. Vernani, *ESA Intermediate eXperimental Vehicle in-flight experimentation, objectives, experiment implementation, qualification and integration*, dans *Oral Presentations of the 65th International Astronautical Congress. Toronto : IAC* (2014).
- [127] G. Tumino, *The IXV programme : from design to flight experience*, dans *66th International Astronautical Congress, Jerusalem, Israel* (2015).
- [128] P. Roncioni, G. Ranuzzi, M. Marini et E. Cosson, *Hypersonic CFD Characterization of IXV Vehicle*, dans *Proceedings of the West-East High Speed Flow Field Conference* (2007).
- [129] G. C. Rufolo, S. Di Benedetto, L. Walpot, P. Roncioni et M. Marini, *ESA Intermediate eXperimental Vehicle. Independent aerothermodynamic characterization and aerodatabase development*, dans *7th European Symposium on Aerothermodynamics*, vol. 692, p. 53 (2011).
- [130] J. Poirier, *Observation statistique - Réf : R240 V1*, Techniques de l'ingénieur (1992).
- [131] J. Poirier, *Tables statistiques - Réf : R270 V1*, Techniques de l'ingénieur (1992).
- [132] Y. Le Sant, *A resection method applied to infrared measurements*, ONERA, (2004), p. 6 (2004).
- [133] J.-P. Tribot, *Discussion privée : mail du 26 juin 2019*, Dassault Aviation (2019).
- [134] E. Reshotko, *Heat transfer to a general 3-dimensional stagnation point* (1958).
- [135] J. Vérant, *ESA Techonology Research Program "Aerothermochemistry Research" : Thermochemical and Kinetics Assessment*, Rapport Technique ONERA n° 1/07674 DMAE (2004).
- [136] J. Cousteix, D. Arnal, B. Aupoix, J. P. Brazier et A. Lafon, *Shock layers and boundary layers in hypersonic flows*, *Progress in Aerospace Sciences*, 30 (2), pp. 95–212 (1994).

- 
- [137] P. Sagnier et J.-L. Vérant, *Flow characterization in the ONERA F4 high-enthalpy wind tunnel*, AIAA journal, 36 (4), pp. 522–531 (1998).
- [138] C. Scott, *Effects of Nonequilibrium and Catalysis on Shuttle Heat Transfer*, dans *18th Thermophysics Conference*, p. 1485 (1983).
- [139] Y. Prevereaud, J.-L. Vérant et J. Annaloro, *Noncatalytic and Finite Catalytic Heating Models for Atmospheric Re-entry Codes*, dans *First International Orbital Debris Conference (IOC)* (2019).
- [140] C. Park, R. L. Jaffe et H. Partridge, *Chemical-kinetic parameters of hyperbolic earth entry*, Journal of Thermophysics and Heat transfer, 15 (1), pp. 76–90 (2001).
- [141] J. Shenefelt, R. Luck, R. Taylor et J. Berry, *Solution to inverse heat conduction problems employing singular value decomposition and model-reduction*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 45 (1), pp. 67–74 (2002).







## **Analyse aérodynamique de la rentrée atmosphérique d'un véhicule réutilisable depuis une orbite basse terrestre**

Les modèles développés pour l'étude des rentrées atmosphériques sont essentiellement basés sur des mesures en soufflerie. Bien que ces dernières soient riches en enseignements, elles ne sont pas représentatives de l'ensemble des conditions rencontrées lors d'une rentrée atmosphérique. Pour combler ce manque de données il est nécessaire de traiter des mesures réalisées en vol. Les présents travaux de thèse s'inscrivent dans ce contexte et proposent une analyse aérodynamique de la rentrée atmosphérique d'un véhicule réutilisable, de type corps portant, depuis une orbite basse terrestre. Plus précisément cette analyse traite du flux de chaleur convecto-diffusif à l'intrados du véhicule. Pour remplir cet objectif l'étude s'appuie principalement sur les mesures de température effectuées au cours de la rentrée atmosphérique de l'IXV (Intermediate eXperimental Vehicle), le premier véhicule autonome de l'Agence Spatiale Européenne piloté sur une trajectoire planante. Les mesures de température ont été réalisées dans les protections thermiques de l'intrados et à la surface extrados des gouvernes à l'aide de thermocouples et d'une caméra infrarouge. L'analyse aérodynamique s'articule autour de deux approches complémentaires. La première est une estimation par méthodes inverses 1D et 3D du flux de chaleur convecto-diffusif à la surface intrados de l'IXV à partir des mesures de température. Cependant ces estimations ne permettent pas à elles seules de remonter jusqu'à l'historique des phénomènes physico-chimiques dans la couche de choc. Ce point justifie la présence de la deuxième approche basée sur des simulations Navier-Stokes 1D et 3D de l'écoulement. Ces simulations ont été menées afin d'identifier et d'analyser de possibles scénarios des phénomènes physico-chimiques permettant de reproduire les niveaux du flux de chaleur estimés par méthode inverse. Cette méthode, basée sur les résultats d'une approche par méthode inverse et d'une approche par simulations de l'écoulement, a préalablement été testée sur les données des premiers vols de la navette spatiale américaine Columbia. Finalement, ces travaux de thèse présentent une lecture approfondie des mesures réalisées au cours du vol de l'IXV. Sur le long terme ces données permettront de compléter les bases de données aérodynamiques et d'améliorer les outils de dimensionnement des véhicules de rentrée atmosphérique.

Mots clés : aérodynamique, méthode inverse, thermique, rentrée atmosphérique, IXV

## **Aerodynamic analysis of the atmospheric reentry of a reusable vehicle from low Earth orbit**

Models used for studies of atmospheric reentry vehicles are mainly developed with data from wind tunnel test campaigns. Despite such data are highly instructive, they do not reflect all the conditions encountered during reentry. Measurements carried out during atmospheric flights can be used to deal with this lack of data. Within this context, the present work consisted in an aerodynamic analysis of the atmospheric reentry of a reusable lifting body from a low Earth orbit. This study used thermocouple and infrared thermographic temperature measurements carried out during the atmospheric reentry of the IXV (Intermediate eXperimental Vehicle). This spaceplane was an automatic lifting body designed and launched by the European Space Agency. The aerodynamic analysis involved two approaches. The first one is based on inverse heat conduction problems : the purpose was to estimate the unknown convecto-diffusive heat flux at the windward surface of the IXV using temperature measurements on the leeward surface of a flap or inside the thermal protection systems. However, estimates from inverse analyses do not bring information about physical phenomena in the shock layer which could generate convecto-diffusive heat flux at the surface. This point justifies the work from the second approach, based on 1D and 3D Navier-Stokes simulations of the hypersonic flow around the IXV. The purposes of these simulations were to analyse and identify the physical phenomena which allowed the convecto-diffusive heat flux from inverse problems to be reproduced. This association between inverse methods and Navier-Stokes simulations was previously tested on data from the orbiter Columbia during the STS-2 atmospheric reentry. The long-term objective is to improve aerodynamic databases and tools for the preparation of Europe's future automated reentry systems.

Keywords: aerodynamics, inverse method, heat transfer, atmospheric reentry, IXV