

# Étude des flux radiatif et convectif à la surface d'un véhicule spatial lors d'une rentrée atmosphérique terrestre à vitesse hypersonique

Jean-Michel LAMET<sup>1,2</sup>, Philippe RIVIÈRE<sup>1</sup>, Anouar SOUFIANI<sup>1</sup>, Marie-Yvonne PERRIN<sup>1</sup>, Lionel TESSÉ<sup>2</sup>, Jean-Luc VÉRANT<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire EM2C, UPR 288 du CNRS, École centrale Paris, 92295 Châtenay-Malabry, France.

<sup>2</sup>ONERA - Département Énergétique Fondamentale et Appliquée (DEFA) - Unité MCTM  
29 avenue de la Division Leclerc, 92322 Chatillon, France.

<sup>3</sup>ONERA - Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique (DMAE) - Unité C2A  
2 avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse, France.

**Résumé** - Nous présentons dans cette étude un modèle pour le calcul des transferts radiatifs dans les couches de choc rencontrées dans des rentrées atmosphériques terrestres d'engins spatiaux. Un modèle hors d'équilibre est d'abord mis en oeuvre pour obtenir les champs aérothermochimiques sur la ligne d'arrêt pour une géométrie axisymétrique. Des calculs raie par raie utilisant ces champs ainsi que les bases de données spectroscopiques développées antérieurement nous permettent d'avoir des flux radiatifs de référence. Un modèle statistique à bandes étroites est développé par ailleurs pour accélérer le calcul de la contribution radiative de certains systèmes moléculaires optiquement non minces. Il est d'abord montré que le modèle statistique donne d'excellents résultats en comparaison des calculs raie par raie. La comparaison entre les résultats théoriques et les mesures est très satisfaisante pour les flux radiatifs mais des écarts assez importants sont observés en ce qui concerne les flux convectifs.

## 1. Introduction

Lors d'une mission d'exploration planétaire, la rentrée du véhicule spatial dans l'atmosphère est une phase critique durant laquelle l'appareil subit un important échauffement pariétal. Le dimensionnement des protections thermiques nécessaires pour préserver l'intégrité de l'appareil repose sur la prédiction de la charge thermique reçue par l'appareil lors de la phase de rentrée. L'échauffement de la paroi est dû aux transferts convectifs mais également radiatifs. En effet, pour des rentrées à vitesses hypersoniques, un plasma à très haute température se forme autour de l'engin dans la couche de choc. Celui-ci émet un important rayonnement qui contribue de manière significative à l'échauffement de la paroi.

L'étude suivante a pour objectif de déterminer numériquement les contributions convectives et radiatives reçues par la surface d'un engin lors d'une rentrée atmosphérique terrestre. Le cas d'épreuve simulé est le Projet FIRE II [1], programme spatial de la NASA réalisé lors de la campagne Apollo dans les années 60. L'objectif principal de cette mission a été de mesurer les flux de chaleur à la paroi d'une sonde rentrant dans l'atmosphère terrestre à une vitesse de 11,4 km/s. Durant ce vol, la sonde a rencontré des régimes aérothermochimiques différents allant des écoulements à haute altitude, haute vitesse et donc en fort déséquilibre thermique et chimique à des écoulements à basse altitude, faible vitesse et proche de l'équilibre.

Les champs aérothermochimiques ont été calculés sur ligne d'arrêt comme décrit dans la section 2. Les champs aérothermochimiques obtenus ont été ensuite utilisés pour étudier les transferts radiatifs le long de la ligne d'arrêt. La résolution de l'équation de transfert radiatif a nécessité au préalable de déterminer les coefficients d'émission et d'absorption dans la couche de choc. Ces coefficients ont été calculés avec une approche de type raie par raie, précise

mais difficile à mettre en oeuvre en vue de coupler les phénomènes radiatifs au calcul CFD car très coûteuse en temps de calcul. Afin d'accélérer les calculs de rayonnement, un modèle de propriétés radiatives à bandes étroites basé sur une approche statistique a été construit à partir de la base spectroscopique du laboratoire EM2C [2] et est décrit dans la section 3. La validité du modèle est évaluée par comparaison avec un calcul à haute résolution spectrale réalisé avec la même base spectroscopique. L'ensemble des résultats est enfin confronté aux données expérimentales obtenues en vol (section 4).

## 2. Champs aérothermochimiques

Le solveur CASL (Computation Along the Stagnation Line) disponible sur la plate-forme de calcul Celhyo2D (code ONERA) est un code 1D de capture de choc sur ligne d'arrêt d'un corps émoussé. Le système d'équations résolu résulte de la réduction mono-dimensionnelle d'un modèle 2D, basé sur les équations de Navier-Stokes pour des écoulements de gaz faiblement ionisés en déséquilibre thermique et chimique, investigué initialement par Coquel et Marmignon et finalisé récemment par Soubrié [3].

La modélisation du déséquilibre thermique du plasma repose sur une description multi-températures du milieu. On suppose que les modes de translation et de rotation des particules lourdes sont en équilibre à la température  $T$  et que les modes vibrationnels des molécules  $N_2$  et  $O_2$  sont en équilibre respectivement aux températures  $T_{v,N_2}$ ,  $T_{v,O_2}$ . Une quatrième température  $T_e$  permet de caractériser la translation des électrons libres présents dans l'écoulement dont les vitesses sont supposées être maxwelliennes. L'énergie électronique des lourds est supposée négligeable dans notre cas. Cette description multi-températures est complétée par un modèle de relaxation entre les différents modes d'énergie. Dans notre étude, nous avons seulement considéré les échanges vibration-translation (V-T) entre les molécules et les particules lourdes et les échanges électron-translation (e-T) entre les électrons libres et les particules lourdes. Les temps de relaxation utilisés, associés à ces échanges (V-T et e-T), sont récapitulés dans Soubrié [3]. Concernant le déséquilibre chimique, le schéma réactionnel de Park [4] à 11 espèces a été utilisé. Il regroupe 49 réactions mettant en jeu les espèces  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $NO^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $N^+$ ,  $O^+$  et les électrons  $e^-$ . Les couplages entre la chimie et la vibration n'ont pas été considérés dans cette étude, ceci signifie entre autre que les réactions de dissociation et de recombinaison des molécules sont pilotées par la température  $T$ . Pour les réactions d'ionisation impliquant les électrons libres, nous avons choisi une moyenne géométrique des températures  $T$  et  $T_e$  comme indiqué dans [3]. Les propriétés de transport du gaz sont calculées à partir d'un modèle simplifié. Les phénomènes conducto-diffusifs sont pilotés par des nombres de Prandtl et de Lewis constants et la viscosité dynamique suit le modèle d'Armalý et Sutton également indiqué dans [3]. Les conditions de catalycité choisis à la paroi simulent l'équilibre chimique à la température de paroi imposée.

À partir de cette modélisation, des champs aérothermochimiques ont été obtenus pour quatre points de trajectoire de la sonde FIRE II (1634 s, 1637.5 s, 1642.66 s, 1648 s) dont les conditions de vol sont respectivement 76.4 km, 67 km, 53.9 km, 42.1 km pour l'altitude, 11.4 km/s, 11.3 km/s, 10.5 km/s, 8.3 km/s pour la vitesse et 615 K, 1030 K, 480 K, 1560 K pour la température de paroi. Les champs de pression, températures et de concentrations des espèces sont obtenus le long de la ligne d'arrêt. La figure 1 illustre les résultats obtenus pour le temps de vol 1637.5 s.

## 3. Transferts radiatifs

Dans les plasmas de rentrées atmosphériques, le milieu étant en déséquilibre chimique et thermique, le transfert radiatif est régi par des phénomènes d'absorption et d'émission spon-

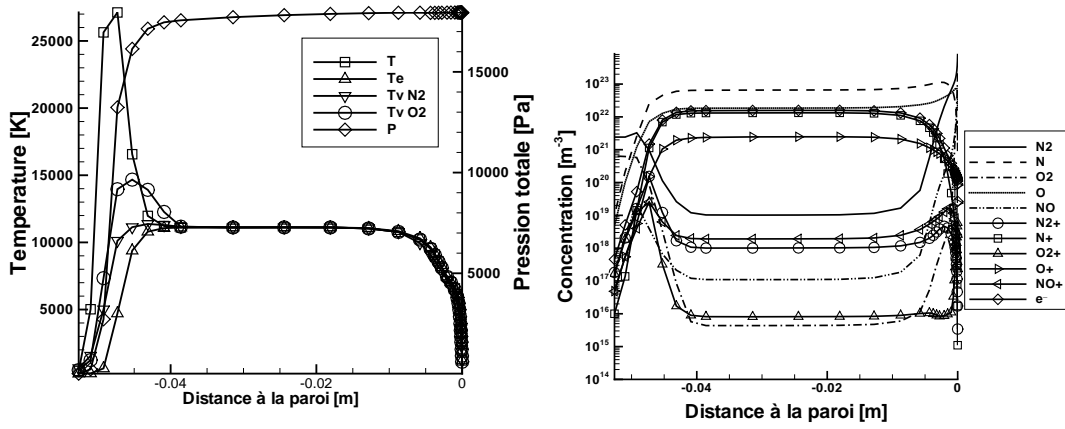


Fig. 1 Champs de températures (gauche) et de concentrations (droite) le long de la ligne d'arrêt pour le temps de vol 1637.5 s.

tanée et induite qui ne satisfont pas la loi de Kirchhoff. La luminance spectrale dans le gaz est obtenue en résolvant l'équation de transfert radiatif suivante :

$$\frac{dI_{\sigma}(s)}{ds} = \eta_{\sigma}(s) - \kappa_{\sigma}(s)I_{\sigma}(s), \quad (1)$$

où  $\sigma$  est le nombre d'onde,  $s$  la position sur la ligne d'arrêt,  $I_{\sigma}$  la luminance monochromatique,  $\eta_{\sigma}$  le coefficient d'émission spontanée et  $\kappa_{\sigma}$  le coefficient d'absorption corrigé de l'émission induite.

La résolution de cette équation nécessite au préalable de calculer ces coefficients d'émission et d'absorption dans le milieu. Ces coefficients dépendent de la population des niveaux d'énergie des espèces radiatives, des températures de translation des particules et des sections efficaces relatives à la transition radiative considérée. On suppose dans notre étude que les populations des niveaux électroniques, vibrationnels et rotationnels suivent des distributions de Boltzmann aux températures respectives  $T_e$ ,  $T_{v,m}$  et  $T$ . Les transitions considérées sont de type lié-lié (systèmes moléculaires et raies atomiques), lié-libre (photoionisation, photodétachement, photodissociation) et libre-libre (Bremsstrahlung). Toutes les informations relatives à ces transitions sont disponibles dans [2].

### 3.1. Approche raie par raie

Dans cette approche, l'équation de transfert radiatif 1 est résolue pour chaque nombre d'onde pas à pas. Les calculs des coefficients d'émission et d'absorption utilisent la base de données spectroscopiques développée au laboratoire EM2C qui a été validée pour des applications de plasmas d'air à l'équilibre [5]. L'utilisation de cette base a été récemment étendue à des milieux hors d'équilibre chimique et thermique [6]. Ces calculs, nécessitant plusieurs millions de points spectraux, donnent des solutions précises et fiables mais sont difficiles à mettre en oeuvre (car très lourds en temps CPU) pour effectuer des calculs itératifs en vue de coupler les phénomènes radiatifs au calcul CFD. Afin de prédire rapidement les flux et les puissances radiatives, un modèle de propriétés radiatives par bande basé sur une approche statistique des raies des molécules diatomiques a été développé.

### 3.2. Modèle de bandes

Pour les systèmes pouvant être considérés comme optiquement minces dans notre application, ainsi que pour le rayonnement continu, nous avons simplement utilisé les moyennes des

coefficients d'émission et d'absorption pour chaque bande spectrale. Un modèle statistique spécifique a été développé pour les systèmes optiquement épais, c'est à dire les systèmes de  $N_2$  (VUV),  $O_2$  (Schumann-Runge) et  $NO$  ( $\beta, \beta', \gamma, \gamma', \delta, \epsilon$ ).

L'utilisation d'un modèle de bandes consiste à travailler avec des propriétés radiatives moyennes sur des bandes spectrales. Ceci nécessite une formulation adaptée de l'équation de transfert radiatif tenant compte des corrélations spectrales existant pour chaque processus radiatif et entre processus radiatifs. Dans notre étude, nous avons développé un modèle statistique à bandes étroites (MSBE) adapté à des milieux rayonnant multi-espèces. Ce modèle requiert une formulation en transmittivité de l'équation de transfert. En monochromatique, l'ETR peut être mise sous la forme de l'équation 2 où  $I_\sigma(l_0^w)$  est la luminance incidente à la paroi provenant du chemin optique compris entre  $l_0$  et  $l_w$  et  $\tau_\sigma^{j'}(s \rightarrow l_w)$  représente la transmittivité monochromatique de l'espèce  $j'$  entre le point d'abscisse  $s$  et la paroi  $l_w$ .

$$I_\sigma(l_0^w) = \sum_j \int_{l_0}^{l_w} \eta_\sigma^j(s) \prod_{j'} \tau_\sigma^{j'}(s \rightarrow l_w) ds \quad (2)$$

À ce stade, on considère en bonne approximation qu'il n'y a pas de corrélation spectrale entre l'absorption des différents systèmes ni de corrélation entre l'émission d'un système et l'absorption des autres systèmes. De plus, nous avons vérifié qu'il n'y avait pas de corrélation entre les grandeurs  $\eta_\sigma/\kappa_\sigma$  et  $\kappa_\sigma\tau_\sigma$  d'un même système. Avec ces hypothèses, l'équation 2 peut être moyennée sur une bande spectrale  $\Delta\sigma$  en s'écrivant sous la forme de l'équation 3, où la ligne d'arrêt est discrétisée en  $w$  colonnes homogènes d'épaisseur  $l_i - l_{i-1}$ .

$$\overline{I_\sigma(l_0^w)}^{\Delta\sigma} = \sum_j \sum_{i=1}^w \int_{l_{i-1}}^{l_i} \left( \frac{\eta_\sigma^j(s)}{\kappa_\sigma^j(s)} \right)^{\Delta\sigma} \frac{\partial \tau_\sigma^j(s \rightarrow l_w)^{\Delta\sigma}}{\partial s} \prod_{j' \neq j} \tau_\sigma^{j'}(s \rightarrow l_w)^{\Delta\sigma} ds \quad (3)$$

Le modèle MSBE, qui suppose une distribution aléatoire des raies spectrales, repose tout d'abord sur l'expression de la transmittivité d'une colonne homogène moyennée sur une bande spectrale [7]. Les conditions thermophysiques rencontrées dans les problèmes de rentrée sont telles que les raies sont dans le régime Voigt. Dans ces conditions, il n'existe pas de formule analytique simple pour exprimer la transmittivité moyenne d'une colonne homogène. On utilise alors une formule approchée préconisée par Ludwig [8] permettant d'exprimer les transmittivités en fonction du comportement purement Lorentz et purement Doppler des raies. Les lois de distributions des intensités de raie retenues pour traiter les régimes Lorentz et Doppler sont respectivement la loi exponentielle et la loi inverse-exponentielle tronquée de Malkmus [7]. Ces choix se sont avérés les plus précis lors de la comparaison à des transmittivités calculées en raie par raie. Les paramètres du modèle sont ajustés pour reproduire au mieux les transmittivités calculées en raie par raie pour une grille de pression et de températures (rotation, vibration et électronique). La détermination de transmittivités de colonnes hétérogènes est ensuite effectuée en considérant l'approximation classique de Curtis-Godson [9] pour le régime Lorentz et une variante pour le régime Doppler [5].

Le modèle présenté ci-dessus pour les molécules diatomiques s'est avéré inadapté pour les raies atomiques pour lesquelles la densité spectrale est trop faible pour effectuer un traitement statistique. Pour ces raies (peu nombreuses), nous avons utilisé l'approche raie par raie dans tous les calculs.

## 4. Résultats

La figure 2 (partie gauche) montre la distribution spectrale de la luminance du rayonnement incident à la paroi, obtenue avec un calcul raie par raie, pour un temps de vol égal à 1637,5 s. Les profils de températures et de concentration d'espèces ayant servi pour ces calculs sont ceux présentés à la figure 1. Il apparaît que les contributions les plus importantes proviennent du rayonnement des raies atomiques (N et O), de certains systèmes moléculaires ( $N_2$  dans le VUV pour l'essentiel,  $N_2^+(1-)$  et  $N_2(1+)$ ) ainsi que du rayonnement continu de recombinaison radiative de N et O.

Afin de comparer les résultats issus du calcul raie par raie à ceux du modèle statistique, nous avons présenté sur la même figure (figure 2, gauche) le flux cumulé spectralement obtenu à l'aide des deux modèles. Un excellent accord est obtenu entre les deux résultats et la différence en ce qui concerne la luminance totale incidente à la paroi ne dépasse pas 2%. La figure 2 (partie de droite) montre l'évolution en fonction de la distance à la paroi des luminances totales incidentes et partantes, ainsi que de la "puissance radiative unidirectionnelle".

Là encore, l'accord entre raie par raie et MSBE est excellent que ce soit pour les luminances ou leurs dérivées. La figure met en évidence par ailleurs le rôle important de l'absorption du rayonnement issu des couches chaudes par la zone plus froide au voisinage immédiat de la paroi.

Les luminances du rayonnement incident sur la paroi de la sonde FIRE II sont récapitulées dans le tableau 1 où nous comparons les valeurs mesurées dans deux zones spectrales différentes, pour quatre points de trajectoire, aux valeurs calculées en raie par raie ou en MSBE. Les valeurs calculées, intégrées sur la totalité de la zone spectrale utile, sont également présentées dans ce tableau. Compte tenu des incertitudes qui pèsent sur les champs aérothermochimiques calculés, l'accord entre valeurs mesurées et calculées est très satisfaisant.

Nous avons enfin estimé les contributions relatives des flux radiatifs et convectifs pour les quatre points de trajectoire. Pour ce faire, les luminances monochromatiques ont été calculées comme présenté précédemment mais en dilatant l'échelle des longueurs par un facteur 1,8 [10]. Le résultat a été ensuite multiplié par  $\pi$  et par l'absorptivité monochromatique du matériau constituant le capteur de flux total [11], avant d'être intégré spectralement. Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans le tableau 2 et comparés aux valeurs mesurées. Il apparaît d'abord que le rayonnement représente une fraction assez faible du flux total pour l'expérience particulière considérée ici (26 % au maximum pour le troisième point de trajectoire). La confrontation entre le flux total calculé et celui mesuré montre un bon accord en ce qui concerne les tendances mais des écarts relatifs assez importants sont observés. Ces écarts, essentiellement relatifs à la partie convective du flux peuvent être attribués à la méconnaissance ou aux incertitudes pesant sur de nombreux paramètres intervenant dans les calculs comme la catalycité de la paroi ou la pertinence des modèles de relaxation (transferts VT, eV, ..) et de cinétique chimique utilisés. De même, il est intéressant d'étudier par la suite les effets de couplage entre les transferts radiatifs et les champs aérothermochimiques.

### REFERENCES

- [1] D. Cauchon, C.W. McKee, and E.S. Cornette. Spectral measurements of gas-cap radiation during project Fire flight experiments at reentry velocities near 11.4 kilometers per second. Technical Memorandum X-1389, NASA Langley Research Center, Hampton, VA 23681-0001, October 1967.
- [2] S. Chauveau, Ch. Deron, M.-Y. Perrin, Ph. Rivière, and A. Soufiani. Radiative transfer in LTE air plasmas for temperatures up to 15000 K. *JQSRT*, 77:113–130, 2003.
- [3] T. Soubrié. *Prise en compte de l'ionisation et du rayonnement dans les écoulements de rentrée terrestre et martienne*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de

Tab. 1 Comparaison des luminances incidentes.

Intervalle spectral ( $\mu\text{m}$ )	Temps de vol	$Q_r (\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1})$		
		Mesure en vol ( $\pm 20\%$ )	Nos calculs Raie par raie	MSBE
0.3 – 0.6	1634 s	0.1	0.15	0.17
	1637.5 s	3	1.54	1.56
	1642.66 s	10.5	11.65	11.83
	1648 s	2.9	2.04	2.16
0.2 – 4	1634 s	1.3	1.73	1.74
	1637.5 s	13	12.73	12.79
	1642.66 s	63	71.9	72.1
	1648 s	5	3.97	4.1
0.05 – 10	1634 s	-	5.47	5.54
	1637.5 s	-	37.5	38.2
	1642.66 s	-	148.47	147.34
	1648 s	-	5.39	5.53

Tab. 2 Comparaison des flux à la paroi

	Temps de vol			
	1634 s	1637 s	1642 s	1648 s
Flux convectif calculé ( $\text{W}/\text{m}^2$ )	258	495.5	1048.9	1253.6
Flux radiatif absorbé (calcul) ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )	17.3	124.4	373.2	17.15
Flux total calculé ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )	275.3	620	1422.2	1270.7
Flux total mesuré ( $\text{W}/\text{cm}^2$ ) ( $\pm 5\%$ )[11]	170	410	980	740

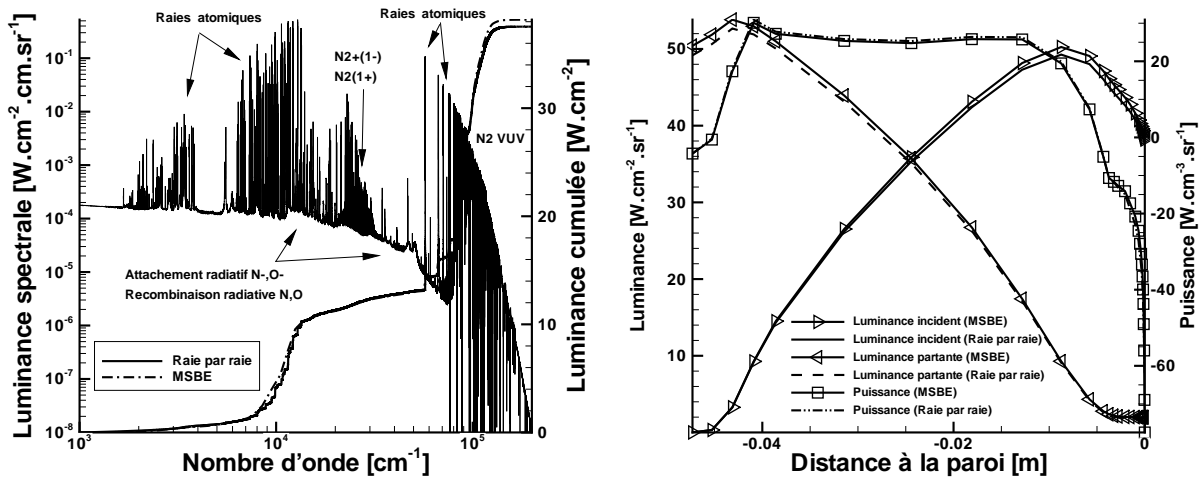


Fig. 2 Comparaison des calculs raie par raie aux calculs avec le modèle statistique à bandes étroites (MSBE). Luminances spectrales et cumulées à la paroi (gauche) et distributions spatiales des luminances et de la puissance radiative le long de la ligne d'arrêt (droite) - Temps de vol 1637,5 s

l'espace, 2006.

- [4] C. Park. Review of chemical-kinetic problems of future nasa missions .1. earth entries. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 7(3):385–398, Jul-Sep 1993.
- [5] Ph. Rivière, M.-Y. Perrin, and A. Soufiani. Line-by-line and statistical narrow-band calculations of radiative transfer in some atmospheric entry problems. In *Proceedings of the first international workshop on radiation of high temperature gases in atmospheric entry, Lisbon*, pages 189–196. ESA SP-533, 2003.
- [6] Jean-Michel Lamet, Yacine Babou, Philippe Riviere, Marie-Yvonne Perrin, and Anouar Soufiani. Radiative transfer in gases under thermal and chemical nonequilibrium conditions: Application to earth atmospheric re-entry. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 109:235–244, 2008.
- [7] R. Goody and Y. Young. *Atmospheric Radiation*. Oxford University Press, 1989.
- [8] C.B. Ludwig, W. Malkmus, J.E. Reardon, and J.A.L. Thomson. Handbook of infrared radiation from combustion gases. Technical Report NASA SP-3080, Washington DC, 1973.
- [9] S.J. Young. Nonisothermal band model theory. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 18:1–28, 1977.
- [10] R. Siegel and J.R. Howell. *Thermal radiation heat transfer*. Taylor & Francis, New York, 4<sup>th</sup> edition, 2002.
- [11] E.S. Cornette. Forebody Temperatures and Calorimeter Heating Rates Measured During Project Fire II Reentry at 11.35 Kilometers Per Second. Technical Memorandum X-1305, NASA Langley Research Center, Hampton, VA 23681-0001, November 1966.