



# Métrologie optique en hypersonique à haute enthalpie pour la rentrée atmosphérique

Ajmal Khan Mohamed

## ► To cite this version:

Ajmal Khan Mohamed. Métrologie optique en hypersonique à haute enthalpie pour la rentrée atmosphérique. Optique / photonique. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. tel-00829327

HAL Id: tel-00829327

<https://theses.hal.science/tel-00829327>

Submitted on 3 Jun 2013

**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.

Mémoire présenté pour obtenir le  
**Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches (HDR)**  
**Spécialité : Physique**

par

**Ajmal Khan MOHAMED**

**ONERA**

Dépt. Mesures Physiques (DMPH), Unité Sources lasers et Métrologie (SLM)

**"Métrieologie optique en hypersonique à haute enthalpie pour la rentrée atmosphérique"**

Soutenu le 11 Juin 2012 à Ecole Polytechnique, F 91128 Palaiseau

devant le jury composé de :

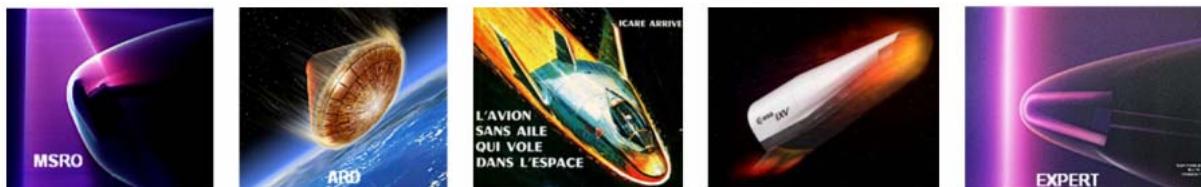
Présidente : Pr. Dolores Gauyacq (ISMO, Université Paris Sud)

Rapporteurs : Pr. Weidong CHEN (Lab.de Physicochimie de l'Atmosphère, Université du Littoral Côte d'Opale)  
Pr. Frédéric GRISCH (CORIA/INSA Rouen)

Pr. Bruno CHANETZ (ONERA et LTIE, Université Paris Ouest)

Examinateurs : Pr. Francesco GRASSO (Institut AéroTechnique, CNAM)

Dr. Danièle ROMANINI (Lab. de Spectrométrie Physique, Université J. Fourier de Grenoble)  
Dr. Philippe TRAN (ASTRIUM Space Transportation)





## Contenu

LEXIQUE .....	4
<b>1 TRAVAUX DE RECHERCHES SUR LA METROLOGIE OPTIQUE EN HYPERSONIQUE A HAUTE ENTHALPIE POUR LA RENTREE ATMOSPHERIQUE .....</b>	<b>7</b>
1.1 LA PROBLEMATIQUE DES ECOULEMENTS HYPERSONIQUES POUR LA RENTREE ATMOSPHERIQUE .....	9
1.1.1 <i>Types de véhicules pour la rentrée atmosphérique .....</i>	14
1.1.2 <i>Les projets de démonstrateur en vol.....</i>	17
1.1.3 <i>La modélisation de la rentrée atmosphérique .....</i>	18
1.1.4 <i>Les souffleries hypersoniques pour la rentrée atmosphérique .....</i>	22
1.2 LES MOYENS DE MESURES .....	32
1.3 LES MESURES NON INTRUSIVES SPECTROSCOPIQUES .....	34
1.4 SPECTROSCOPIE D'ÉMISSION .....	37
1.5 LA FLUORESCENCE INDUIITE PAR LASER (LIF) .....	40
1.6 LA DIFFUSION RAMAN SPONTANEE .....	42
1.7 LA DIFFUSION RAMAN ANTI-STOKES COHERENTE (DRASC OU CARS) .....	44
1.8 DIFFUSION ET LIDAR RAYLEIGH UV .....	46
1.9 FLUORESCENCE PAR FAISCEAU D'ELECTRONS (FFE) .....	51
1.9.1 <i>Article de synthèse sur mes travaux en FFE .....</i>	53
1.9.2 <i>Application à des écoulement CO/CO<sub>2</sub> pour la rentrée Martienne.....</i>	61
1.9.3 <i>Perspectives pour la FFE/EBF .....</i>	63
1.10 SPECTROSCOPIE D'ABSORPTION A DIODE LASER (TDLAS OU DLAS) .....	64
1.10.1 <i>Article de synthèse sur mes travaux en spectroscopie d'absorption à diode laser.....</i>	67
1.10.2 <i>Perspectives d'améliorations pour la TDLAS .....</i>	78
1.10.3 <i>Vers la spectroscopie d'absorption à large bande.....</i>	89
1.11 CONCLUSION GENERALE .....	96
1.12 REFERENCES .....	98
<b>2 COORDONNEES.....</b>	<b>110</b>
<b>3 TITRES UNIVERSITAIRES .....</b>	<b>110</b>
<b>4 PARCOURS.....</b>	<b>110</b>
<b>5 ACTIVITES D'ENSEIGNEMENTS .....</b>	<b>111</b>
<b>6 ACTIVITES LIEES A L'ADMINISTRATION .....</b>	<b>111</b>
<b>7 ACTIVITES LIEES A LA RECHERCHE .....</b>	<b>111</b>
<b>8 ENCADREMENT STAGES ET THESES ET JURYS DE THESE .....</b>	<b>111</b>
8.1 ENCADREMENT DE STAGIARES .....	111
8.2 ENCADREMENT DE THESES .....	112
8.3 JURY DE THESES .....	112
<b>9 LISTE DE PUBLICATIONS .....</b>	<b>113</b>
9.1 ARTICLES DANS DES REVUES INTERNATIONALES AVEC COMITE DE LECTURE .....	113
9.2 ARTICLES DANS DES REVUES NATIONALES AVEC COMITE DE LECTURE .....	114
9.3 LIVRES OU CHAPITRES DE LIVRES .....	114
9.4 BREVETS .....	114
9.5 ARTICLES DANS DES CONFERENCES INTERNATIONALES AVEC COMITE DE LECTURE .....	114
9.6 ARTICLES DANS DES CONFERENCES NATIONALES AVEC COMITE DE LECTURE .....	115
9.7 CONFERENCES INVITEES DANS DES CONGRES NATIONAUX OU INTERNATIONAUX.....	115
9.8 COMMUNICATIONS ORALES AVEC ARTICLES DANS DES CONFERENCES .....	115
9.9 RAPPORTS DE RECHERCHE.....	118

## Lexique

CARS	: Coherent Anti-Stokes Raman Scattering (DRASC en français)
CFD	: Computational Flow Dynamics (codes de calcul pour l'aérodynamique)
CRDS	: Cavity Ring Down Spectroscopy
CIRA	: Institut de recherche aérospatiale italien à l'instar de l'ONERA
DFG	: Difference Frequency Generation
DLAS	: Diode laser absorption spectroscopy (aussi appelé TDLAS)
DLR	: Institut de recherche aérospatiale allemand à l'instar de l'ONERA
DRASC	: Diffusion Raman Anti-stokes Cohérente
EBF	: Electron Beam Fluorescence (FFE en français)
F4	: Soufflerie à haute enthalpie (à arc bref) de l'ONERA au Fauga-Mauzac
FFE	: Fluorescence par Faisceau d'Electrons (en anglais EBF)
HEG	: High enthalpy Göttingen (tube à choc du DLR)
IXV	: Véhicule de démonstration de rentrée atmosphérique de l'ESA, anciennement appelé pre-X
LDV	: Laser Doppler Velocimetry
LIF	: Laser Induced Fluorescence
OPO	: Oscillateur Paramétrique Optique
PIV	: Particle Imaging Velocimetry
Pre-X	: Véhicule de démonstration de rentrée atmosphérique. Ce projet CNES a été converti en projet ESA en 2010 et le nom du véhicule est maintenant IXV
QCL	: Quantum Cascade Laser
TDLAS	: Tunable diode laser absorption spectroscopy (aussi appelé DLAS)
TPS	: Thermal Protection System
Tr	: Température de rotation
Tv	: Température de vibration
S4	: Soufflerie hypersonique à basse enthalpie de l'Onera (à Modane)
VKI	: Von Karman Institute, institut de recherche aérospatiale de l'OTAN situé à Rhode St Génèse en Belgique

## Préambule

Ce document est divisé en deux parties. Dans la partie 1, je donne une synthèse de mes travaux de recherches sur la métrologie optique en hypersonique à haute enthalpie pour la rentrée atmosphérique. Une grande partie de mes activités de recherches a été consacrée à cette thématique. J'ai aussi mené des travaux en métrologie optique pour la combustion ou pour l'étude de la chimie de l'atmosphère ou le développement de sources lasers UV et infrarouges mais que je vais peu mentionner ici.

La partie 2 retrace mon parcours d'études et professionnel avec la liste des communications, d'encadrement de stagiaires et doctorants ainsi que la gestion de projets scientifiques.

## Remerciements

Toutes les activités mentionnées dans ce document ont été effectuées sous forme de travail en équipe et/ou de collaborations. Je tiens particulièrement à remercier :

- André Girard, ancien Directeur Adjoint de la Direction de la Physique, qui m'a fait confiance pour entreprendre une thèse à l'Office et ensuite pour y entamer un carrière d'ingénieur-chercheur,
- Alain Boutier, qui m'a encadré pour cette thèse sur la FFE et qui m'a entraîné dans cette amorce de collaboration, assez difficile à l'époque, avec le DLR sur le développement des techniques de mesures optiques pour l'aérodynamique, collaboration qui subsiste encore aujourd'hui,
- Jean-Pierre Faléni, qui a été de tous les combats envers des installations capricieuses et souvent hostiles que j'essayais de sonder,
- Didier Henry, qui m'a accompagné dans mes premières tentatives DLAS à F4 et toujours disponible pour me dépanner en conseil ou composants infrarouges,
- Jean Bonnet, qui m'a concocté des nouveaux types de canons pour la technique FFE ainsi que pour son aide et conseils précieux dans bien des expériences en laboratoire ou en soufflerie,
- Thierry Pot, responsable de la soufflerie R5Ch, qui m'a aidé tout au long de ma thèse et pendant bien des années après pour essayer toutes les facettes de la technique FFE,
- Jacques Soutadé, magicien de cette installation complexe qu'est la soufflerie à arc F4, toujours prêt à m'accueillir dans sa soufflerie pour essayer un moyen de mesure immature et toujours patient à m'attendre pour un dernier réglage avant de tirer une rafale,
- Dominique Devezzaux, haut conseiller en hypersonique et qui m'a entraîné dans de nombreux projets avec l'ESA et le CNES (MSTP, Expert, Pre-X, ...).

Je remercie également tous les autres collègues et chefs hiérachiques de l'ONERA qui m'ont aidé à un moment ou un autre, en particulier ceux ou celles de :

-branche de la Physique : E. Rosencher, J. P. Taran, M. Péalat, B. Tretout, M. Lefebvre, S. Larigaldie, B. Rosier,  
-branche de l'Aérodynamique et des grand Moyens d'essais: J.-L –Vérant, B. Chanetz, A. Masson, C. Pélissier, P. Brousseauaud, G. Francois,

sans oublier mes collègues du DLR (centres de Göttingen et Köln) : C. Dankert, W. Beck, U. Koch, A. Ghulan , J.M. Schramm, C. Hassa, T. Bherendt et et du CNRS : J.C. Lengrand, V. Lago, P. Lasgorceix,

ainsi que d'autres personnes des agences ou de l'industrie, qui m'ont soutenu pour porter des moyens de mesures avancées à bord de véhicules de rentrée atmosphérique, notamment J. M. Muylaert de l'ESA, S. Guedron et P. Omaly du CNES, P. Tran et C. Chavagnac d'Astrium.

Je remercie aussi les doctorants et post-doctorants, I. Debecker, J. Courtois, B. Diop et R. Vallon ainsi que les stagiaires, L. Herve, J. Pruvost, A. Mustelier, M. Lamponi, F. Caty et en particulier, Isabelle Ribet qui est devenue ma compagne.

Je n'oublie pas non plus toute l'équipe SLM que je côtoie au quotidien ainsi que tous les collègues du DMPH, DOTA, DEFA, ....de l'ONERA.

Enfin, une pensée particulière à P. Sagnier qui tenait tellement à ces mesures DLAS à F4 pour valider ses codes CFD ainsi qu'à M. Ory qui m'a assisté dans des nombreuses missions à l'ONERA et au DLR.

Page sans texte

# Partie 1 : Synthèse des travaux de recherches

**1 Travaux de recherches sur la métrologie optique en hypersonique à haute enthalpie pour la rentrée atmosphérique**

Page sans texte

## 1.1 La problématique des écoulements hypersoniques pour la rentrée atmosphérique

L'hypersonique à haute enthalpie traite des écoulements de gaz à grande vitesse et à réactions chimiques rencontrés lors de l'entrée ou la rentrée de l'espace d'un objet dans la haute atmosphère d'une planète. Cet objet peut être une météorite, une sonde d'exploration planétaire ou une navette spatiale qui puisse aller mettre en orbite des satellites, les réparer, revenir au sol comme un avion et repartir. La figure suivante montre les projets de navette spatiale des différentes nations depuis les premiers pas de l'homme dans l'espace. Seul le projet de Shuttle [1] américain a réussi à travers 135 vols avec une flotte de cinq navettes. Tous ces projets sont maintenant abandonnés car les budgets financiers associés sont exorbitants. Une des raisons de ces coûts élevés réside dans le fait que les solutions technologiques ne sont pas encore assez fiables, amenant à appliquer des marges de sécurité assez importantes et coûteuses pour des vols habités.

	Nom	Statut	Dimensions (m)	Poids (tonne)	1 <sup>er</sup> lancement
Navettes spatiales qui ont volé	Shuttle (US) [1] 	Arrêté le 21 juillet 2011 après 135 vols (5 navettes)	L= 37,24 m Span= 23,79 m	Max: 109 Charge utile: 25 Equipage: 2 à 8	12 avril 1981
	Buran (ex URSS) [2] 	Un seul vol non habité. Programme arrêté en 1990	L= 36,37 m Span= 23,92 m	Max: 105 Charge utile: 30 Equipage: 2 à 10	15 nov 1988
Projets de navette abandonnés	Hermes (Europe) [3] 	Programme démarré en 1987 et abandonné en 1992.	L= 19 m	Max: 21 Charge utile: 3 Equipage: 3	Aucun
	Hope-X (Japon) [4] 	Programme démarré en 1987 et abandonné en 2004.	Longueur 16,5 m Span =12 m	Max: 12 Charge utile: 2 Equipage: 0	Aucun
	X38 (US et Europe) [5] 	CRV (Crew Return Vehicle) pour l'ISS ( International Space Station). Abandonné le 29 Avril 2002 pour être remplacé par le projet de capsule Orion[13]	L=9,1 m	Max: 11 Charge utile: 0 Equipage: 3	Vol subsonique le 12 mars 1998

Figure 1 - Projets de navettes spatiales à travers le monde

La Figure 2 présente les projets majeurs de sondes planétaires ou de retour d'échantillons d'objets extraterrestres. Nous avons inclus dans ce tableau la capsule Apollo, qui a ramené les premiers hommes qui sont allés sur la lune en 1969, de façon à comparer

ses dimensions et sa géométrie avec les sondes planétaires. Nous verrons plus loin les raisons qui ont abouti à ces formes.

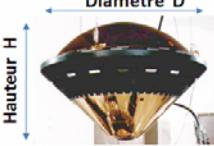
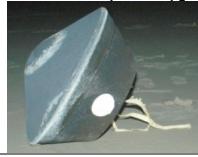
Nom	Mission	Dimensions	Poids kg	lancée le	rentrée le	$V_0$ (km/s)
Gallileo (USA)[6] 	Sondage de Jupiter	D= 1,3 m H= 0,86 m	339	18/10/ 1989	07/12/ 1994	47.8
Genesis (USA)[7] 	Retour d'échantillons de vent solaire	D= 1,52 m	205	08/08/ 2001	08/09/ 2004	11.04
Stardust (USA)[8] 	Retour d'échantillons de comète	D= 0,81 m H= 0,5 m	45,7	07/02/ 1999	16/01/ 2006	12.9
Huygens (ESA)[9] 	Sondage de Titan	Bouclier de diamètre 2,75	319	15/10/ 1997	14/01/ 2007	6
Hayabusa /MUSES-C (Japon)[10] 	Retour d'échantillons d'astéroïde	D= 0,4m H= 0,2m	17	09/05/ 2003	13/06/ 2010	12.2
Apollo 11 (USA)[11] 	Homme sur la lune et Retour d'échantillons lunaires	D= 3,9 m L= 3,47 Lift/Drag : 0.35	5600	16/07/ 1969	24/07/ 1969	11
ORION [13] 	Projet de capsule ORION démarré en 2006 comme solution intermédiaire pour le remplacement du Shuttle moins d'avenir incertain depuis 2010	D=5 m L=3,3 m	8500			

Figure 2- Exemples de sondes planétaires et de capsules Apollo et ORION  
( $V_0$  : vitesse de rentrée initiale)

Un des paramètres pour caractériser un écoulement gazeux est le nombre de Mach qui est le rapport de la vitesse du gaz et celle du son. Un écoulement hypersonique est défini comme un écoulement ayant un Mach supérieur à 5. C'est à partir de cette limite que l'on

voit apparaître des phénomènes physico-chimiques qui rendent l'application de la loi des gaz parfaits insuffisante à caractériser l'écoulement. Ce type d'écoulement est typique des objets à grande vitesse comme des missiles ou des engins spatiaux. Beaucoup d'avancées dans la compréhension des écoulements hypersoniques sont dues aux recherches menées pour des missiles ou des avions à très grande vitesse qui restent encore très étudiés de nos jours. Mais dans ce document nous nous limiterons au cas des engins spatiaux qui rentrent (ou entrent) dans la haute atmosphère à des nombres de Mach très élevés (10 à 25). Souvent en rentrée atmosphérique, on met plus en avant la vitesse que le nombre de Mach. En effet, la comparaison de ce dernier à des phénomènes connus est moins directe car la vitesse du son est très différente de celle rencontrée à basse altitude. La vitesse donne aussi une meilleure appréciation de l'énergie en jeu.

Cette grande vitesse qui caractérise les engins spatiaux est due aux contraintes liées avant tout aux lois de la mécanique céleste et aux grandes distances à parcourir en des temps raisonnables pour l'homme. Pour apprécier les ordres de grandeur, un objet en orbite à une altitude  $h$  autour d'une planète de masse  $M$  possède une vitesse tangentielle  $v \sim \sqrt{GM/R+h}$

(3<sup>eme</sup> loi de Kepler) où  $R$  est le rayon de la planète,  $G$  la constante de gravitation universelle. Pour les basses altitudes LEO (Low Earth Orbit) de quelques centaines de km, la vitesse  $v$  est donc d'environ 8 km/s (28800 km/h) pour la Terre. C'est avec cet ordre de grandeur de vitesse qu'un véhicule va commencer sa rentrée dans l'atmosphère à partir d'une orbite basse (vol orbital) et les forces de frictions de l'atmosphère vont le ralentir jusqu'au sol. Pour Mars, cette vitesse orbitale est de l'ordre de 6 km/s.

La Figure 3 suivante présente des exemples de vitesses rencontrées pour des rentrées à partir d'orbite basse (~100 km) pour les cas de la Terre et de Mars qui ont des profils de densités atmosphériques assez différents (Figure 4).

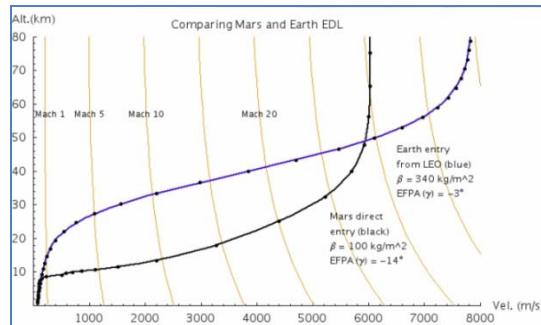


Figure 3 - Exemple de vitesses au cours des trajectoires de rentrée atmosphérique sur Terre et sur Mars [12]

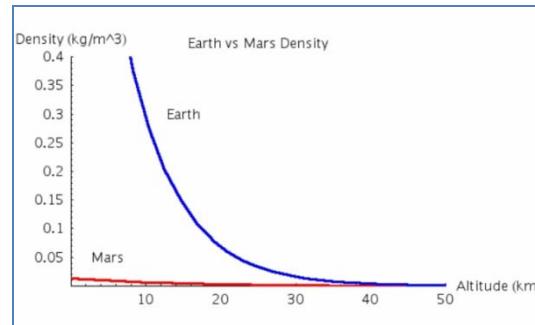


Figure 4 - Densité atmosphérique en fonction de l'altitude pour la Terre et pour Mars

Pour des objets de retour d'autres planètes (vol super-orbital), la vitesse de rentrée est plus élevée suite à la vitesse d'échappement initiale et à des accélérations gravitationnelles que l'objet peut subir au voisinage d'autres planètes. Pour les trajectoires que l'on peut maîtriser, on essaie de limiter la vitesse de rentrée autour de 12 km/s pour des raisons de tenue thermique qu'on verra plus bas. On peut citer à titre d'exemples la mission Genesis (US, échantillons de vent solaire, rentrée à 11 km/s le 8 septembre 2004), la mission Stardust (US, échantillons de la comète Wild 2, rentrée à 12,6 km/s le 15 janvier 2006) et la mission Hayabusa (Japon, rentrée à 12,2 km/s le 13 juin 2010). Les principales autres caractéristiques de ces sondes sont données dans la Figure 2. Notons qu'avec une propulsion efficace on peut en principe atteindre n'importe quelle vitesse, mais le coût en carburant chimique peut être rédhibitoire et on ne maîtrise pas encore d'autres types de propulsion comme le nucléaire.

Ces grandes vitesses de rentrée atmosphérique amènent des problèmes qu'on soupçonnait peu avant la deuxième guerre mondiale. Sur une trajectoire perpendiculaire à la

surface de la planète, les frottements avec le gaz atmosphérique ainsi que la compression du gaz près du véhicule amènent rapidement une chaleur intense sur le véhicule qui, sans précaution particulière en termes de protection thermique, causera la destruction du véhicule. Il faut soit ralentir à l'aide de rétrofusées, ce qui demande une quantité de carburant souvent irréaliste, soit exploiter ces frottements mais de façon maîtrisée sur une trajectoire moins abrupte pour atteindre une basse vitesse compatible avec un atterrissage ou une récupération via un parachute. C'est cette solution de ralentissement par frottement qui est employée de nos jours mais elle nécessite des formes géométriques particulières pour les véhicules. Elle ne résout pas complètement le problème de la chaleur accumulée et doit donc être accompagnée de solutions faisant appel à des revêtements thermiques adéquats ou d'autres solutions d'évacuation de la chaleur pour protéger le véhicule. Notons qu'on peut aussi utiliser ce freinage dans l'atmosphère pour ralentir et/ou mettre en orbite un véhicule autour d'une planète, on parle dans ce cas d'aérofreinage ou d'aérocapture.

La forte compression du gaz moléculaire en amont du véhicule amène aussi une forte élévation de la température de ce gaz. Par exemple les molécules à une vitesse de l'ordre de 7 km/s (d'énergie cinétique  $\sim 2.45 \cdot 10^7 \text{ J/kg}$ ) qui sont freinées à une vitesse nulle verront leur température augmenter d'environ 24000 K si l'on applique la loi des gaz parfaits. En réalité, on n'atteint pas ce niveau de température car la montée en température va aussi amener des excitations des modes internes des molécules (vibration, électronique) jusqu'à souvent la dissociation et l'ionisation avec des réactions chimiques entre les espèces produites. Ces excitations vont consommer une partie de l'énergie cinétique initiale résultant en une température du gaz ne dépassant pas les 10 000 K. Certaines de ces excitations sont suivies de désexcitations radiatives dont une partie dans le spectre visible, ce qui permet d'observer la trajectoire de rentrée parfois à l'œil nu. Cette radiation peut contribuer de façon importante au flux thermique impactant la surface d'un véhicule comme dans le cas des sondes de retour d'échantillons. Ces excitations des modes internes n'influent pas que sur la température mais aussi sur les autres paramètres tels la pression, la viscosité etc. On a consacré le terme '**effets de gaz réels**' pour noter les différences par rapport aux lois des gaz parfaits.

Les espèces chimiques n'ont pas les mêmes seuils de dissociation ou d'ionisation, par exemple O<sub>2</sub> commence à se dissocier à partir de 2000°K, N<sub>2</sub> à partir de 4000°K et les espèces les plus faciles à ioniser sont les atomes O et N avec des seuils autour de 9000°K [14]. Il faut s'attendre à ce qu'il y ait des régimes différents au cours de la trajectoire de rentrée. Sans tenir compte de ces effets physico-chimiques, soit en gaz parfait, il y a déjà des différences dans le comportement de l'écoulement nécessitant des modes de calculs différents au fur et à mesure que la densité s'accroît pendant la rentrée.

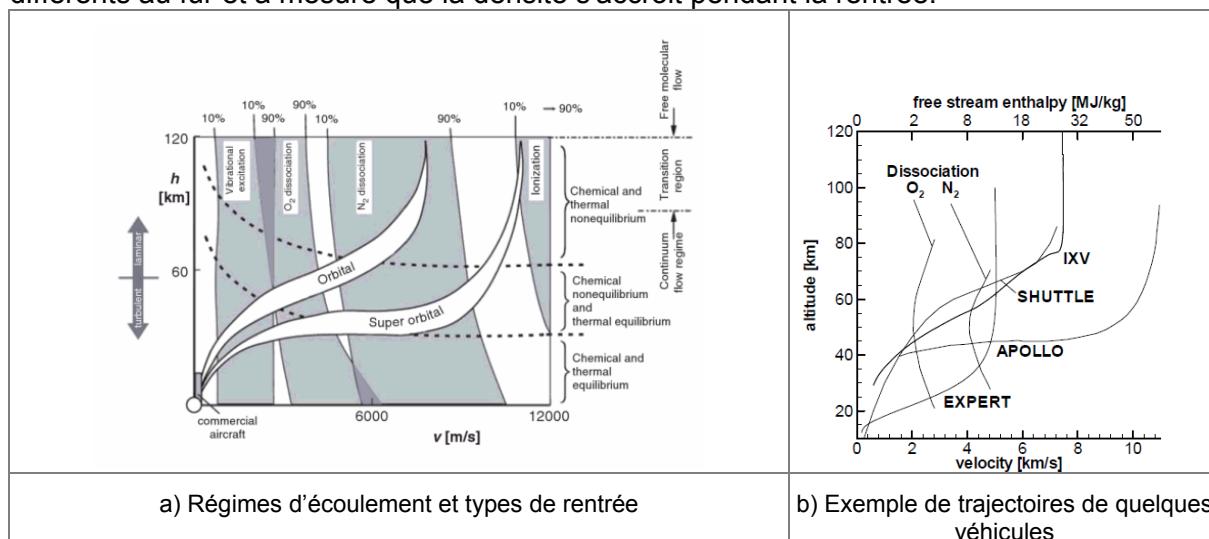


Figure 5 – Régimes d'écoulement rencontrés au cours d'une rentrée atmosphérique terrestre

La Figure 5 (extraite des références [15] et [16]) donne un aperçu des différents régimes de l'écoulement pour des entrées orbitales ou super-orbitales sur Terre. Sur Mars, c'est encore plus complexe compte tenu que l'espèce majoritaire CO<sub>2</sub> est triatomique et possède 4 modes internes de vibration (dont deux sont dégénérés) avec un seuil de dissociation plus bas et qu'il y a plus de composés (CO<sub>2</sub>, CO, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, NO, O, N, C et les ions associés) pour les réactions chimiques.

La prise en compte des effets physico-chimiques (on parle souvent aussi des effets de gaz réels) va bien sûr donner d'autres proportions aux phénomènes aérodynamiques classiques comme la structure de l'onde de choc, les interactions onde de choc-couche limite, la transition laminaire-turbulente, les interactions gaz-surface, etc. qu'il faut considérer dans le design d'un véhicule. La Figure 6 présente les phénoménologies les plus importantes associées à la rentrée atmosphérique pour divers types de véhicules terrestres ainsi que pour la capsule de rentrée Martienne MSR actuellement étudiée en Europe et aux USA.

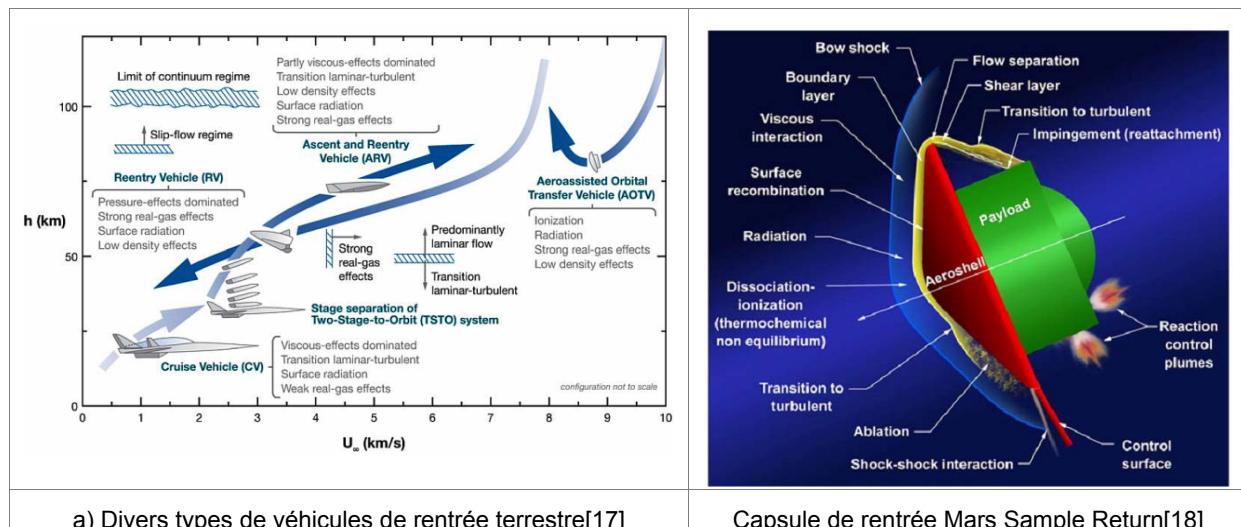


Figure 6 - Phénoménologies associées à la rentrée atmosphérique pour divers types de véhicules

Les études des formes aérodynamiques, du contrôle de la trajectoire, de la protection thermique ainsi que d'autres sujets pour une rentrée non-destructive doivent se faire en combinaison avec des études de ces divers régimes et phénomènes d'écoulement hypersoniques. Ces études s'appuient sur les trois piliers qui sont la simulation CFD, les tests en soufflerie et les tests en vol à l'aide de véhicules démonstrateurs.

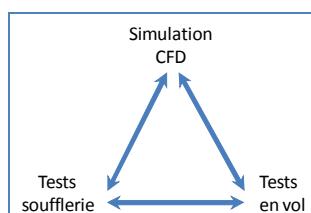


Figure 7 - Les trois piliers d'études en aérodynamique

Après des décennies de recherches en rentrée atmosphérique, qui ont vu des succès comme la navette américaine ou la descente d'Huygens sur Titan, il est admis que les capacités de prédiction dans ce domaine ne sont toujours pas satisfaisantes, du moins en Europe, pour se lancer dans un développement de véhicule réutilisable alliant haute

performance, haute fiabilité et faible coût. Les souffleries à haute enthalpie ne sont pas suffisamment maîtrisées et les démonstrations en vols ont été trop rares pour fournir des codes de simulation CFD suffisamment validés. Nous allons dans la suite de ce document, décrire plus en détails les diverses composantes de ce domaine de recherches en insistant sur le développement des moyens de mesures qui sont les briques de base pour cette validation recherchée.

### 1.1.1 Types de véhicules pour la rentrée atmosphérique

Les recherches pour minimiser le flux thermique et pour maîtriser la trajectoire d'un véhicule de rentrée atmosphérique ont donné lieu à deux grandes familles de véhicule : les capsules sphère-cones et les 'lifting body'.

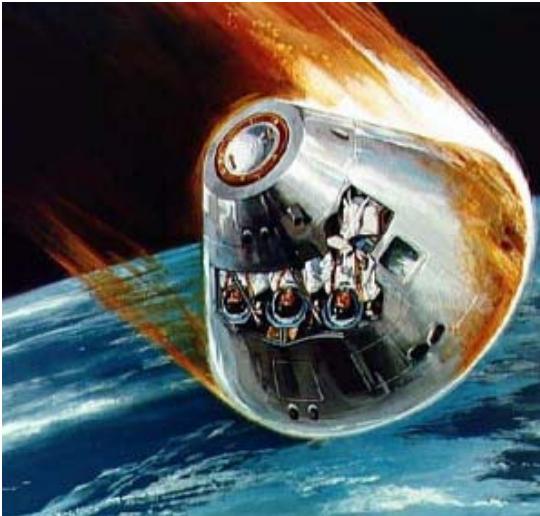
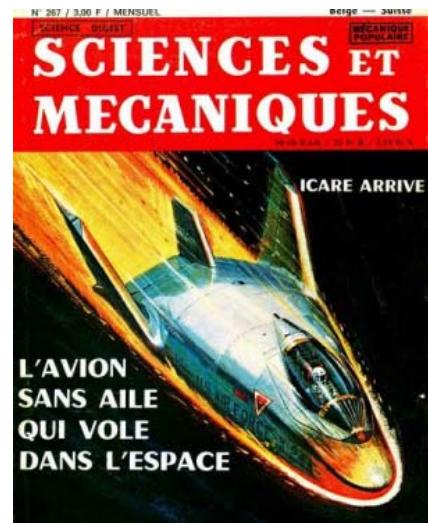
	
<p><b>Capsule sphère-cone</b></p> <p>Image d'artiste d' Apollo 7 (1968), le premier vol habité de cette série</p> <p>Coefficient balistique = Lift/Drag (L/D) proche de 0,1 Décélération maximum= 3-4 g Temps de descente d'une orbite basse de la Terre =15 minutes</p>	<p><b>Lifting body</b></p> <p>Image d'artiste du prototype US X-24A (1968)</p> <p>Coefficient balistique = Lift/Drag (L/D) supérieur à 1 Décélération maximum= 1 g Temps de descente d'une orbite basse de la Terre = 30 minutes Pic de chaleur à plus haute altitude, mais très sensible à angle de rentré (peut réfléchir sur les hautes couches de l'atmosphère)</p>

Figure 8 - Deux grandes familles de véhicule

#### 1.1.1.1 Capsules

Historiquement, ce sont les capsules balistiques qui ont été développées en premier, bénéficiant des recherches dans les missiles intercontinentaux dans les années qui ont suivi la deuxième guerre mondiale. En 1952, Allen et al [19] ont proposé la solution de corps émoussé (blunt body) qui a donné la forme habituelle qu'on connaît des capsules : cône fermé par une calotte hémisphérique. Cette solution, assez contre-intuitive de ce qui se faisait à l'époque pour les missiles, consiste à employer l'onde de choc hypersonique comme

bouclier thermique (en anglais : TPS pour 'Thermal Protection Shield') évitant le gaz à grande vitesse d'impacter directement le véhicule. Bien sûr, ce bouclier est insuffisant et doit être complémenté par d'autres solutions à l'aide de matériaux à grande inertie thermique ou ablatif. Pour ce dernier, la masse du bouclier peut constituer une fraction non négligeable de la masse totale du véhicule suivant la chaleur à évacuer et la pression rencontrée (cf. Figure 9 extraite de [20] qui trace ce rapport de masses pour quelques sondes de rentrée planétaire).

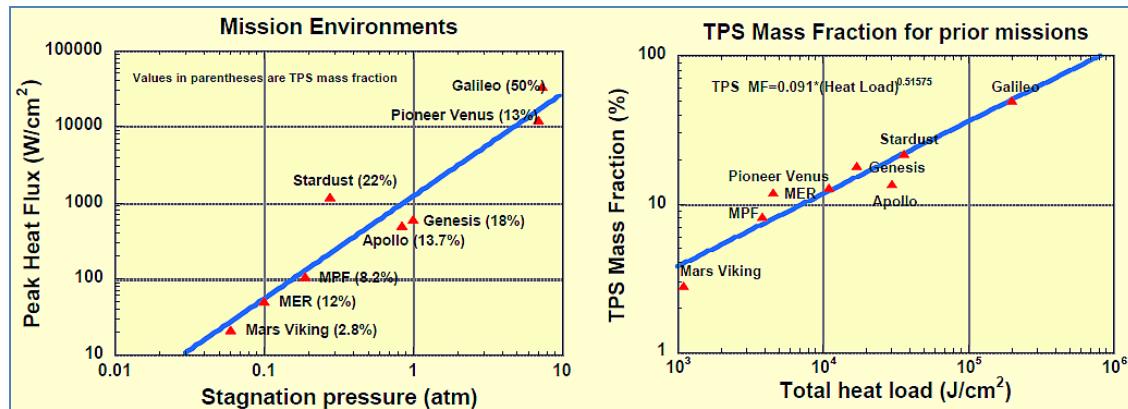


Figure 9 - Fraction massique du bouclier thermique par rapport à la masse totale du véhicule pour quelques missions de rentrée planétaire[20]

Les grands défauts de ce type de véhicule sont que l'accélération reste assez importante (quelques g) pendant une grande partie de la rentrée et qu'il y a peu de manœuvrabilité dans la trajectoire. Il n'y a jamais d'atterrissement sur piste, seul un parachute est utilisé pour amortir au maximum la chute au sol ou en mer. Néanmoins, ce concept est une solution robuste et peu coûteuse qui a été utilisée pour toutes les sondes de rentrée planétaire jusqu'à présent ainsi que pour les premiers vol habitées rentrant sur Terre (Figure 10). C'est aussi un concept vers lequel on est en train de revenir après l'arrêt des vols de la navette spatiale américaine (cf. projet Orion [13]).

Crew	Manned flights	Launch vehicle	Length	Diameter	Weight
VOSTOK	1	1961-1963	R-7	4.3 m	2.42 m 4.7 tons
VOSHKOD	2-3	1964, 1965	R-7	5 m	2.42 m 5.3 tons
SOYUZ	1-3	1967-present	R-7 variant	7.4 m (Not including launch escape system)	2.7 m 6.9 tons
MERCURY	1	1961-1963	Redstone, Atlas	3.34 m (Not including launch escape system)	1.89 m 1,935 kg (At launch, typically)
GEMINI	2			5.736 m	3.048 m 3,400 kg on orbit
APOLLO	3	1968-1975	Saturn I, IB, Saturn V	10.1 m (Not including launch escape system)	3.91 m 29.6 tons
SHENZHOU	1-?	2003-present	CZ-2F	8.65 m	2.8 m 7,800 kg
CREW EXPLORATION VEHICLE	Four for Earth and lunar missions; possibly six for manned Mars  Capable of both Earth orbit and manned interplanetary flight	2014	Crew Transportation System (CTS)	?	?

Sources: History of Manned Spaceflight; Encyclopedia Astronautica; CEV Statement of Work, Level 0 Requirements.  
Note: Each spacecraft flight unit varied in weight and capability. Soyuz variants differ widely.

Figure 10 - Les capsules à vol habité [21]

### 1.1.1.2 Lifting body

Pour pallier les inconvénients d'une capsule, soit aller vers une décélération moins brutale et plus de manœuvrabilité, on pense toute de suite à un véhicule ailé, mais assez rapidement les premières évaluations ont montré qu'il fallait des ailes très robustes pour soutenir la pression dynamique et les forts flux de chaleur surtout dans la partie haute de la rentrée. Pour diminuer ces contraintes, Sänger et Bredt ont mis en avant dans les années 30 l'idée d'avoir plus de portance par le fuselage de leur véhicule, Silbervogel (Oiseau d'argent), en donnant à ce dernier une forme géométrique particulière [22]. C'est Dale Reed de la NASA qui propose en 1962 la solution du 'lifting body' total [23] qui consiste en un véhicule complètement sans ailes et dont c'est la forme qui donne la portance à basse altitude pour son atterrissage sur une piste comme un planeur (glider) et qui remplit aussi la fonction de 'blunt body' à haute altitude pour le ralentissement et une protection thermique partielle par l'onde de choc hypersonique (Figure 11). Ce véhicule peut être muni de volets de braquage (flaps) et/ou d'aileron pour une meilleure manœuvrabilité. Ce véhicule n'a pas effectué de vol de rentrée atmosphérique. La plupart des essais en vol ont été effectués à partir de largage d'un gros porteur pour les tests de manœuvrabilité à l'atterrissement. La poursuite de ce programme a vu la mise au point d'une série de véhicules (M2-F3, HL10, X24, etc[23]) jusqu'au véhicule X-38 [24] qui était imaginé comme le véhicule de secours de l'ISS. Malheureusement, le projet X-38, après des nombreuses études aux US et en Europe a été abandonné en 2002.

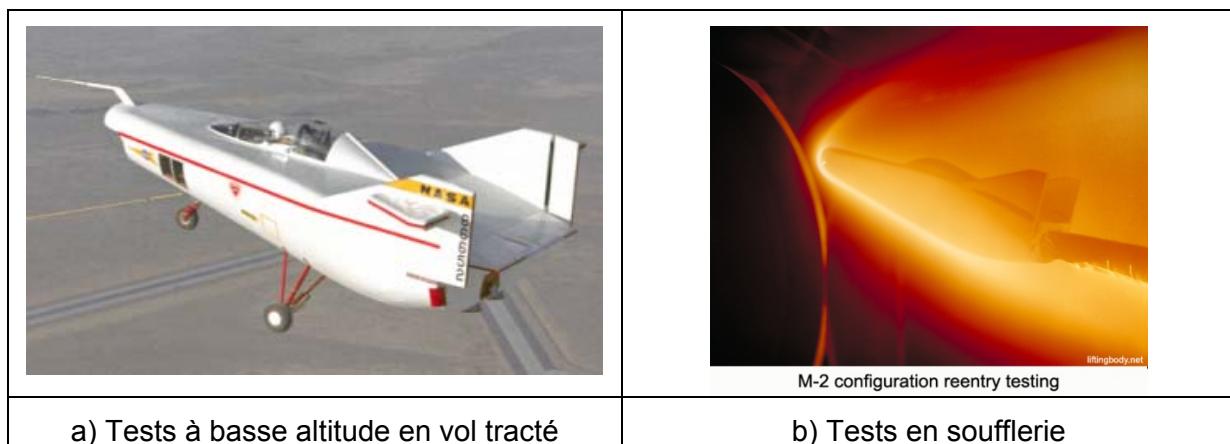


Figure 11 - Le premier lifting body (M2-F1 de D. Reed[23])

Il faut noter ici que la navette spatiale américaine (ou la version Buran de l'ex-URSS), n'est pas considéré comme un 'lifting body' mais plutôt comme un véhicule ailé. En effet les nombreuses recherches effectuées sur les lifting body ont montré que l'atterrissement sans ailes et sans motorisation est possible mais loin d'être maîtrisée. Ce trop grand risque pour les objectifs du Shuttle américain ainsi que d'autres considérations techniques et politiques ont amené la NASA à opter pour un véhicule à ailes delta mais sans motorisation. Ce projet a été un grand succès avec 135 vols. Il a débuté en octobre 1968 et fait suite aux diverses programmes de recherches de rentrée atmosphérique : Gemini, Apollo, les lifting body (M1, M2, HL-10, X-24), Dyna-Soar (notamment le X15 le X-20), ASSET (X-23, ..). La référence [25] est une excellente revue historique sur le Shuttle américain ainsi que sur d'autres types de véhicules hypersoniques étudiés aux Etats Unis. Mais les coûts pour la protection thermique et mécanique de ses ailes sont exorbitants, ce qui explique en partie l'arrêt de ce type programme et la poursuite des recherches avec des formes de lifting body ou de capsule.

### 1.1.2 Les projets de démonstrateur en vol

Comme mentionné plus haut, le développement d'un véhicule spatial nécessite des simulations CFD et des tests en soufflerie mais aussi, du fait des insuffisances de ces derniers, des tests en vol à l'aide de démonstrateurs de dimensions réduites par rapport à la taille du véhicule final. La navette américaine s'est appuyée sur beaucoup de programmes de démonstrateurs et particulièrement sur les programmes Dyna-Soar et ASSET pour les tests de rentrée atmosphérique dans les années 60 et 70 [25]. La navette russe Buran a eu les vols des démonstrateurs Bor4 et Bor5 au début des années 80. Le projet de navette japonaise Hope a quant à lui vu le vol du démonstrateur Hyflex en 1996.

L'Europe a marqué son intérêt pour la maîtrise de la rentrée atmosphérique via le vol réussi du démonstrateur de capsule ARD en 1998 [26][27]. La capsule a été lancée par une fusée Ariane-5 pour une récupération en mer environ 100 minutes plus tard. La Figure 12 présente les phases principales du vol ainsi que d'autres caractéristiques de la capsule. Ce projet a duré trois ans (ce qui est remarquablement court) et a coûté environ 43 millions d'Euros.

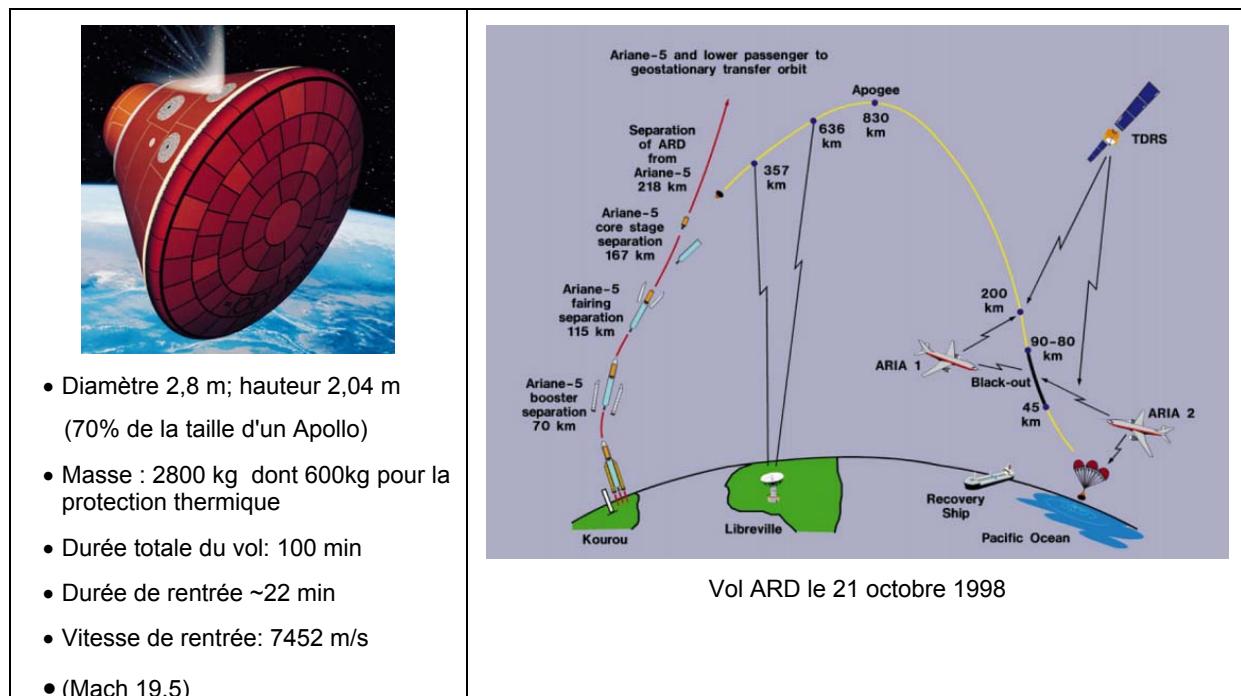


Figure 12 – Caractéristiques et phases principales du vol du démonstrateur de rentrée ARD[26]

De nos jours en Europe, il y a deux projets de démonstrateurs à l'ESA : EXPERT et IXV (ex pre-X du CNES), le premier a démarré en 2002 et le second en 2005. La Figure 13 présente les caractéristiques de ces projets qui ont motivé en grande partie le développement de bon nombre de moyens de mesures ces dernières années.

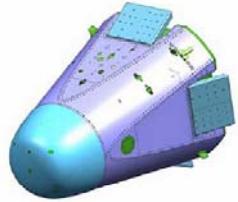
	Projet	Objectifs	Dimensions et poids	Rentrée
Projets de démonstrateur	Hyflex (Japon)[28] 	Démonstrateur pour la navette Hope Durée vol hypersonique : 150 s Vitesse de rentrée ~3,9 km/s	L=4,4 Envergure 1,36 m 1,1t	11 fev 1996 mais perdu dans le pacifique
	Expert (Europe)[29] 	Rentrée balistique (de coeff 1000 kg/m²) Vitesse de rentrée ~5 km/s	L: 1,6 m Diam. max : 1,3 m 350kg	Prévu 2012
	IXV (Europe) [30] 	18 dec 2009 Intermediate eXperimental Vehicle (initialement Pre-X du CNES démarré en 2005)	L=4,4 m Envergure : 2,2 m 1.8t	Prévu 2013

Figure 13 - Les projets actuels de démonstrateur de rentrée atmosphérique

### 1.1.3 La modélisation de la rentrée atmosphérique

Nous avons déjà vu dans la Figure 5 qu'une trajectoire de rentrée passe par divers régimes d'écoulement en fonction des paramètres évoqués plus haut et notamment la densité du gaz traversé. On passe d'un gaz très raréfié où il faut plutôt suivre les particules individuellement à un gaz dense assimilé à un fluide continu. Pour différencier ces différents régimes, on met en avant le paramètre de similitude qui est le nombre de Knudsen,  $\text{Kn} = l/L$  où  $l$  est le libre parcours moyen et  $L$  une longueur caractéristique du problème à traiter, par exemple l'épaisseur d'une onde de choc. Pour des valeurs  $\text{Kn} < 0,3$ , soit pour un écoulement aérodynamique assez dense pour être assimilé à un fluide continu, les équations de Navier Stokes ou d'Euler sont très bien adaptées. Pour  $\text{Kn} > 10$ , le traitement particulaire par la simulation de Monte Carlo (DSMC)[31] est devenu maintenant très efficace. Malheureusement aucune de ces méthodes ne peut être étendue sur toute la gamme de densité en jeu. Le problème est surtout dans la modélisation des cas intermédiaires à  $\text{Kn}$  proche de 1 : par exemple au passage d'une onde de choc à haute altitude où l'on passe brutalement d'un état raréfié à un état de continuum ou dans le sillage d'un véhicule où le phénomène inverse se produit. Pour traiter correctement tous les cas de la densité, il faut revenir aux bases de la cinétique des gaz soit à la résolution de l'équation de transport Boltzmann pour chaque particule du gaz (Figure 14). Les équations de Navier Stokes ou

d'Euler sont une forme simplifiée de cette équation de Boltzmann lorsque que les particules sont suffisamment nombreuses pour les considérer comme un fluide continu ( $\text{Kn} < 0,3$ ). Mais la résolution numérique de l'équation de Boltzmann requiert des moyens de calculs hors de portée pour l'instant. D'autres méthodes de résolution sont donc recherchées pour traiter les cas à  $\text{Kn}$  proche de 1, par exemple la méthode hybride couplant Navier Stokes et DSMC ou celle par des équations de Burnett [32] qui est une autre dérivation de l'équation de Boltzmann.

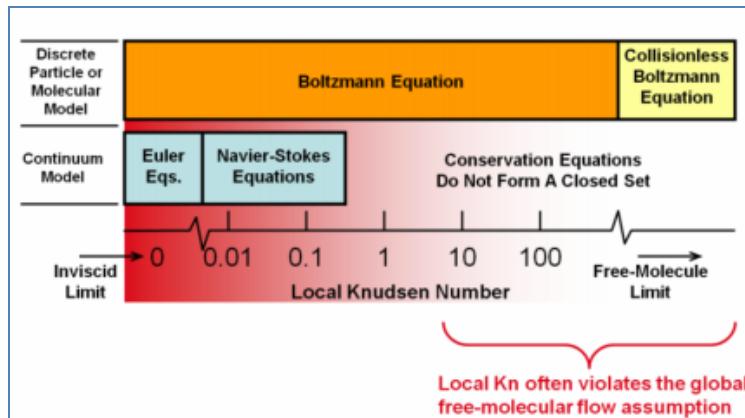


Figure 14 – Zones d'application des modèles numériques en fonction du nombre de Knudsen [15]

Jusque là, on n'a considéré le gaz comme contenant une seule espèce chimique avec des collisions élastiques et le problème est déjà ardu rien qu'en ne considérant que la densité. A ce problème de la faible densité du gaz, il faut ajouter maintenant les collisions inélastiques qui peuvent modifier les états internes des molécules ainsi que leur nature chimique. Chaque état excité d'une espèce sera décrite par une équation de Boltzmann dédiée avec des termes de couplages correspondant aux réactions chimiques. Suivant le degré d'excitation, on aura un nombre différent d'espèces chimiques en jeu. Et pour un fort degré d'ionisation, il faut aussi coupler des équations de magnétohydrodynamique [33]. La Figure 15 montre les quatre régions, notées I, II, III et IV qui sont habituellement considérées lors d'une rentrée terrestre avec respectivement 2, 5, 7 et 11 espèces chimiques [34].

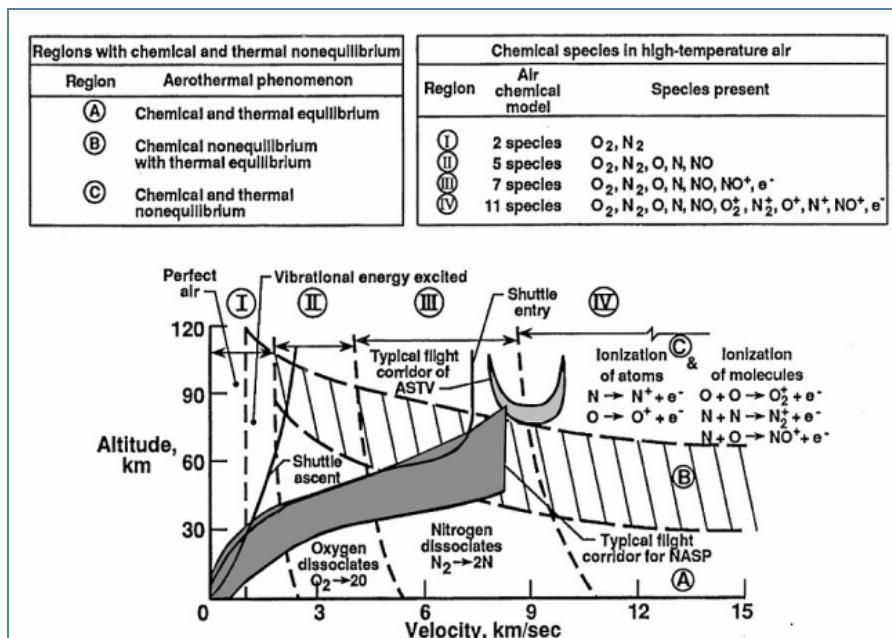


Figure 15 -Découpage en quatre régions pour les régimes d'écoulement rencontrés au cours d'une rentrée atmosphérique [34]

Les états internes qui sont les plus importants dans notre problématique pour les molécules sont les états électronique (notés  $\Lambda$ ), les états de vibration(notés  $v$ ) et ceux de rotation(notés  $J$ ). Ces trois types d'états sont couplés entre eux. La Figure 16a présente quelques états électronique de  $N_2$  et de l'ion  $N_2^+$  tracés en termes d'énergie des états en fonction de la distance internucléaire des noyaux constituants. Chaque état électronique possède des états de vibration et de rotation avec des écarts en énergie moindres comme indiqués dans la Figure 16b.

A l'équilibre thermodynamique, la répartition des populations sur les niveaux d'une molécule ou d'un atome suit une distribution de Boltzmann. Dans ce cas, si on a un ensemble de molécules de population totale  $n$ , l'expression de la population  $n_i$  sur un niveau

$$i, d'énergie E_i, est donnée par : n_i = \frac{n}{Q} e^{\left(\frac{-E_i}{k_B T}\right)}$$

où,  $T$ , est la température de Boltzmann définie intrinsèquement par cette relation,  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $Q = \sum_i e^{\left(\frac{-E_i}{k_B T}\right)}$  est le facteur de normalisation appelé fonction de partition. Dans le cas des molécules, l'approximation de Born-Oppenheimer [35] permet de développer cette distribution à l'aide des distributions partielles sur les niveaux électroniques, vibrationnels et rotationnels. On peut ainsi écrire :

$$n_{\Lambda v k} \approx n(\Lambda) \cdot n(\Lambda v) \cdot n(\Lambda v k)$$

$$n(\Lambda) = \frac{e^{\left(\frac{-E(\Lambda)}{k_B T_\Lambda}\right)}}{Q_\Lambda} \quad n(\Lambda, v) = \frac{g_v e^{\left(\frac{-E(\Lambda, v)}{k_B T_v}\right)}}{Q_{\Lambda v}} \quad n(\Lambda, v, k) = \frac{g_k e^{\left(\frac{-E(\Lambda, v, k)}{k_B T_R}\right)}}{Q_{\Lambda v k}}$$

où  $g_v$  et  $g_k$  et sont les facteurs de dégénérescence de la vibration et de la rotation respectivement.  $T_\Lambda$ ,  $T_v$  et  $T_R$  sont respectivement les températures électronique, de vibration et de rotation caractérisant les distributions de Boltzmann sur les trois groupes d'états respectifs.  $Q_{\Lambda v k} = \sum_k g_k e^{(-\beta_k E(\Lambda, v, k))}$  et  $Q_{\Lambda v} = \sum_k g_v e^{(-\beta_v E(\Lambda, v))}$  sont les fonctions de partition avec : et .

$\beta_v = \frac{1}{k_B T_v}$  et  $\beta_k = \frac{1}{k_B T_R}$  A l'équilibre complet, toutes ces températures sont égales à la température externe (de translation)  $T = T_\Lambda = T_v = T_R$ .

Si on prend le cas d'une molécule diatomique simple et que l'on considère que les principaux états d'électronique, de vibration et de rotation (environ 30 pour chacun), on arrive à  $30 \times 30 \times 30 = 27000$  états ou particules à considérer pour la mécanique des fluides. Les moyens de calculs actuels ne sont pas encore prêts pour traiter autant d'équations aérodynamiques associées à ces états et couplées entre elles (traitement dit 'state to state' complet). Depuis les années 70, on a cherché des hypothèses simplificatrices pour ramener ces équations à un plus petit nombre. Le premier modèle (et le plus connu) est celui de Chul Park [36] en 1987 qui ne considère que les principales espèces chimiques en jeu et pour chaque espèce, ne considère que deux températures  $T = T_R$  et  $T = T_v$  pour décrire les niveaux internes. Les termes sources, soit de disparition par dissociation moléculaire ou d'apparition par recombinaison des atomes, sont calculés avec la température intermédiaire  $\sqrt{T_R T_v}$ . Ce type de modèle implanté dans des codes CFD a permis de mieux approcher la réalité des phénomènes aérodynamiques ainsi la modélisation du rayonnement dans des codes dédiés comme NEQUAIR[37].

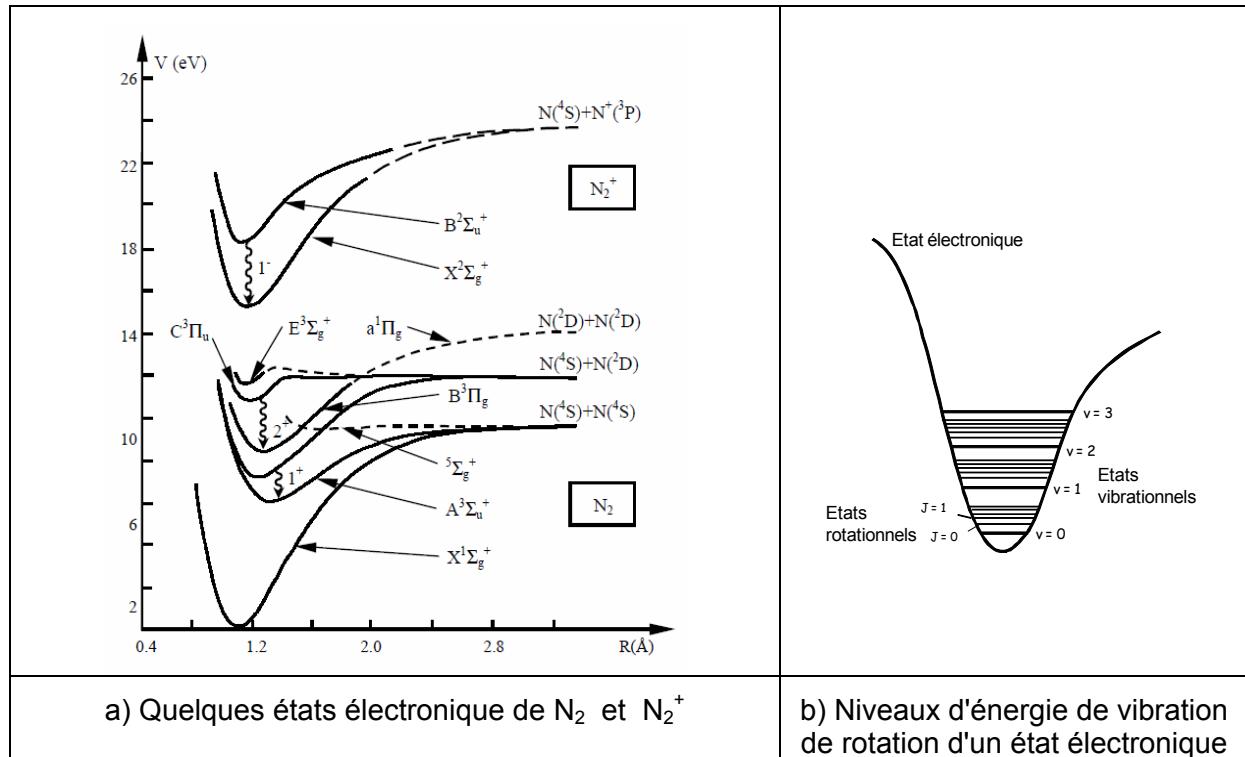


Figure 16 - Exemples d'états (et d'énergies d'états associés) de la molécule  $N_2$

Depuis, de nombreux autres modèles sont apparus ([37][39] en donnent d'excellentes revues) et ont été implantés dans la plupart des codes aérodynamiques utilisés de nos jours pour la modélisation de la rentrée atmosphérique. Nous ne détaillerons pas ici ces codes de calculs. Nous donnons simplement dans le Tableau 1 une liste des plus connus en citant les références bibliographiques qui les décrivent amplement.

Code	Réf.	Organisme
CFD		
DPLR	[40]	NASA Ames
LAURA	[41]	NASA Langley
LORE	[42]	ESA, AOES
Tau	[43]	DLR
TINA	[44]	FGE
Celhyo	[45]	ONERA
DS2V/3V (DSMC)	[46]	Société australienne
Rayonnement		
NEQUAIR	[37]	NASA
SPECAIR	[47]	Stanford, ECL
RADEQUIL	[48]	NASA
PARADE	[49]	FGE, ESA
CR Model	[50]	NASA
HERTA (Transfert radiatif)	[51]	IRS Stuttgart
ASTRE (Transfert radiatif)	[52]	ONERA

Tableau 1 - Principaux codes de calculs pour l'hypersonique

Ces codes sont de plus en plus performants mais ils ne modélisent pas encore toute la réalité d'une rentrée atmosphérique. La comparaison entre les résultats issus de ces codes amène aussi des différences notables pour expliquer un même phénomène. A titre d'exemple, la Figure 17 extraite de [53] montre des différences notoires sur l'analyse des flux thermiques impactant la sonde Huygens descendant sur Titan.

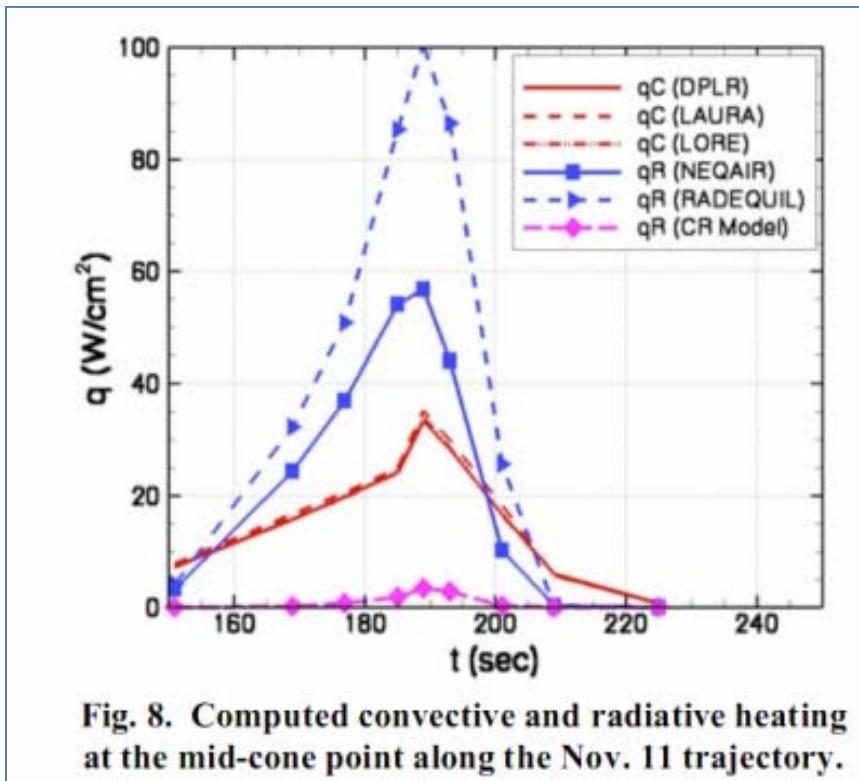


Figure 17 - Comparaison des résultats de calculs de flux thermique sur la sonde Huygens[53]

Des modélisations physico-chimiques sont donc encore nécessaires pour améliorer ces codes ainsi que des mesures pour affiner les coefficients de réactions chimiques et permettre de choisir et/ou valider ces modélisations.

#### 1.1.4 Les souffleries hypersoniques pour la rentrée atmosphérique

La validation des modèles aérodynamiques nécessite de mener des essais en soufflerie reproduisant à échelle réduite les phénomènes rencontrés en vol. La Figure 18 montre schématiquement les principales classes de souffleries hypersoniques avec quelques indications sur les conditions de fonctionnement. Nous allons décrire brièvement les raisons qui amènent à ces conditions extrêmes en température et pression dans la partie réservoir à partir de laquelle s'effectue le détendeur adiabatique pour produire l'écoulement à haute vitesse.

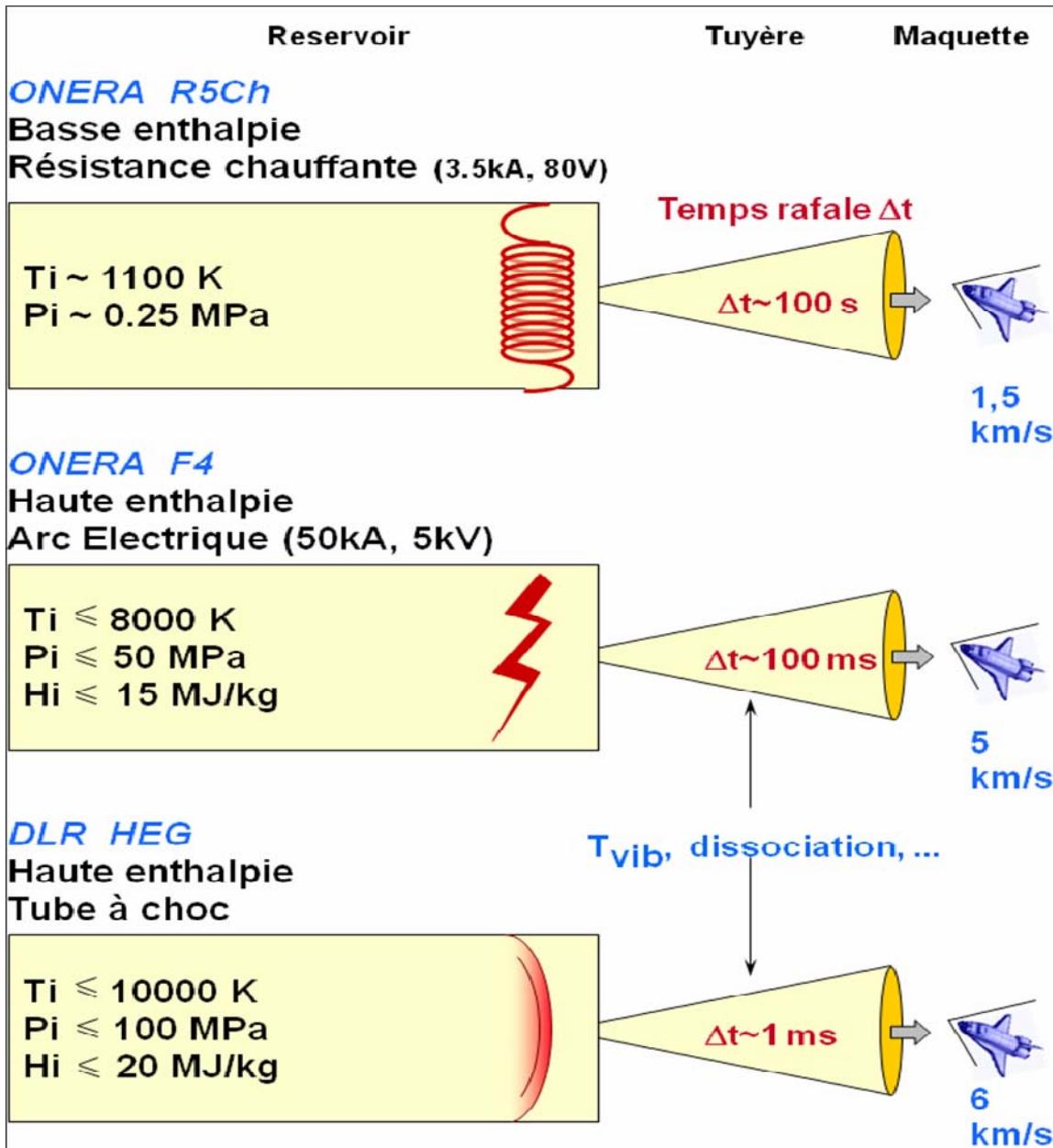


Figure 18 - Principales classes de souffleries hypersoniques

Afin que la représentation des phénomènes rencontrés en vol soit valable en soufflerie, il faut conserver les mêmes valeurs pour certains paramètres comme la vitesse ainsi que pour des paramètres de similitude comme le nombre de Mach, le nombre de Reynolds, le paramètre de raréfaction  $\rho L$  etc. Il n'est pas possible de reproduire simultanément tous les paramètres en jeu dans une même soufflerie. On doit procéder par un ensemble de tests différents pour chaque paramètre dans une même soufflerie ou, le plus souvent, dans plusieurs souffleries suivant le domaine des valeurs que l'on veut étudier pour chaque paramètre.

Pour la rentrée atmosphérique, un des paramètres de similitude qui détermine le choix d'une soufflerie est le paramètre de raréfaction,  $\rho L$  où  $\rho$  est la densité et  $L$  une longueur caractéristique du véhicule [54]. En soufflerie, si l'on réduit  $L$  d'un facteur 30, il faut par conséquent augmenter  $\rho$  de ce même facteur. Par exemple, vouloir représenter une

situation de rentrée à 70 km d'altitude, correspondant habituellement au maximum de flux thermique sur un véhicule terrestre et où la densité est de l'ordre de  $10^{-4}$  kg/m<sup>3</sup>, implique de générer un écoulement à une densité de  $3 \cdot 10^{-2}$  kg/m<sup>3</sup>. Et si on associe une vitesse de 6 km/s à cet écoulement que l'on souhaite générer via une détente iso-enthalpique dans une tuyère à partir d'un réservoir, il est nécessaire [15] d'avoir une énergie d'environ 23 MJ/kg et une pression de 90 MPa pour le gaz statique dans le réservoir. Une estimation par la loi des gaz parfaits montre que ceci implique une température d'environ 10000 K pour le gaz. En réalité, comme déjà dit plus haut, l'énergie sera aussi repartie sur les modes internes (rotation, vibration électronique) ainsi que sur les processus de dissociation, ionisation et les réactions chimiques et on aura une température cinétique bien moindre. Néanmoins, elle reste suffisamment élevée (d'environ 6000 à 8000 K) pour que peu de matériaux puissent résister sur des temps longs. Ceci explique pourquoi les solutions trouvées pour simuler ce type d'écoulement pour la rentrée sont dans la génération de rafales brèves de quelques millisecondes pour ne pas détruire le réservoir. Jusqu'à présent, il n'y a que deux catégories de souffleries qui permettent de produire ces conditions extrêmes : les souffleries à arc bref et les tubes à choc à piston libre.

C'est ainsi que, pour le projet Européen Hermès, on a construit dans les années 90's la soufflerie à arc F4 à l'ONERA à Le Fauga [55], le tube à choc HEG au DLR à Göttingen [56] et la soufflerie à plasma Scirocco au CIRA à Naples[57] dont les principales caractéristiques sont données dans les Figure 19, Figure 21 et Figure 22. Le but était d'étendre à plus haute enthalpie le parc des souffleries hypersoniques européennes existant et comprenant, entre autres, la soufflerie à arc LBK du DLR à Cologne[58], le tube à choc TH2 à Aachen [59] et les installations à plasma de l'IRS [60]. D'excellentes revues de ces installations peuvent être trouvées dans les références [61][62][63][64][65]. Il y a bien entendu des installations équivalentes aux Etats Unis, en Russie (plus accessibles aux projets Européens) et au Japon [67]. La Figure 19 présentent les principales caractéristiques des souffleries aérodynamiques à haute enthalpie en Europe. Quelques installations à basse enthalpie dans lesquelles j'ai mené des campagnes d'essais y sont aussi indiquées.

Name (operated since)	Company and location	Mach number	Nozzle exit diameter (m)	Useful core (m)	Test gas	Flow regime	T0 (K)	P0 (atm)	Rel 10 <sup>-7</sup> (m <sup>-1</sup> )	Run time (ms)	Comments
High enthalpy											
F4 1992	ONERA Fauga-Mauzac	7 to 21	Φ 0.43 Φ 0.67 Φ 0.93	Φ 0.258 Φ 0.402 Φ 0.558	Air N2 CO2	Hot-shot	>7500	200 to 1000	0.5 at M=10 0.1 at M=21	<200	
HEG high enthalpy 1991	DLR Göttingen	7.8 - 8.2	Φ 0.88	Φ 0.5	Air N2 CO2	Free piston Shock tunnel	7000 to 9900	350 to 900	0.02 to 0.07	1	High enthalpy run conditions: $h_0 = 11 - 23 \text{ MJ/kg}$
HEG low enthalpy 2002		8	Φ 0.59	Φ 0.38	as above	as above	3100	175	0.46	<10	Low enthalpy run conditions: $h_0 = 3 \text{ MJ/kg}$
TH2	RWTH Aachen	6 to 12	Φ 0.576 Φ 0.586	Φ 0.4 Φ 0.4	Air N2 CO2	Shock tunnel	1500 to 7400	<830	0.05 to 1.6	<6	Detonation driver mode for high enthalpy conditions
TCM2 shock tunnel 1992	IUSTI Marseilles	5.8 – 7.6	Φ 0.205	Φ 0.123	Air	Free piston shock tunnel	2800 6500	170 450		<1	Low enthalpy run conditions: $h_0 = 3.5 \text{ MJ/kg}$ High enthalpy run conditions: $h_0 = 11 \text{ MJ/kg}$
TCM2 shock tube 2001		16	No nozzle (shock tube diameter 0.07 m)		CH4/ N2/Ar CO2/ N2	Free piston shock tube					
Low enthalpy											
R5	ONERA Chalais- Meudon	10	Φ 0.35	Φ 0.21	Air	Blow- down	<1100	2.5	0.167	90	
V2G	DLR Göttingen	12-25	Φ 0.4	Φ 024	Air	Rarefied	<1500	<150	0.001 – 0.1	continu ous	Upgraded in 2002 to T0 = 2500 K for 600 s
V3G		7-28	Φ 1.3	Φ 0.78	Air, N2, Ar, He, Xe, CF4		800	<50	<0.001		Also used as vacuum chamber for plume studies and space qualification
LONG SHOT	VKI Brussels	14 15 to 20 10 to 15	Φ 0.43 contoured Φ 0.6 conical Φ 0.6 conical	Φ 0.258 Φ 0.36 Φ 0.36	N2 N2 CO2	Free piston shock tunnel	<3000	<4000	0.25 - 2	0.02 – 0.08	

Figure 19 - Principales installations aérodynamiques à haute enthalpie ainsi que quelques installations à basse enthalpie en Europe [63]

TPS ground testing facilities – I – Arc jet type

Name (operated since)	Company and location	Size of model (m)	Flow Regime	T0 (K)	P0 (atm)	Rel (m <sup>-1</sup> )	Running time	Comments
SCIROCCO (2001)	CIRA Capua	0.6x0.6x0.6	Segmented arc heater  4 conical nozzles  M = 6 - 12  M = 1.7, 2.4, 2.6 contoured/flare nozzles	< 10000	1 to 17	1E+04 to 2E+05	up to 30 min	70 MW segmented arc heater for TPS components testing  Enthalpy from 2.5 to 45 MJ/Kg  Heat flux up to 2.5 MW/m <sup>2</sup>
L2K	DLR Köln	0.15x0.25x0 .07	Arc heater  M = 4 to 8 laminar flow	< 6000	10	<1E+0 4	up to 120 min	1.4 MW Huels arc heater  Enthalpy up to 25 MJ/kg - heat flux up to 2 MW/m <sup>2</sup>  Tests of TPS components and local ATD
SIMOUN	EADS/LV St Médard	φ 0.05 stagnation  0.3x0.3 flat plate or wedge	Arc heater  M = 4.5 contoured nozzle  M = 5 super-elliptic nozzle		1 to 18		up to 30 min	6 MW Huels arc heater  Enthalpy from 4 to 14 MJ/Kg (air)  Heat flux up to 4 MW/m <sup>2</sup>
PWK1	IRS	φ < 0.1 (RD5)	Magnetoplasmadynamical generator (MPG)	< 15000	< 0.07	10-100	< 3 hours	6 MW MPG RD5 (noz. ex. 120 mm) or RD7 (noz. ex. 320 mm)
PWK2	Stuttgart	φ < 0.4 (RD7)	RD5 or RD7 : subsonic flow				< 3 hours	Enthalpy <150 MJ/Kg - heat flux up to 100 MW/m <sup>2</sup>
PWK4		φ < 0.1	Thermal arc generator RB3 : supersonic flow		< 0.2		< 3 hours	Enthalpy <20 MJ/Kg - heat flux up to 5 MW/m <sup>2</sup>
PWK5		φ < 0.01	Thermal arc generator APG1 : supersonic flow  Ar, Ar/O <sub>2</sub> , Ar/CO <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> /CH <sub>4</sub>		1.		< 3 hours	Enthalpy <12 MJ/Kg
PWT 1	CORIA Rouen	φ 0.025	Arc heated N <sub>2</sub> , Ar, CO <sub>2</sub> -N <sub>2</sub> supersonic	< 12000	0.001		< 3 hours	15 kW  LIF, emission/absorption spectroscopy, Langmuir probe
SR5	Lab. Aérothermique Orléans	φ 0.100-0.150	Arc heated N <sub>2</sub> , Ar, CO <sub>2</sub> -N <sub>2</sub> , air supersonic (conical nozzle)	6000-7000	0.4	1E+04 (estimate)	a few hours	Electric power 5-10 kW low density plasma jet (0.2 g/s) Typical enthalpy 17-20 MJ/kg,

SAPHyR								SR5: under-expanded (non uniform) low-density plasma jet SAPHyR (under development): uniform flow

TPS ground testing facilities – II – Induction type

Name (operated since)	Company and location	Size of model (m)	Flow Regime	T0 (K)	P0 (atm )	Rel (m <sup>-1</sup> )	Running time	Comments
PLASMATRON (1998)	VKI Rhode-St-Genèse	ϕ 0.08 ϕ 0.16	Induction 400 kHz Air, Ar, N <sub>2</sub> , CO <sub>2</sub>	<10000	0.005- 0.5	100-300	up to 1 hour	1.2 MW Plasmatron - Enthalpy 10 to 40 MJ/kg (air) heat flux up to 2900 kW/m <sup>2</sup> Model size is ESA standard 50 mm Advanced MT: LIF, em./abs. spectroscopy, Langmuir probe
U-13 (1982)	TSNIIMASH Korolev Moscow Region	ϕ 0.05 0.27x0.4	Induction 440 kHz subsonic supersonic	3000- 8000	0.01- 0.2	400- 2000	<100 min	1 MW Plasmatron - Enthalpy 5 to 10 MJ/kg (air) heat flux 70 to 2500 kW/m <sup>2</sup>
PWK3	IRS Stuttgart	ϕ < 0.1	Induction (IPG3 and IPG4 and IPG5) : subsonic or supersonic Air, N <sub>2</sub> , O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> , CO <sub>2</sub> , CO <sub>2</sub> +dust		<0.1		up to 5400 s	150 kW PWK3+IPG3 or IPG4 or IPG5 Enthalpy <50 MJ/Kg
COMETE	EADS/LV St Médard	ϕ 0.05	Induction 2.7 MHz Subsonic - diameter 80 mm Air, Ar, N <sub>2</sub> , CO <sub>2</sub>		<0.4		up to 30 min	120 kW Plasmatron - Enthalpy >8 MJ/kg (air) heat flux 300 to 3000 kW/m <sup>2</sup>
IPWT	CORIA	ϕ 0.05	Induction 1.7 MHz	<9000	0.001 to		up to 30 min	100 kW with heat flux : 300 to 2000 kW/m <sup>2</sup>

	Rouen		Subsonic or Supersonic  diameter 70 mm  Ar, N2, CO2, air  Air, N2, CO2, O2 and HC		0.1			LIF, emission/absorption spectroscopy, Langmuir probe
--	-------	--	---	--	-----	--	--	---

**TPS ground testing facilities – III – Ageing and catalycity study type**

BLOX	ONERA Palaiseau	ϕ 0.025	a few m/s  Ar, N2, O2, CO2, air	1070- 2270	0.001 to 1		60 s to 8 hours	Testing of anti-oxidation thermal protection materials  Laser heating  Independent parameters : pressure, temperature, gas
MESOX	CNRS - IMP Odeillo Paris	ϕ 0.025	a few m/s  Ar, N2, O2, CO2, air dissociated by a 2450 MHz microwave generator	1000- 2000 1173	0.001 to 0.03 un plasma conditi on		10 s to several hours	Testing of anti-oxidation thermal protection materials  Thermo-radiative properties evaluation  Concentrated solar heating  Independent parameters : pressure, temperature, gas  Ageing of materials

Figure 20 - Principales installations pour les études TPS en Europe [63]

Les deux souffleries F4 et HEG ne simulent que la partie à plus haute enthalpie d'une trajectoire de rentrée. Pour la mise au point d'un véhicule, il faut bien sûr faire des tests aux autres conditions de la trajectoire dans d'autres souffleries dédiées. A titre d'exemple et très loin d'être exhaustive, la Figure 23 suivante (extraite de [66]) donne, pour deux véhicules étudiés en Europe ces dernières années, les domaines des conditions simulées par les souffleries F4 et HEG ainsi que les tubes à choc à basse enthalpie RWTH TH2 et VKI Longshot [68].

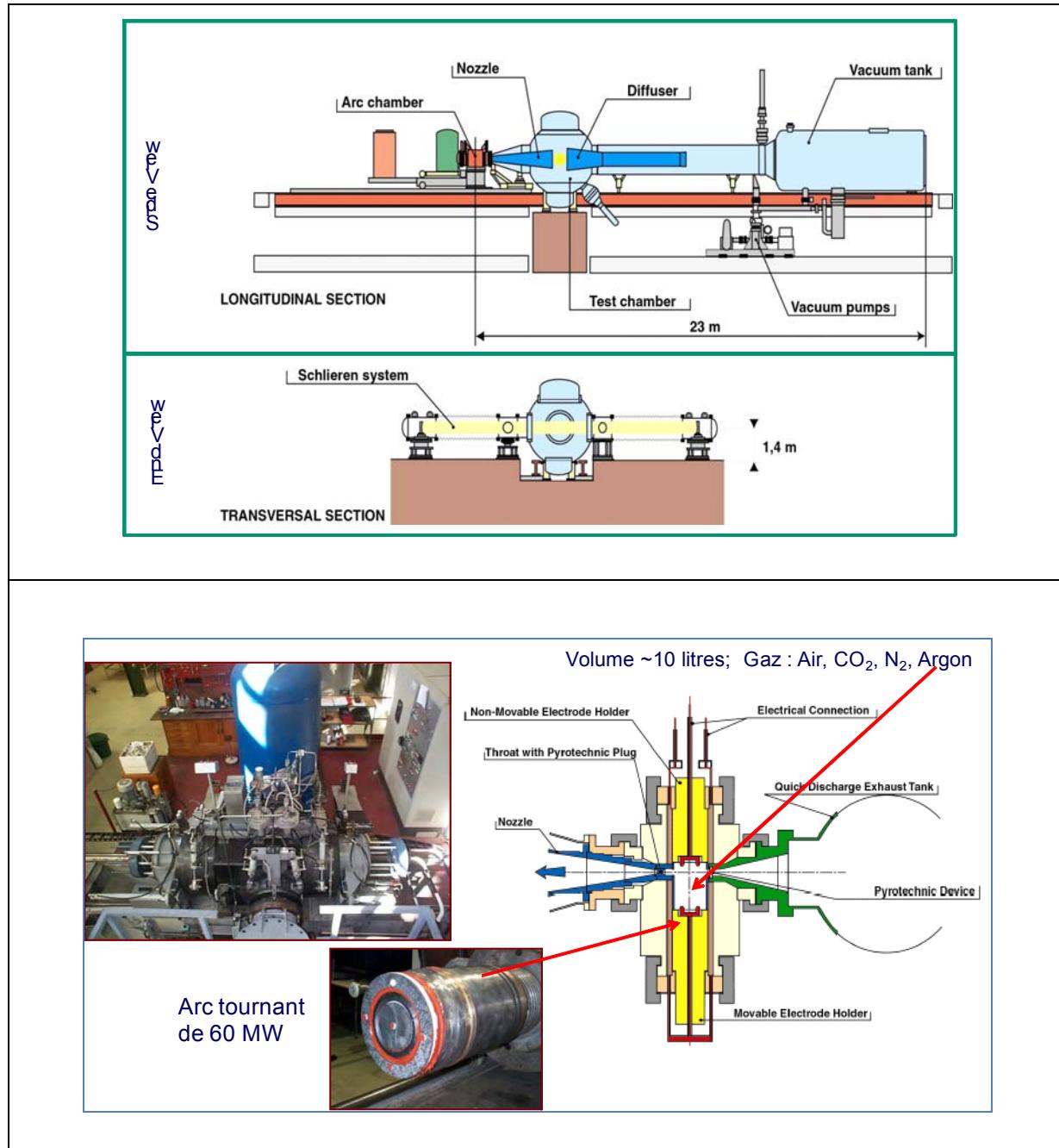


Figure 21 - Vues, schéma et principales dimensions de la soufflerie F4 [55]

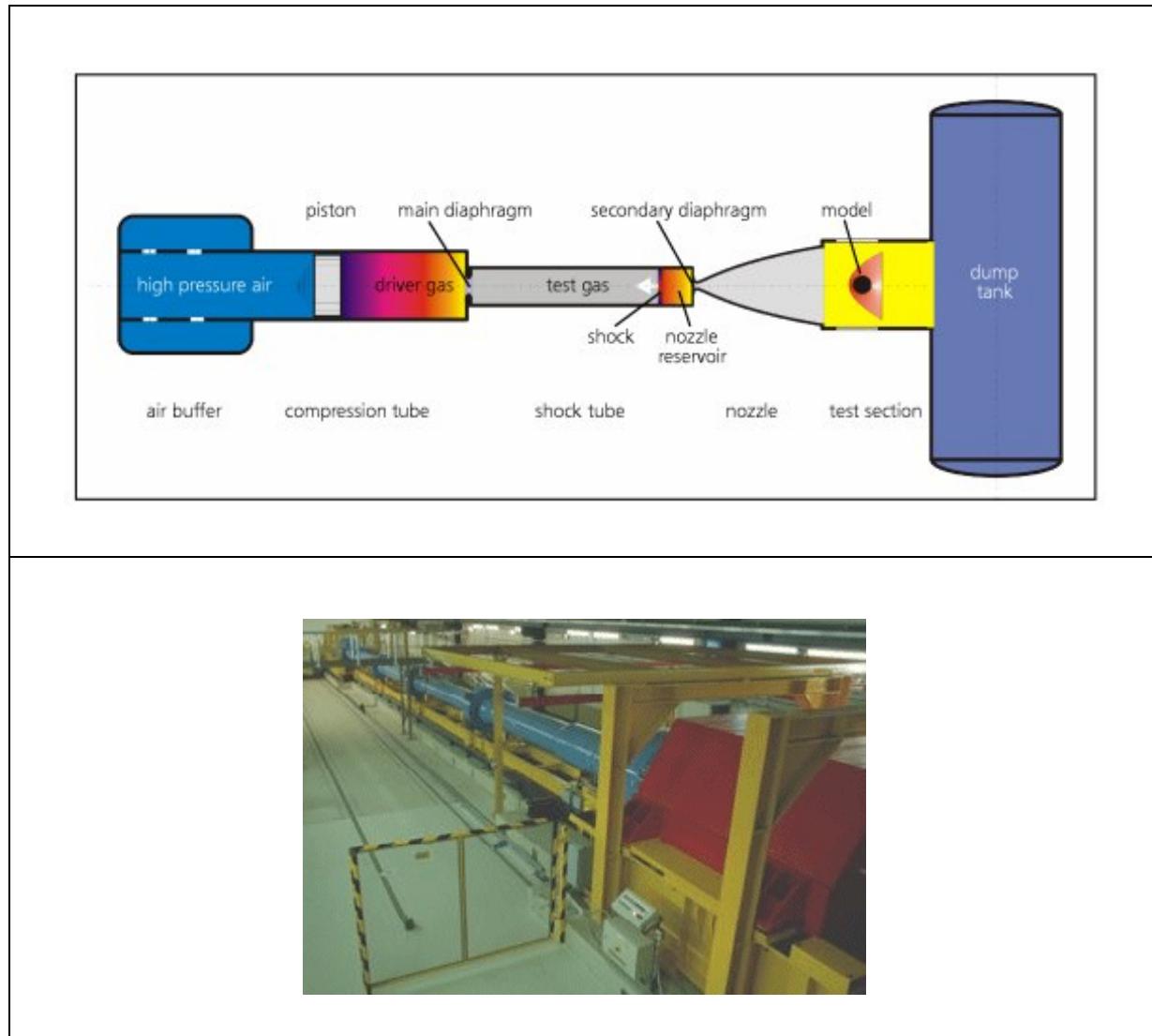


Figure 22 - Vues et schéma du tube à choc HEG [56]

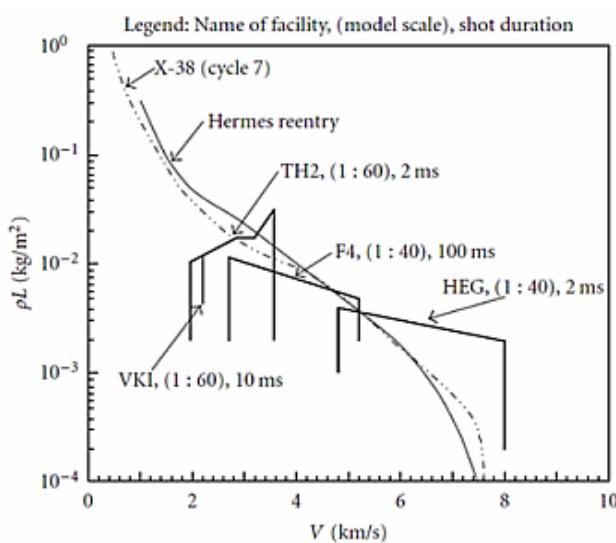


Figure 23 - Domaines de fonctionnement des souffleries F4, HEG, TH2 et VKI comparés à deux trajectoires de rentrée [66]

Il faut mentionner aussi une autre catégorie de souffleries dédiées aux tests de flux thermiques sur des maquettes sans pour autant avoir des écoulements représentatifs d'une trajectoire de rentrée en terme de vitesse, pression, etc. Ce sont soit des souffleries à arc (Sirocco, LBK ou Simoun) ou soit à plasmatron (au VKI et à l'IRS) dont un état de l'art est donné dans l'article de Muylaert et al [65] pour la rentrée terrestre. Bugel et al [62] présente une revue de ces souffleries pour la rentrée martienne. La Figure 20 donne les principales caractéristiques des installations en Europe dédiées aux études de revêtement thermique (TPS).

Les écoulements libres (soit, en amont de toute maquette) générés par toutes ces installations à haute enthalpie ou à fort flux thermiques ne sont pas complètement caractérisés jusqu'à présent ou, du moins, avec une précision suffisante pour valider ou calibrer les codes aérodynamiques car beaucoup d'écart existent avec les résultats fournis par ces derniers. A titre d'exemple, la Figure 24 (extraite de [69]) montre des comparaisons entre des valeurs mesurées avec des sondes classiques pour les paramètres de pression  $P$  et masse volumique  $\rho$  à trois codes de calculs pour l'écoulement libre dans le tube à choc HEG.

Les mesures par les sondes classiques sont ainsi assez critiquées, ce qui explique les efforts pour développer des moyens de diagnostics non intrusifs (particulièrement les moyens optiques). Ces efforts se justifient d'autant plus que les écoulements générés sont déjà dans un état de déséquilibre thermochimique et sont pollués suite à l'érosion des électrodes ou de la paroi de la chambre génératrice. De ce fait ces écoulements sont loin de représenter exactement la réalité en vol (où le gaz en amont de tout choc est le plus souvent à l'équilibre) d'où la nécessité des essais en vol à l'aide de démonstrateurs mais ce sont des projets qui coûtent cher. On peut aussi passer par l'étape intermédiaire des essais en soufflerie balistique où l'on catapulte des maquettes mais il existe très peu de ce type d'installation.

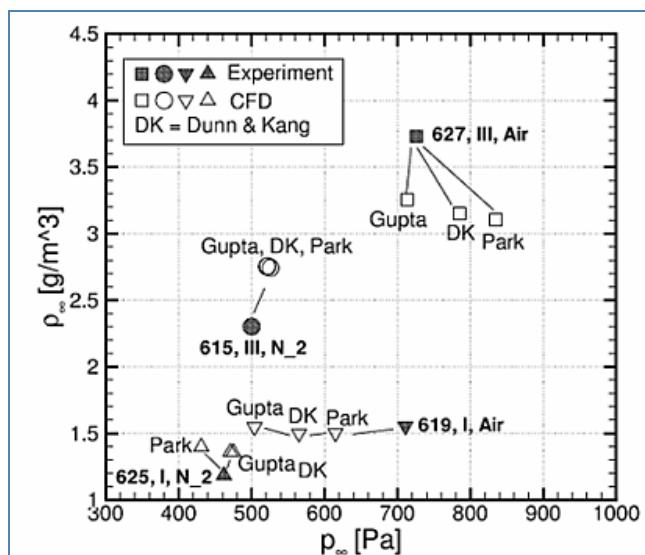


Figure 24 - Comparaison entre valeurs mesurées et calculées pour la pression et la masse volumique dans l'écoulement libre du tube à choc HEG

## 1.2 Les moyens de mesures

Lors des essais en vol ou en soufflerie, pour caractériser au mieux un véhicule ou sa maquette, on a besoin de mesurer un grand nombre de grandeurs physiques à des endroits différents autour et/ou sur l'objet testé. Les mesures peuvent être regroupées en trois classes principales :

- mesures dites de champ pour caractériser l'écoulement gazeux autour du véhicule ;
- mesures surfaciques pour caractériser les flux thermiques impactant le véhicule ;
- mesures d'efforts sur le véhicule.

La Figure 25 présente ces classes de grandeurs dont la liste est loin d'être exhaustive pour caractériser les principaux phénomènes d'une rentrée atmosphérique.

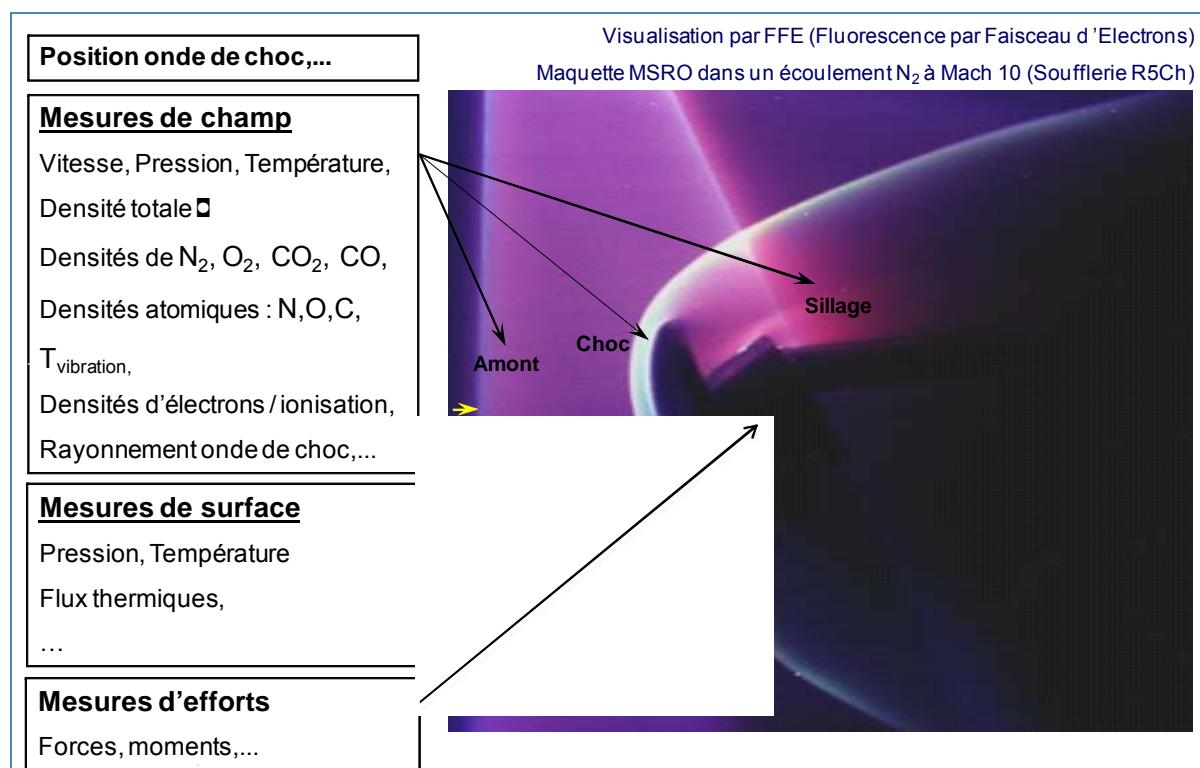


Figure 25 - Liste de besoins en mesures (non-exhaustive)

La Figure 26 donne une liste, non-exhaustive aussi, des diverses moyens de mesures utilisées dans le domaine hypersonique. En général, ils sont très efficaces à basse enthalpie (au sens de l'absence des réactions chimiques) et à des densités relativement élevées supérieures à  $10^{-2} \text{ kg/m}^3$ . Mais très peu peuvent être étendus à haute enthalpie pour des raisons de tenue thermique ou de perturbations dues aux réactions chimiques, au rayonnement et à d'autres phénomènes apparaissant à haute température et à basse densité ou à grande vitesse. Pour ce dernier effet, les techniques à ensemencement comme

la PIV ou la LDV sont inapplicables avec les particules d'ensemencement actuelles qui n'arrivent pas à suivre l'écoulement [70].

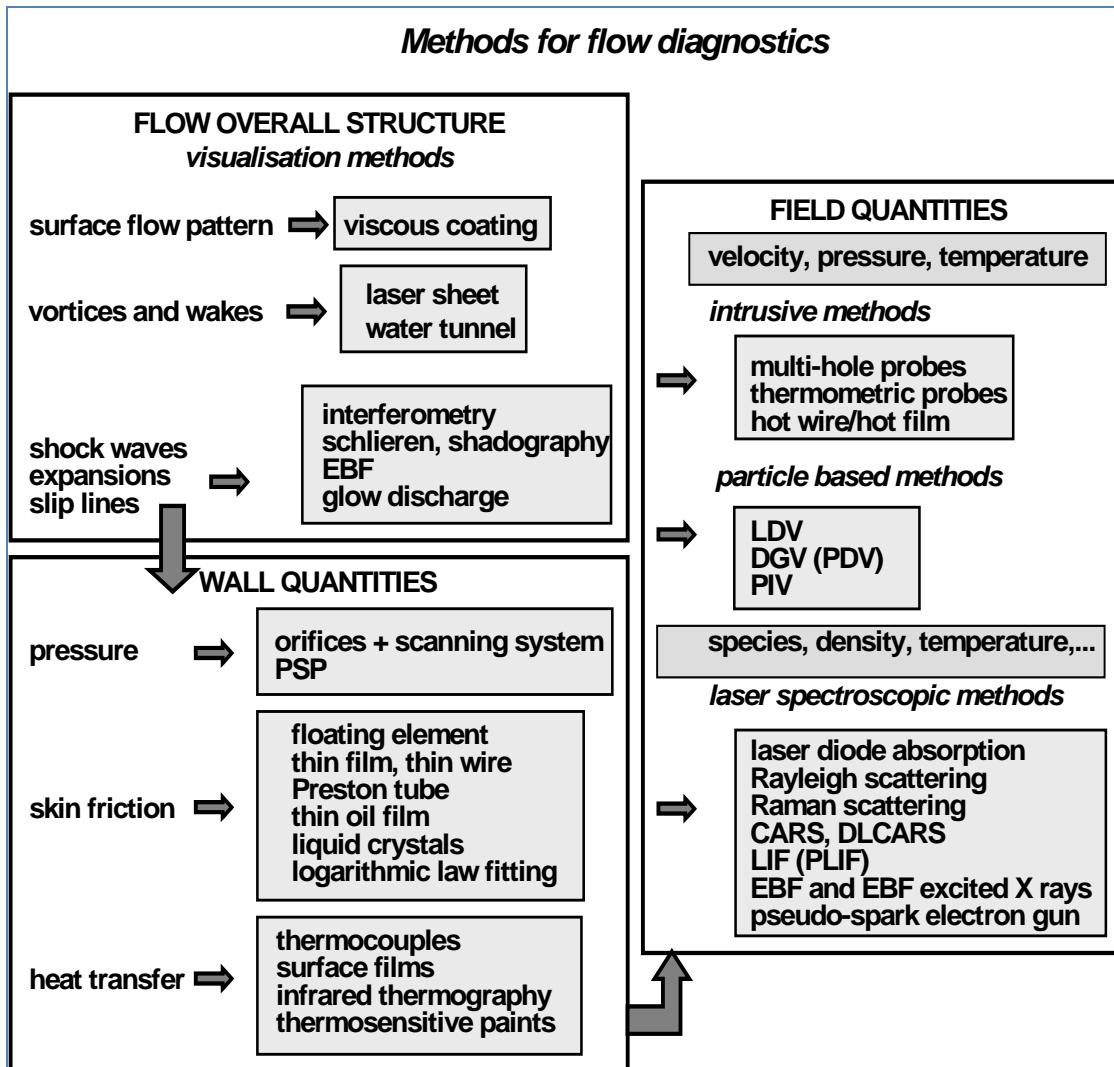


Figure 26 - Liste non-exhaustive de moyens de mesures en aérodynamique

Il est communément admis que les moyens optiques offrent plus de perspectives pour une utilisation à haute enthalpie. Une des raisons majeures réside dans leur nature non intrusive, ce qui leur offre plus de chance de s'affranchir du problème de tenue thermomécanique ou de perturbations chimiques. Néanmoins leurs applications ne sont pas si aisées comme le montre le Tableau 2 qui liste les principales difficultés rencontrées. Dans ce document, je ne traiterai que les moyens de mesures dites "de champ d'écoulement" qui ont fait l'objet de mes recherches à l'ONERA. Pour les mesures de surface, le lecteur peut se référer à l'excellente revue citée en [71]. On peut noter aussi la méthode originale de mesure par thermographie en face arrière [72] développée à l'ONERA au cours du projet "PRF Mesures embarquées pour l'Hypersonique". La référence [73] reste l'ouvrage de base pour les mesures de forces dans les installations hypersoniques à impulsions brèves.

Difficulté	Conséquence
Ecoulement de courte durée et à basse densité	Les mesures par laser souvent analysent un signal qui est proportionnel à la densité et la courte durée ne permet pas des longs temps d'intégration pour augmenter le rapport signal sur bruit d'autant plus que l'écoulement est transitoire.
Ecoulement transitoire	Dans les tubes à choc ou à arc-jet, les conditions aérodynamiques changent rapidement (qq % en 1 ms) ce qui requiert des moyens de diagnostic à la cadence d'au moins le kilohertz. On ne peut pas non plus faire de l'accumulation ou du moyennage pour augmenter le rapport signal sur bruit d'une mesure. Souvent aussi, les techniques de mesures ont des plages de fonctionnement plus restreintes que les intervalles de variations des paramètres à mesurer.
Temps de préparation assez long (plusieurs jours) pour un essai	Ceci réduit le nombre d'essais possibles (souvent 3 ou 4) au cours d'une campagne rendant difficile la validation ou les statistiques sur un instrument de mesure
Fond lumineux intense (à large bande dans tout le domaine uv visible auquel sont superposées parfois des émissions atomiques ou moléculaires plus isolées spectralement mais)	Des moyens de filtrage spectral/temporel sophistiqués doivent être employés pour atténuer ce fond lumineux, souvent au détriment du signal utile qui généralement n'est déjà pas très intense. Le filtrage spectral souvent élimine la possibilité d'effectuer des mesures large bandes comme dans le cas où il est nécessaire d'acquérir toutes les raies ou bandes de vibration d'une molécule pour déterminer correctement les températures de rotation ou de vibration ou observer un déséquilibre Boltzmanien.
Haute température	Ceci amène à une distribution de populations sur un plus grand nombre de niveaux ce qui défavorise les techniques sondant un (ou quelques niveaux) d'énergie d'une espèce moléculaire.
Non-équilibre	Ceci rend difficile l'interprétation des mesures effectuées sur un ou quelques niveaux. Les raies ou bandes associées à ces niveaux peuvent aussi être perturbées par d'autres bandes présentes dans des cas de déséquilibre.

Tableau 2 - Principales difficultés pour les techniques optiques dans le cadre de sondage des écoulements à haute enthalpie

### 1.3 Les mesures non intrusives spectroscopiques

Les techniques optiques sur lesquelles on a fondé le plus d'espoir pour des mesures dans le champ d'un écoulement hypersonique à haute enthalpie sont celles dites spectroscopiques. La liste suivante présente les principales techniques spectroscopiques développées au cours de ces dernières décennies :

1. **La spectroscopie d'émission**
2. La fluorescence induite par laser (LIF et TALIF)
3. La diffusion Raman
4. La DRASC (CARS)
5. **La Diffusion Rayleigh**
6. **La Fluorescence par Faisceau d'Electrons (FFE en français ou EBF en anglais)**
7. **La spectroscopie d'absorption à diode laser (TDLAS ou DLAS)**  
(en gras: les techniques qui on fait l'objet de mes recherches)

La Figure 1 présente un regroupement possible de ces techniques en quatre familles avec leurs possibilités de mesures en termes de grandeurs physiques ainsi que leurs caractères de mesures locales ou non et leurs possibilités d'imagerie.

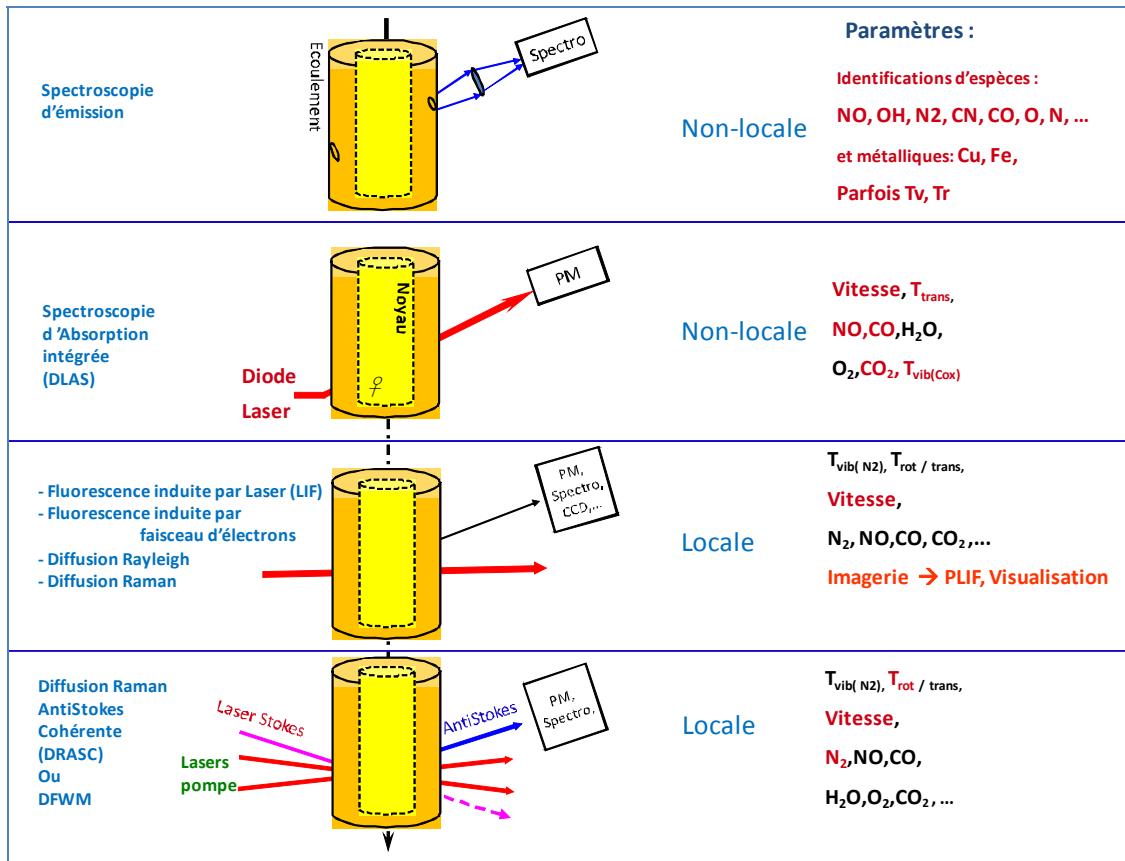


Figure 27 - Les quatre principales familles de techniques optiques spectroscopiques

Toutes ces techniques optiques, si on écarte la FFE, exploitent l'interaction entre le moment dipolaire ou la polarisabilité d'un atome ou molécule et le champ électrique  $\vec{E}$  d'une onde lumineuse (excitation ou émission). Cette polarisabilité peut s'écrire :

$$\vec{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots)$$

↓  
Optique linéaire      Optique Non-linéaire

où

- $\chi^{(1)}$  est la susceptibilité linéaire du milieu et qui intervient dans les phénomènes de diffusion courants (absorption et fluorescence spontanées, diffusion de Mie/Rayleigh, Raman spontanée),
- $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \chi^{(4)}$  sont les susceptibilités non-linéaires intervenant dans les phénomènes de mélanges de fréquences comme dans les techniques DRASC, mélange à quatre ondes, Raman stimulé ou dans les cristaux doubleurs, tripleurs etc.

Cette approche nous donne une autre façon de regrouper les techniques optiques par leur caractère linéaire ou non-linéaire.

La Figure 28 présente les schémas d'excitations et de désexcitations des états moléculaires intervenant dans les diverses techniques optiques considérées. Des expressions simplifiées de l'intensité du rayonnement diffusée ou de la fluorescence d'une

transition radiative sont aussi données pour montrer la dépendance avec la densité de la population totale  $n_0$  ou la population  $n_i$  d'un état i.

Transitions entre niveaux réels	Transitions utilisant des niveaux virtuels
<b>a) Spectroscopie d'émission</b> $I_{jk} \cong C^{\text{ste}} n_j v_{jk} \frac{A_{jk}}{A_j + n_q Q_j}$	<b>d) Diffusion Rayleigh</b> $I \cong C^{\text{ste}} I_L n_0 v_L^4$
<b>b) LIF</b> $I_{jk} \cong C^{\text{ste}} I_L n_i F_{ij} v_{jk} \frac{A_{jk}}{A_j + n_q Q_j}$	<b>e) Diffusion Raman (spontanée)</b> $\text{Stokes : } I_{ik} \cong C^{\text{ste}} I_L n_i \frac{(v_L - v_{ik})^4}{v_{ik}(1 - e^{-hv_{ik}/kT})}$ <p>[74]</p>
<b>c) FFE</b> $I_{jk} \cong C^{\text{ste}} I_e \left( \sum_i n_i F_{ij} \right) v_{jk} \frac{A_{jk}}{A_j + n_q Q_j}$	<b>f) Diffusion Raman stimulée Antistokes cohérente (DRASC ou CARS)</b>

Figure 28 - Schémas d'excitation-désexcitation des diverses techniques optiques

Les références [75][76][77] citent d'excellents articles de revues de l'emploi de ces techniques en hypersonique ainsi que d'autres techniques optiques non spectroscopiques comme la stroboscopie, l'holographie ou la thermographie infrarouge qui sont des outils complémentaires extrêmement utiles mais qu'il sera trop long d'exposer ici. Dans ce mémoire je vais décrire plus amplement les trois dernières techniques de la liste ci-dessus dont les développements et les applications ont occupés pour une large part mes années de travaux de recherche. Néanmoins, je commenterai aussi brièvement le statut de l'application des autres techniques auxquelles je n'ai pas contribué bien qu'ayant souvent participé aux discussions sur les résultats obtenus par les collègues les appliquant dans les installations où j'ai mené mes développements. Cette courte description a pour vocation de mieux situer les techniques souvent complémentaires dans le cadre de l'effort global mené à l'ONERA et ailleurs pour comprendre ces milieux difficiles que sont les écoulements à haute enthalpie ainsi que leur exploitation pour mettre au point des engins spatiaux.

## 1.4 Spectroscopie d'émission

Au sein d'un gaz à haute enthalpie, les phénomènes de non équilibre (distribution non-Boltzmannienne pour les populations de vibration, la dissociation/recombinaison, l'ionisation et la présence d'électrons) produisent systématiquement du rayonnement dans le domaine UV-visible infrarouge avec des nuances suivant la composition chimique et le niveau des températures. Il y a beaucoup d'efforts (mesures et interprétation) pour exploiter ce rayonnement (particulièrement dans l'UV-visible) afin de déterminer quelques paramètres thermochimiques d'un gaz. L'interprétation s'appuie sur la modélisation des divers processus opto-thermochimiques (excitations par des électrons libres, réactions chimiques, réabsorption, etc.) causant le rayonnement. Divers codes de simulations de rayonnement ont ainsi vu le jour comme NEQAIR [37], SPECAIR [47], RADEQUIL [48] et PARADE [49].

En termes d'instrumentation, le moyen employé est souvent très simple : on prend de nos jours un mini-spectromètre UV-visible (200 à 800 nm), muni d'un réseau qui disperse le spectre de la lumière collectée sur une barrette de photodiodes. Il n'y a pas d'excitation laser ou autre à apporter comme indiquée sur la Figure 28a. On utilise une lentille (ou une fibre optique) pour collecter la lumière venant d'une région de l'écoulement. Ce type d'emploi ne permet donc aucune résolution spatiale. Cependant, les écoulements sondés étant souvent à symétrie cylindrique, on peut penser mettre plusieurs spectromètres à plusieurs endroits ou à divers angle de vue afin de permettre une inversion d'Abel pour arriver à une meilleure résolution spatiale. Mais les tentatives jusqu'à présent ont été sans succès du fait des insuffisances dans la modélisation du rayonnement et de l'écoulement.

Actuellement, la seule mesure qu'on peut déduire du contenu spectral est l'identification de quelques espèces chimiques et de certains niveaux qui sont excités. Les Figure 29, Figure 30 et Figure 31 présentent quelques exemples de spectres d'émission acquis dans les écoulements libres générés dans les souffleries à arc DLR-LBK et ONERA-F4 et dans le tube à choc du DLR-HEG. L'écoulement libre est lui-même souvent lumineux car le gaz est en déséquilibre thermochimique du fait de sa génération par des moyens à arc électrique ou à forte compression.

On doit insister ici sur le fait qu'il n'y a pas nécessairement rayonnement de chacune des espèces ou de chaque état d'une espèce. Par exemple, on voit rarement des émissions de la part des espèces majoritaires non-ionisées comme  $N_2$ ,  $O_2$  (ou  $CO_2$  dans le cas Martien). Souvent ce sont des espèces minoritaires comme  $NO$ ,  $CN$ ,  $O$ ,  $N$  ou les espèces métalliques ablatées de la chambre génératrice comme  $Cu$  et  $Fe$  qui vont donner les émissions les plus

intenses. Pour les écoulements d'air (rentrée terrestre), c'est l'espèce NO qui est le radiateur dominant (émission dans l'UV entre 200 à 300 nm) alors que pour un écoulement à base de CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> (Mars), les espèces les plus rayonnantes sont CN (bande violette à 380 nm) et CO (système 4<sup>+</sup> autour de 200nm).

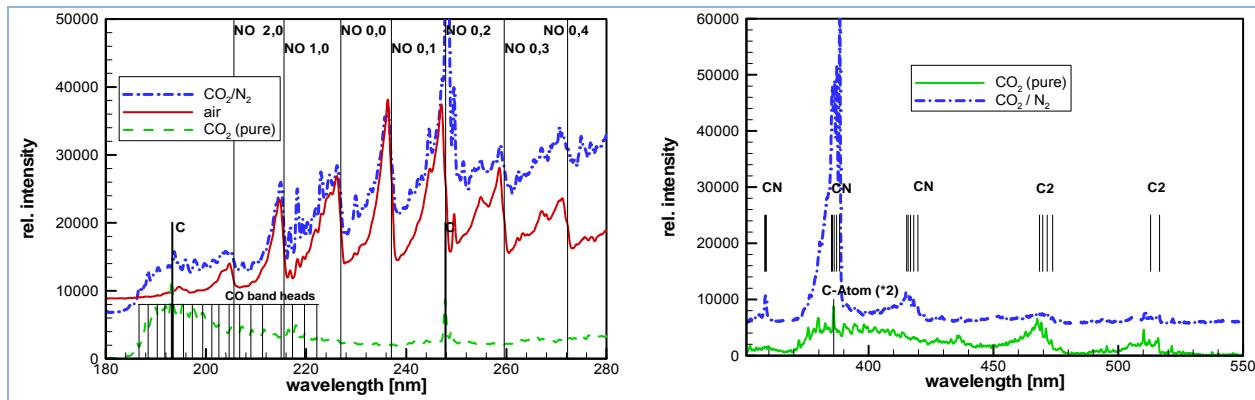


Figure 29- Spectre d'émission d'un écoulement CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> dans la soufflerie LBK.

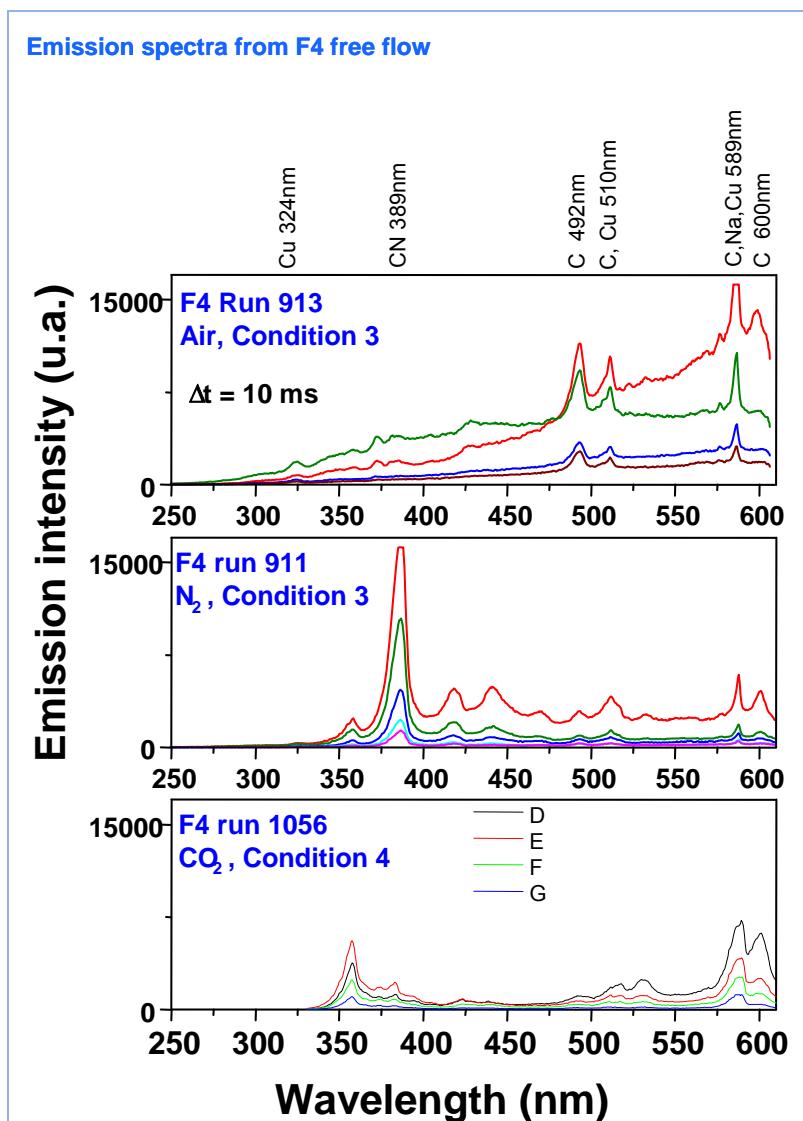


Figure 30- Spectres d'émission de l'écoulement libre pour quelques conditions de fonctionnement de la soufflerie F4

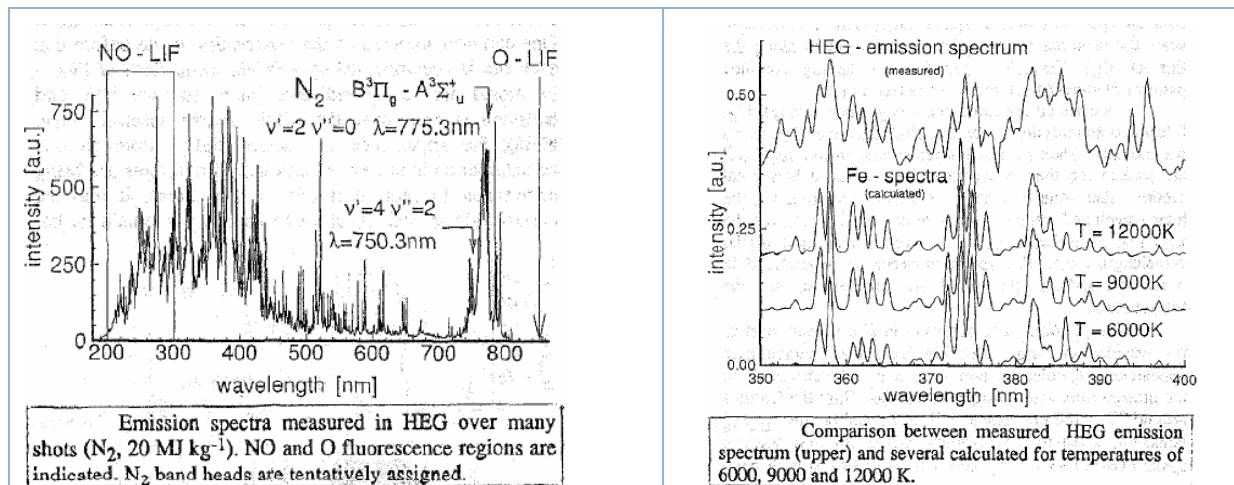


Figure 31 – Exemples de spectres d'émission à HEG

Dans la couche de choc, des particules et molécules ablatées de la surface de la maquette peuvent participer au rayonnement, soit directement, soit via des réactions chimiques avec d'autres espèces de l'écoulement produisant d'autres états ou espèces excitées. A titre d'exemple, la Figure 32, extraite de la référence [80], présente des mesures dans l'onde de choc de la sonde Hayabusa [10] où les spectres contiennent des émissions importantes de CN et de C<sub>2</sub> suite à des réactions chimiques entre l'écoulement et les espèces ablatées du revêtement de la protection thermique en époxy. Les mesures ont été effectuées sur une maquette en soufflerie et sur la sonde elle-même au cours de sa rentrée en 2010[80]. On peut noter l'absence des bandes de N<sub>2</sub> et la présence des bandes de N<sub>2</sub><sup>+</sup> dans le cas du vol alors que c'est le contraire pour le cas étudié en soufflerie. L'explication actuellement admise est que la mesure pour le vol intègre toute la zone lumineuse qui comprend diverses régions à régimes différents alors que la mesure en soufflerie ne concerne qu'une plus petite zone de la couche de choc.

Pour conclure sur la spectroscopie d'émission, on peut avancer que l'intérêt d'une telle technique paraît moindre pour extraire de façon précise et détaillée les propriétés d'un écoulement. Néanmoins, une première utilité est dans son caractère de passage obligé pour évaluer le contenu spectral du rayonnement qui peut perturber l'emploi d'autres techniques spectroscopiques. Une autre utilité réside dans l'évaluation de l'énergie totale du rayonnement. Cette propriété commence à prendre de plus en plus d'importance de nos jours pour les projets de rentrée à très grande vitesse, particulièrement ceux concernant des sondes de retour d'échantillons d'objets planétaires, où le flux thermique dû au rayonnement peut être de même ordre de grandeur que le flux convectif impactant la surface du véhicule.

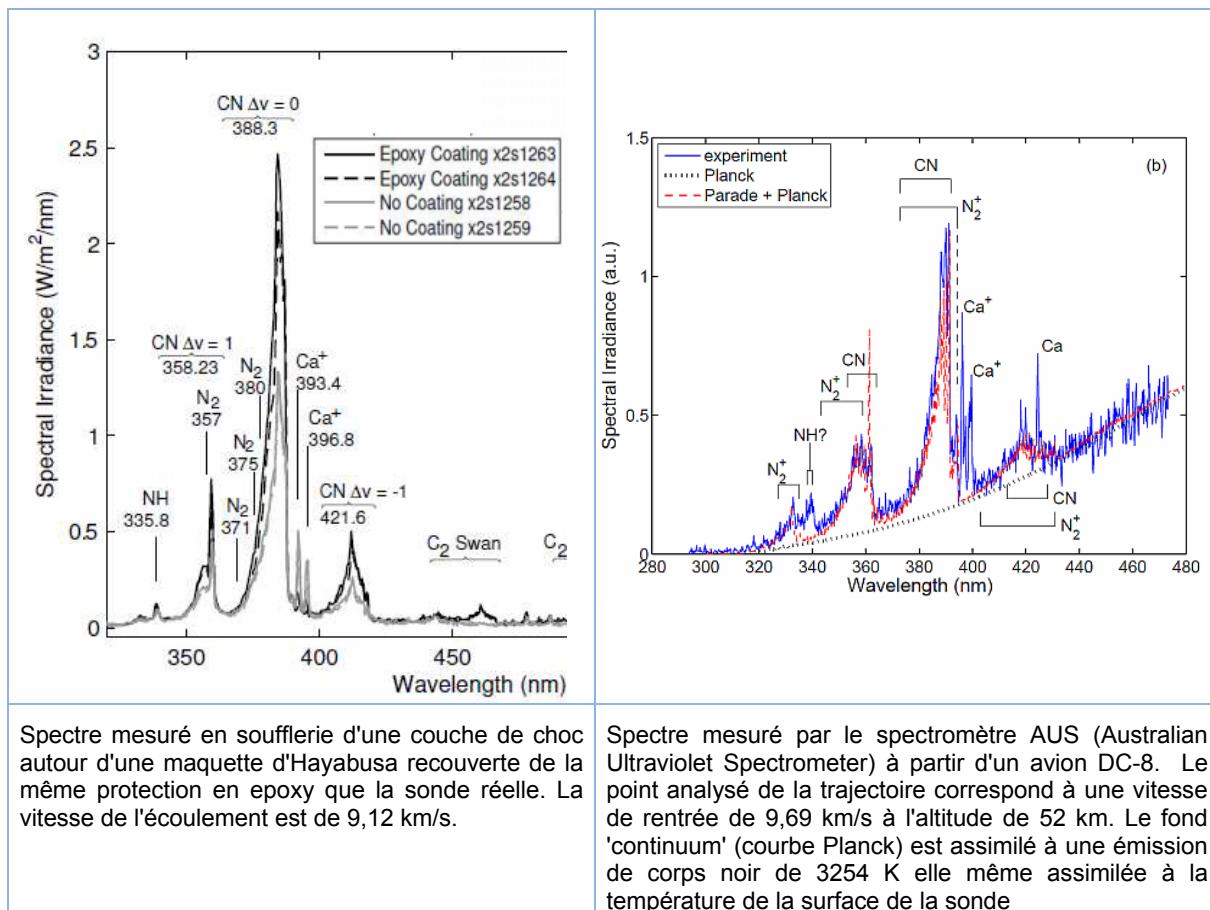


Figure 32 - Spectres d'émission dans l'onde de choc de la sonde Hayabusa

## 1.5 La Fluorescence Induite par Laser (LIF)

Nous passons maintenant à une technique 'active' où l'on cherche à provoquer la fluorescence d'une espèce atomique ou moléculaire par une excitation maîtrisée. Le concept le plus simple qu'on puisse imaginer est l'emploi d'un laser monomode accordé sur une transition d'absorption de la molécule. La fluorescence qui s'ensuit peut se disperser sur plusieurs transitions moléculaires (Figure 28b). Par souci d'efficacité à la détection on cherche une excitation à bande spectrale étroite ne provoquant qu'une ou très peu de transitions moléculaires radiatives. Cette technique de fluorescence induite par laser est souvent appelée par son abréviation anglaise LIF et a beaucoup été développée dans les années 80 pour les études de combustion [81][82][83][84]. Son application en hypersonique a commencé dans les années 90 [85][86][87][88] pour des mesures de température sur les espèces NO ou OH utilisées comme traceurs. La LIF étant une technique d'optique linéaire (cf. plus haut), elle est très efficace sur des espèces possédant un moment dipolaire permanent comme les espèces hétéronucléaires NO, OH, CO etc. Ces dernières ont des transitions dipolaires permises requérant une longueur d'onde d'excitation dans l'UV ce qui complexifie les lasers à utiliser.

En se référant à l'expression donnée dans la Figure 28, l'intensité de la fluorescence est proportionnelle à la densité de l'espèce sondée dans le cas où le milieu est à l'équilibre de Boltzmann et dans le cas où le quenching (désexcitation par collision n'amenant pas de rayonnement) est négligeable. Cette dernière hypothèse est souvent valable en

hypersonique à basse densité. Le quenching est néanmoins pris en compte dans le calcul des incertitudes. Par contre l'hypothèse d'un équilibre de Boltzmann n'est pas systématique, surtout pour le cas de la vibration. Il faut alors sonder plusieurs niveaux de l'espèce et donner plutôt la distribution des populations sur les niveaux de l'espèce. La mesure de la température (rotation ou vibration), lorsqu'on est à l'équilibre de Boltzmann, nécessite le sondage d'au moins deux niveaux de l'espèce sondée. Il est quasiment impossible d'effectuer une mesure de la température cinétique à l'aide d'un profil de raie, compte tenu de la fonction d'appareil trop imposante par rapport au profil de la raie.

Il faut aussi noter le caractère local de la mesure. Du fait de l'émission isotrope de la fluorescence tout au long du faisceau d'excitation, on peut analyser spécifiquement un segment du faisceau avec une résolution spatiale dépendant de la configuration optique adoptée pour la détection. On peut faire une analyse point à point avec un mono-détecteur ou imager plusieurs points simultanément à l'aide d'un capteur multiéléments. On peut aussi étendre à une cartographie 2D à l'aide d'une caméra et en élargissant le faisceau laser à un plan laser [85][86].

Cette technique est aussi applicable aux espèces atomiques. D'ailleurs, c'est pratiquement la seule technique qui a pu fournir des mesures sur ces espèces en soufflerie [89][90]. Les écarts énergétiques entre le niveau fondamental et les premiers niveaux excités des atomes habituellement considérés sont assez grands et nécessitent des photons d'excitation à longueur d'onde d'environ 100 nm. Ce qui est assez difficile à mettre en œuvre, que ce soit au niveau du laser ou des optiques, ou encore pour éviter l'absorption par l'oxygène moléculaire ambiant. C'est la méthode d'absorption à deux photons dans l'UV (entre 200 à 250 nm) qui est la plus réaliste bien que la section efficace d'excitation soit moins favorable. Le nom souvent employé est alors TALIF [91] pour 'Two photon Absorption LIF'. La Figure 33 donne les longueurs d'onde d'excitation et de fluorescence pour les atomes habituellement sondés par cette technique.

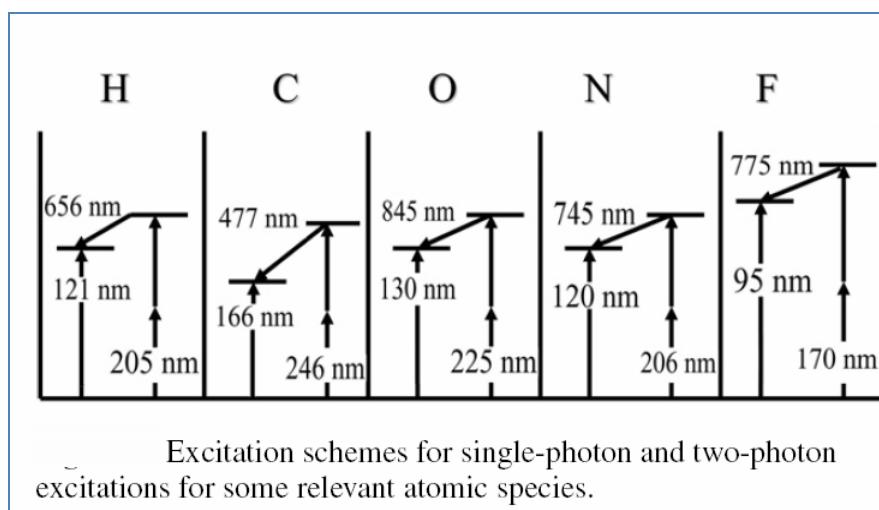


Figure 33 – Longueurs d'onde d'excitation et de fluorescence par la méthode TALIF pour différents atomes [91]

Les mesures possibles sont la concentration, la température des atomes (si l'on arrive à accorder suffisamment la longueur d'excitation du laser pour atteindre différents niveaux J de l'atome et que l'on fait l'hypothèse d'un équilibre de Boltzmann) et la vitesse de l'écoulement par décalage Doppler. A titre d'exemple, nous présentons dans la Figure 34, des mesures TALIF sur l'oxygène atomique à la soufflerie L3K du DLR à Cologne [90]. Les trois possibilités de mesures ont été démontrées comme faisables dans l'écoulement libre et

dans l'onde de choc autour d'une plaque plane comme maquette. La résolution spatiale est aussi excellente, permettant de tracer les profils à travers la couche de choc.

Cependant, le dispositif expérimental avec des lasers à haute énergie est lourd et pratiquement dédié à la soufflerie. L'écoulement dans cette soufflerie est quasi-continu ce qui a permis de faire des moyennes sur quelques secondes voire des minutes pour améliorer le rapport signal sur bruit. Les mesures tout près de la maquette sont très perturbées par le rayonnement thermique de celle-ci chauffée par l'écoulement. La température mesurée suppose un équilibre de Boltzmann qui est loin d'être admis pour ce type d'écoulement.

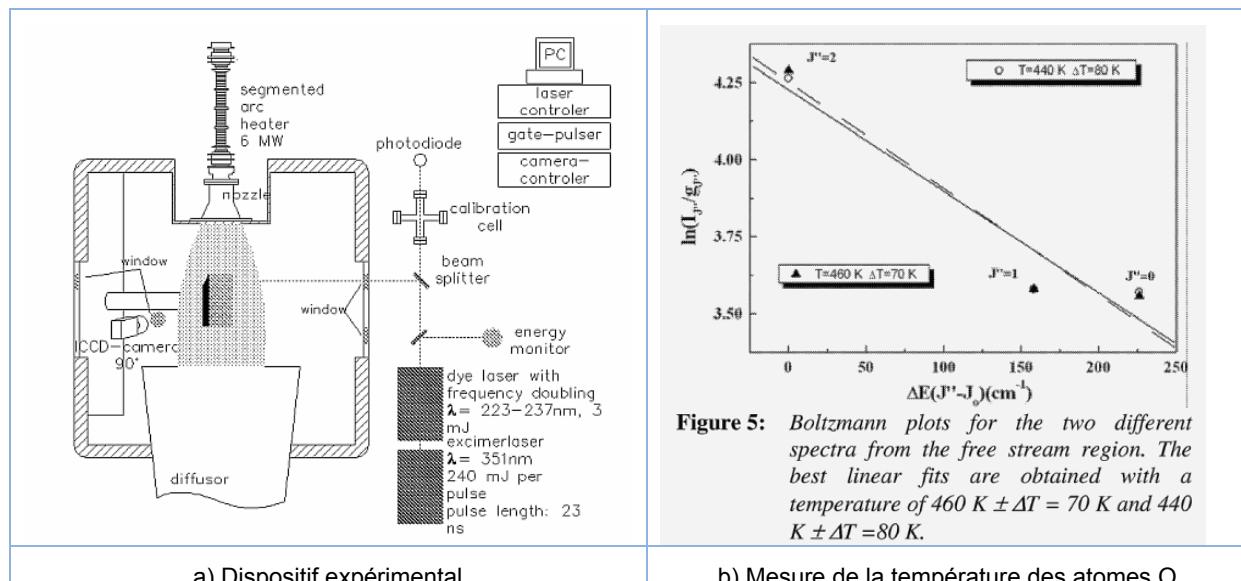


Figure 34 - Mesures TALIF sur l'oxygène atomique à la soufflerie L3K du DLR à Cologne

Toutes ces difficultés empêchent l'utilisation de cette technique (en version un ou deux photons) dans les souffleries 'blow-down' comme HEG et F4 bien qu'il y ait eu quelques tentatives comme celle décrite dans la référence [92].

## 1.6 La Diffusion Raman spontanée

Le schéma d'excitation et de désexcitation de la diffusion Raman spontanée est présenté dans la Figure 28e. C'est une technique qui permet de mesurer la densité d'une espèce et les températures de vibration et de rotation, cette dernière nécessitant souvent une haute résolution spectrale. Comparée aux techniques comme la LIF ou la spectroscopie d'absorption, elle offre les avantages suivants :

- il n'y pas nécessité d'accorder la longueur d'onde d'excitation par rapport à une transition atomique ou moléculaire et par conséquent elle peut sonder n'importe quelle espèce à n'importe quelle longueur d'onde ;
- le spectre diffusé est à bande large contenant des raies de rotation et des bandes de vibrations venant de niveaux différents, ce qui permet d'acquérir la distribution de population sur ces niveaux ;
- il est possible d'effectuer des mesures sur des espèces ne possédant pas de moment dipolaire permanent comme N<sub>2</sub> ou O<sub>2</sub> car les transitions Raman n'ont pas les mêmes règles de sélection que celles pour l'absorption ;

- la faible sensibilité au quenching du fait que la durée de vie des niveaux virtuels (de l'ordre de  $10^{-12}$  s) est inférieure au temps de collision même à la pression atmosphérique ;
- dans certains cas la diffusion est polarisée, ce qui permet une possibilité supplémentaire de filtrer cette diffusion par rapport à la diffusion totale ou à l'excitation laser.

Son grand défaut réside dans sa section efficace d'excitation très faible, ce qui nécessite une puissance accrue pour le laser d'excitation couplée à une détection qui doit aussi être très sensible (proche du comptage de photons avec le détecteur refroidi à l'azote liquide et/ou des temps d'intégration de plusieurs dizaines de secondes voire des dizaines de minutes). De ce fait cette technique est limitée à des écoulements à densité élevée typiques de la combustion [84]. En hypersonique, le même critère limite son application à des installations comme des tubes à choc à densité élevée [93], à des souffleries à plasma [94] ou encore à des souffleries à relativement basse densité mais continue [95].

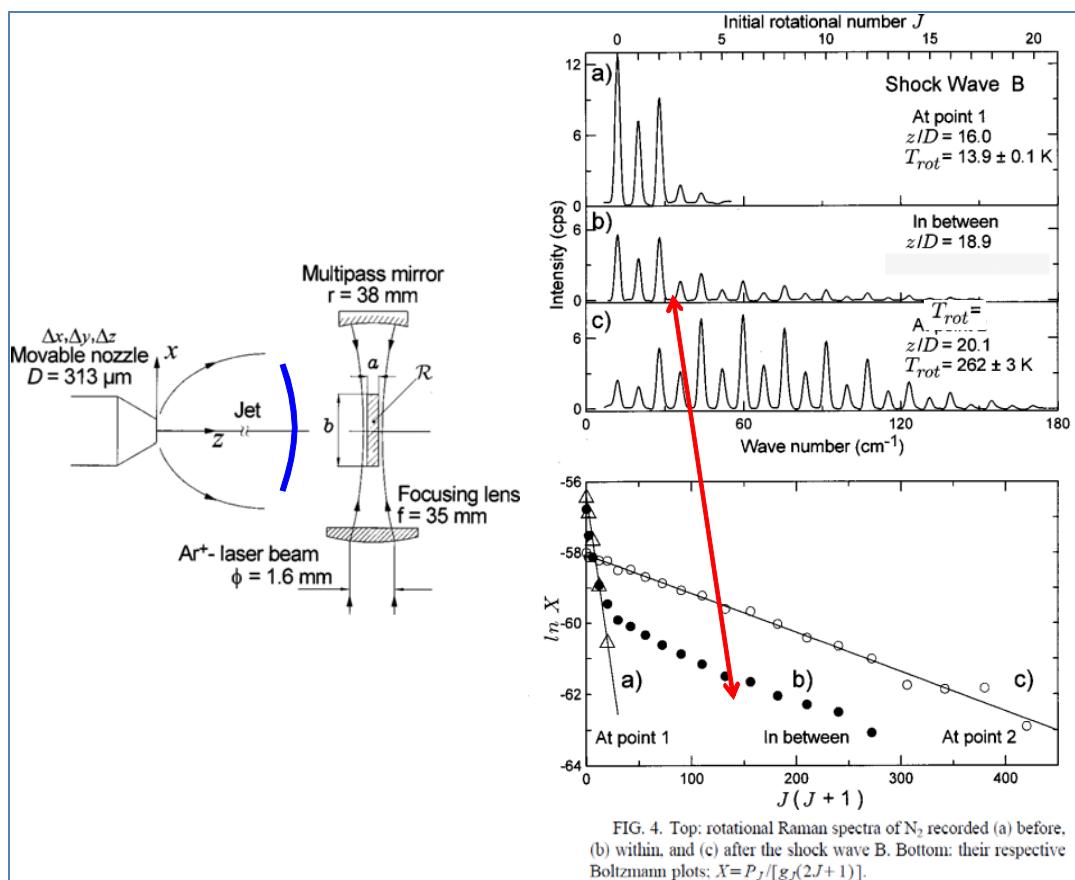


Figure 35 - Exemple de spectre de rotation Raman montrant un non-équilibre de Boltzmann[94]

Ses rares applications dans les tubes à choc ont été utiles pour démontrer la présence des phénomènes de non-équilibre de Boltzmann. La Figure 35 (extraite de [95]) présente un tel résultat où le spectre de rotation obtenu dans une onde de choc stationnaire ne peut s'interpréter à l'aide d'une distribution de Boltzmann. On ne peut donc pas en déduire une température de rotation.

## 1.7 La Diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente (DRASC ou CARS)

La diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente (DRASC ou CARS) est la technique d'optique non-linéaire la plus utilisée en diagnostic optique. Elle a été développée initialement pour la combustion [96] et est devenue un outil de référence pour des mesures de concentrations et de températures dans des écoulements réactifs. Les espèces particulièrement étudiées sont N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, NO, CO et CO<sub>2</sub>.

Le processus DRASC est basé sur le mélange de quatre ondes cohérentes dont trois sont incidentes et la quatrième est créée par les interactions ondes-matière faisant intervenir la susceptibilité  $\chi^{(3)}$  du milieu étudié (Figure 28f). Deux des faisceaux incidents sont à la même fréquence  $\omega_1$  (appelés faisceaux pompe) et le troisième est accordé pour être à une fréquence Stokes  $\omega_2$  (avec  $\omega_2 < \omega_1$ ) du milieu. Le signal anti-Stokes résultant est à la fréquence  $\omega_3$  tel que  $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$  et est plus intense de plusieurs ordres de grandeurs par rapport au signal de diffusion Raman spontané. Un autre avantage est que le signal DRASC est cohérent et peut être collecté pratiquement entièrement dans un angle solide très réduit comparé à la détection d'un rayonnement isotrope de type Raman spontané ou de fluorescence. Ceci offre donc un fort potentiel de discrimination par rapport au fond lumineux qui est très intense dans des écoulements à haute enthalpie. La résolution spatiale est imposée par le volume où s'effectue le mélange des ondes. Tout en respectant les angles entre le faisceau pour réaliser l'accord de phase, ce volume de mesure peut être très petit (de l'ordre du mm) ce qui est amplement suffisant pour les besoins en soufflerie, par exemple pour sonder la traversée d'une onde de choc.

On peut appliquer diverses combinaisons de méthodes pour accorder les longueurs d'ondes et pour acquérir les spectres DRASC. Les trois variantes principalement utilisées sont :

- DRASC classique à balayage (scanning CARS) [96] ;
- DRASC multiplex ou large bande (pour le signal Stokes) [97][98] ;
- DRASC à deux longueur d'ondes (dual-line CARS ou DLCARS)[98][99][100][101].

La DRASC classique à balayage utilise un laser à longueur d'onde fixe  $\omega_1$  pour les faisceaux pompe (on peut aussi utiliser deux longueurs d'ondes différentes, ce qui complique le montage) et un laser monomode accordable pour le faisceau Stokes  $\omega_2$ . On emploie d'habitude un laser Nd:YAG doublé en fréquence pour produire les deux faisceaux pompes à  $\omega_1 = 532$  nm et d'énergie d'environ 20 mJ pour des impulsions de durée autour de 15 ns. Pour atteindre les transitions Raman de l'espèce N<sub>2</sub>, le faisceau Stokes doit être à une longueur d'onde proche de 607 nm mais à une énergie moindre, autour de 2 mJ. Ce rayonnement laser peut être obtenu en prélevant une partie du laser Nd:YAG doublé pour pomper un laser à colorant ou un OPO. Les spectres sont acquis en balayant le faisceau Stokes. Cette méthode permet une excellente résolution spectrale pour acquérir les raies de rotation ainsi qu'une bonne sensibilité (sondage à des densités aussi basses que 10<sup>14</sup> molécules/cm<sup>-3</sup>) mais nécessite des temps d'intégration d'au moins quelques minutes, ce qui limite son application à des milieux à conditions très stables.

La variante multiplex ou à large bande offre plus de perspectives pour sonder des milieux à phénomènes transitoires du fait qu'on peut acquérir, au cours d'une seule impulsion laser, un large spectre DRASC contenant toute une structure rotationnelle ou vibrationnelle. Mais le signal Stokes réparti sur une aussi grande plage spectrale est peu intense pour chaque composante rotationnelle ou vibrationnelle. Cela diminue la sensibilité vers une détectivité de l'ordre de 10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup>, ce qui handicape le sondage des souffleries à haute enthalpie.

La troisième variante, la dual-line CARS, se limite à acquérir deux transitions Raman d'une espèce dont le rapport des intensités donne accès à la température si l'on suppose un équilibre de Boltzmann. Elle requiert, en plus du laser de pompe  $\omega_1$ , deux faisceaux accordables pour balayer les fréquences  $\omega_1 - \omega_2$  et  $\omega_1 + \omega_2$  en résonance avec les deux transitions Raman choisies. Elle est plus efficace que les deux variantes déjà mentionnées pour sonder des phénomènes à durée brève mais, comme dit plus haut, cette variante ne s'applique que pour un milieu à l'équilibre de Boltzmann .

Toutes ces variantes ont été développées durant ces deux dernières décennies pour sonder des écoulements supersoniques ou hypersoniques à basse enthalpie en termes de mesures de la concentration et des températures de rotation et de vibration. Des mesures de la température de translation et de vitesse ont aussi été démontrées à l'aide d'une variante temporelle de cette technique [102][103]. Mais il n'y a eu que très peu de développements pour la caractérisation des écoulements à haute enthalpie représentative d'une rentrée atmosphérique. Les deux tentatives les plus dignes d'être citées sont les essais sur N<sub>2</sub> avec un montage à balayage dans la soufflerie continue LBK à Cologne [100] et la faisabilité sur N<sub>2</sub> aussi à la soufflerie F4 à l'aide d'un montage DRASC multiplex [104].

Les expériences à LBK ont permis de mesurer la densité et les températures T<sub>v</sub> et T<sub>r</sub> de N<sub>2</sub> à travers l'onde de choc créée par une maquette 2D sous forme de disque (Figure 36). L'analyse des résultats a montré des phénomènes de non-équilibre comme une différence notable entre les température de rotation et de vibration ainsi que la différence inattendue entre les populations des états 'ortho' et 'para' pour les états rotationnels de N<sub>2</sub>. Mais ces résultats remarquables ont été obtenus avec des temps d'intégration de l'ordre de la demi-heure, ce qui n'est pas transposable aux souffleries les plus représentatives pour la rentrée atmosphérique comme F4 ou HEG où les temps de rafales sont inférieurs à la centaine de ms.

La tentative à la soufflerie F4 a souffert d'un fond lumineux important ainsi que de la présence de raies d'émission supplémentaires (peut être due à des transitions Raman sur des espèces polluantes et qui sont proches des transitions de N<sub>2</sub>).

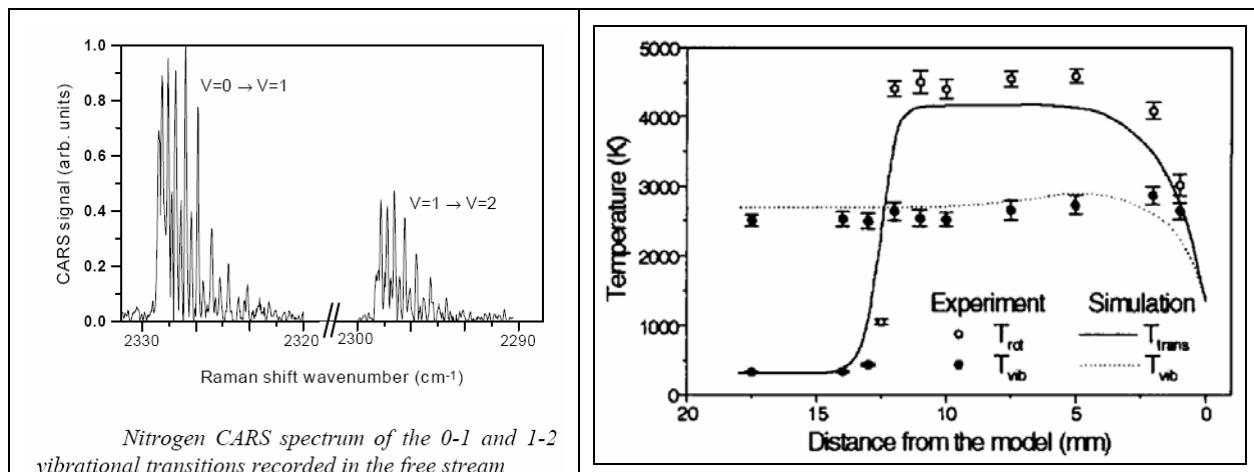


Figure 36- Mesures de températures de N<sub>2</sub> par DRASC à travers l'onde de choc créée par un disque dans l'écoulement à haute enthalpie de la soufflerie LBK [100].

Les expériences ont donc été rares en soufflerie à haute enthalpie principalement à cause :

- de la faible cadence des lasers disponibles jusqu'à présent ;
- de la complexité d'utilisation des lasers à colorants pour obtenir une longueur d'onde accordable ;
- du faible rapport signal sur bruit (suite à la faible densité).

Les deux premières difficultés semblent être résolues de nos jours avec l'avènement des lasers à haute cadence (approchant les 10 kHz) avec des énergies compatibles pour les faisceaux pompes et avec des OPOs bien plus pratiques pour la source accordable. Quant au faible rapport signal sur bruit, une solution possible est d'utiliser des lasers picosecondes ou femtosecondes pour bénéficier des puissances crêtes plus élevées et donc a priori plus favorables à l'optique non-linéaire. C'est un domaine de recherches très actif ces dernières années pour le milieu de la combustion dont il faut chercher à bénéficier des résultats pour une exploitation en aérodynamique de rentrée atmosphérique.

Il faut mentionner qu'il existe d'autres techniques employant l'optique non-linéaire comme la DFWM (Degenerate Four Wave mixing) et la SRS (Stimulated Raman Scattering), qui sont assez proches de la DRASC mais qui n'ont jamais été essayées dans des écoulements à haute enthalpie. A priori, elles souffriront des mêmes difficultés que pour la DRASC mais bénéficieront aussi des mêmes avantages par les progrès en technologie laser (voir l'article de revue de S. Roy et al [105] qui décrit aussi ces techniques).

## 1.8 Diffusion et Lidar Rayleigh UV

C'est R. B. Miles qui a été le pionnier dans l'utilisation de la diffusion Rayleigh dans des installations supersoniques et hypersoniques à basse enthalpie [106][107][108]. Bien que la diffusion soit élastique (sans changement de longueur d'onde par interaction avec le gaz, cf. Figure 28d) et proportionnelle à la densité totale  $\rho$ , cette technique n'est pas limitée à la mesure de  $\rho$ . La mesure du décalage Doppler dans la fréquence de l'onde diffusée permet la mesure de la vitesse et l'exploitation du profil spectral permet de remonter à la température statique comme l'illustre la Figure 37 extraite de la référence [108]. L'acquisition de spectres pour ces mesures nécessite l'emploi de filtres optiques atomiques/moléculaires particuliers (voir l'article de revue [109]) et souvent on appelle cette technique par le sigle FRS qui est l'abréviation anglaise de 'Filtered Rayleigh Scattering'. L'efficacité de cette technique est accrue par l'emploi de fréquence  $\nu$  le plus loin dans l'UV du fait de la dépendance en  $\nu^4$  du signal Rayleigh. La réflexion des parois est aussi moins importante dans l'UV.

Le signal Rayleigh est de plusieurs ordres de grandeur plus intense que la diffusion Raman spontanée mais aussi de plusieurs ordres de grandeur moins intense qu'un signal de fluorescence ou de DRASC. Son application est donc impossible dans une installation à haute enthalpie où le fond est assez lumineux.

Néanmoins, sa simplicité de mise en œuvre en fait un candidat prometteur pour un instrument en vol (on parle alors de Lidar Rayleigh) avec pour objectif des mesures dans l'écoulement amont qui normalement n'est pas lumineux (ou peu lumineux si on ne néglige pas la diffusion solaire). Il faut s'affranchir aussi de la couche de choc qui peut être lumineuse sur une partie de la trajectoire mais a priori cette difficulté est moins importante que celle rencontrée en soufflerie. Se basant sur les expériences en soufflerie, ce type d'instrument peut apporter des mesures de la densité amont lors d'une expérience de démonstration de rentrée atmosphérique.

La connaissance de la densité avec une précision de l'ordre du % permet de mieux interpréter les efforts aérodynamiques et le flux convectif thermique sur un véhicule au cours des expériences en vol ayant pour objectifs d'améliorer les codes de calculs CFD et la définition de la protection thermique d'un engin spatial [27]. Il n'est pas possible d'atteindre cette précision à l'aide d'un capteur barométrique classique embarqué ou à travers des mesures indirectes par un accéléromètre (qui fournit le produit  $\rho v$ ). On ne peut pas se fier non plus aux modèles atmosphériques standards comme l'US76 qui ne fournissent que des

moyennes annuelles ou saisonnières car les écarts locaux à un moment donné par rapport à ces modèles peuvent atteindre 80% ( $3\sigma$ ) sur des distances verticales de moins d'un km.

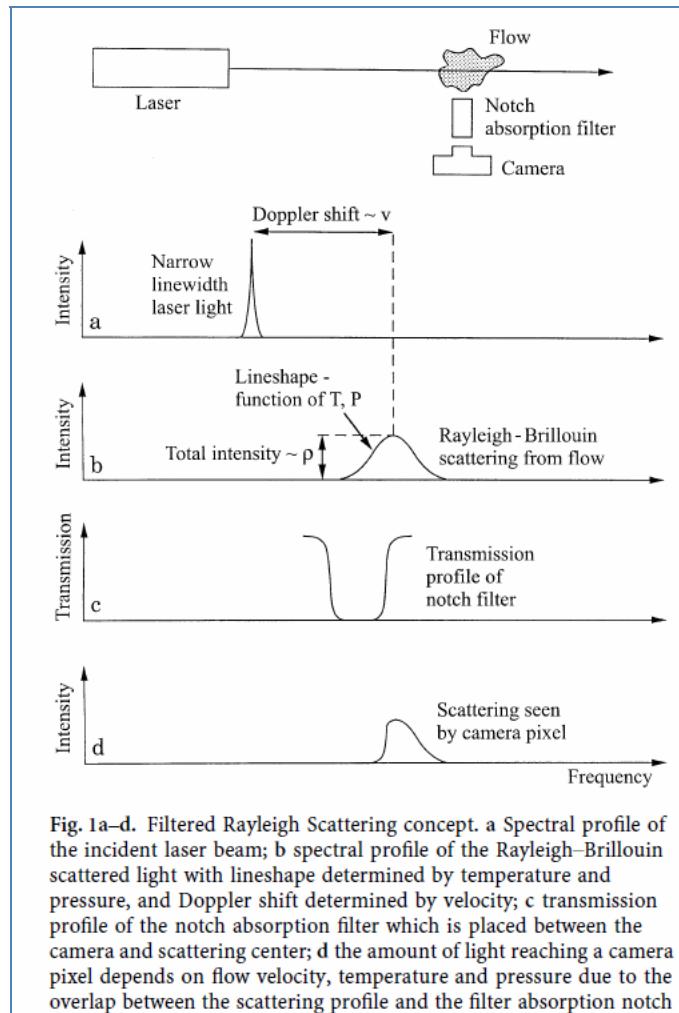


Figure 37 : Profils spectraux intervenant dans la technique de la diffusion Raleigh filtrée (FRS)

Pour répondre à cette demande, en particulier dans le cadre du projet de véhicule pre-X du CNES (devenu maintenant le projet de véhicule IXV de l'ESA), une partie de mes recherches a été consacrée au développement d'un Lidar Rayleigh dans l'UV et à courte portée (< 20 m) pour des mesures en vol de la densité atmosphérique. La gamme d'altitudes visée est entre 20 et 80 km où le véhicule sera plus sensible aux variations de cette grandeur physique. Le concept d'un tel Lidar pour ce véhicule de longueur de 4 m et de diamètre moyen de 1 m est présenté dans la Figure 38.

En tenant compte de l'évolution de l'onde de choc au cours de la rentrée et de la précision requise, la mesure doit être effectuée sur une longueur d'environ 10 m du faisceau laser à partir de 2 m du véhicule, comme indiqué sur la Figure 38b. Les contraintes d'implantation ainsi que celles pour obtenir les angles nécessaires entre le faisceau laser et le cône de collection de la diffusion Rayleigh ont abouti au choix d'un prisme en saphir de diamètre de 110 mm pour le hublot optique à la surface du véhicule (Figure 38c). Un diamètre plus important est difficilement acceptable pour des raisons de risque trop important pour le véhicule en cas de destruction du hublot.

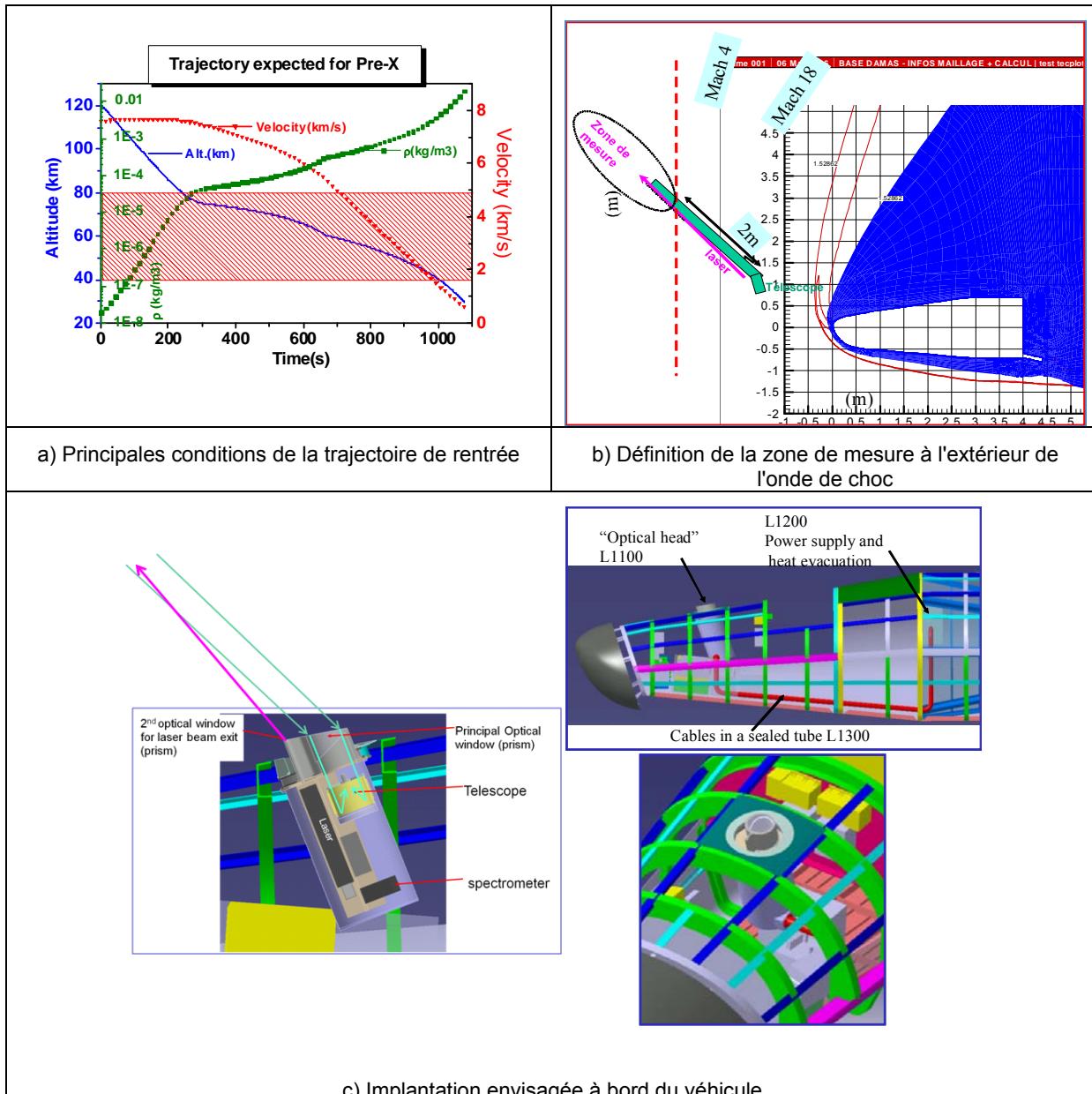


Figure 38 - Concept d'un Lidar Rayleigh à bord du véhicule pre-X

En plus de la limitation du diamètre du hublot, une autre difficulté réside dans la disponibilité d'un laser à encombrement compatible du véhicule pre-X. Une évaluation fine, tenant compte des paramètres géométriques déjà mentionnés ainsi que les diverses perturbations lumineuses attendues (onde de choc, paroi chaude, diffusion solaire, ...), et le choix de la détection optique directe plus robuste ont permis de définir un laser qui heureusement est disponible commercialement (Figure 39). Les principaux composants du Lidar Rayleigh que nous avons finalement choisi sont :

- un laser UV de faible encombrement avec des critères d'embarquabilité (Ultra CFR de Quantel/Big SKy Laser) délivrant des impulsions jusqu'à 10 mJ de durée de 7 ns à une fréquence de 20 Hz à 355 nm ;
- un télescope de Newton de diamètre 100 mm et de focale 200 mm ;
- un photomultiplicateur sensible dans l'UV (model H6780 de Hamamatsu).

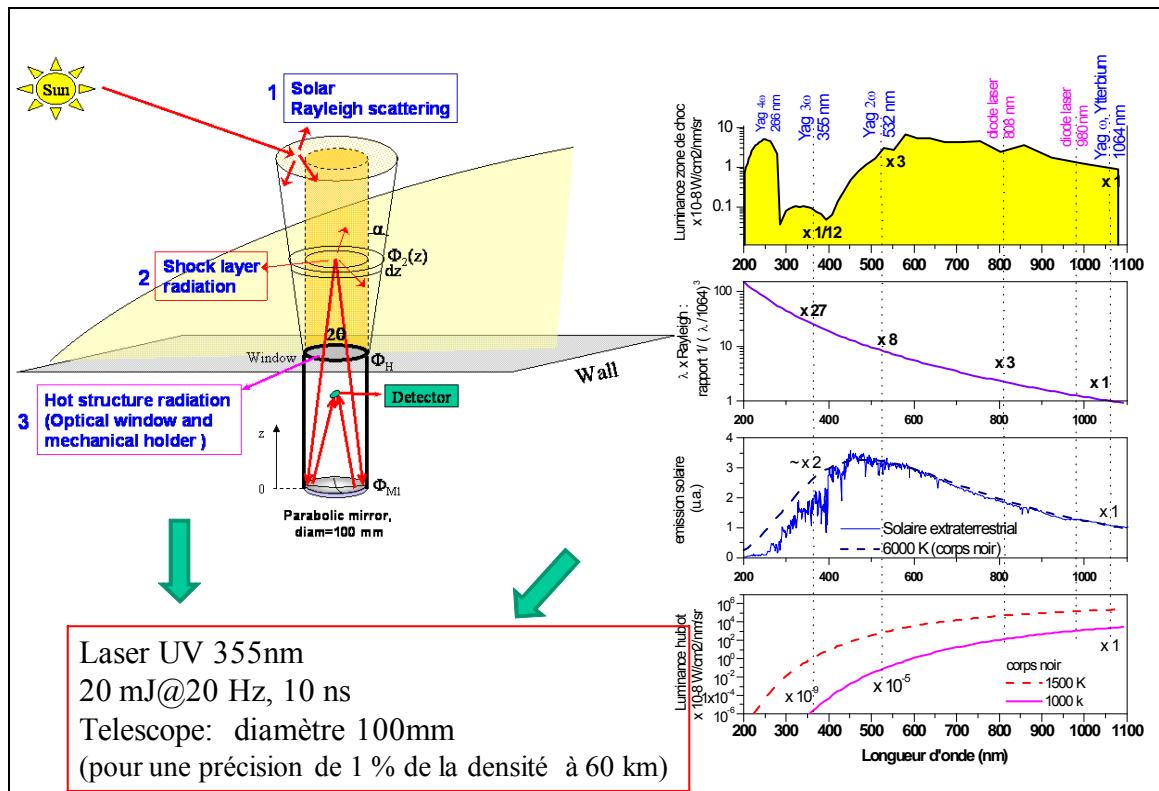


Figure 39 – Critères pour le choix du laser pour le LIDAR Rayleigh

Un instrument spatial nécessite une longue série de qualifications avant son acceptation pour être embarqué. Nous avons commencé par valider en laboratoire sa capacité à mesurer de très faibles densités de gaz comme celles attendues au dessus de 60 km d'altitude (correspondant à des pressions inférieures à 1 mbar à 300 K). Les tests de faisabilité ont été effectués dans un caisson à vide de longueur de 1,6 m et de diamètre 0,8 m et permettant un vide jusqu'à 1 Pascal. La Figure 40 présente la configuration géométrique adoptée : le faisceau était disposé perpendiculairement à l'axe du caisson et à l'axe du télescope. Cette configuration a été adoptée pour faire sortir rapidement le faisceau de ce caisson de façon à éviter des réflexions parasites sur les parois du caisson. Ce dispositif permet d'observer la diffusion Rayleigh sur un segment de 100 mm.

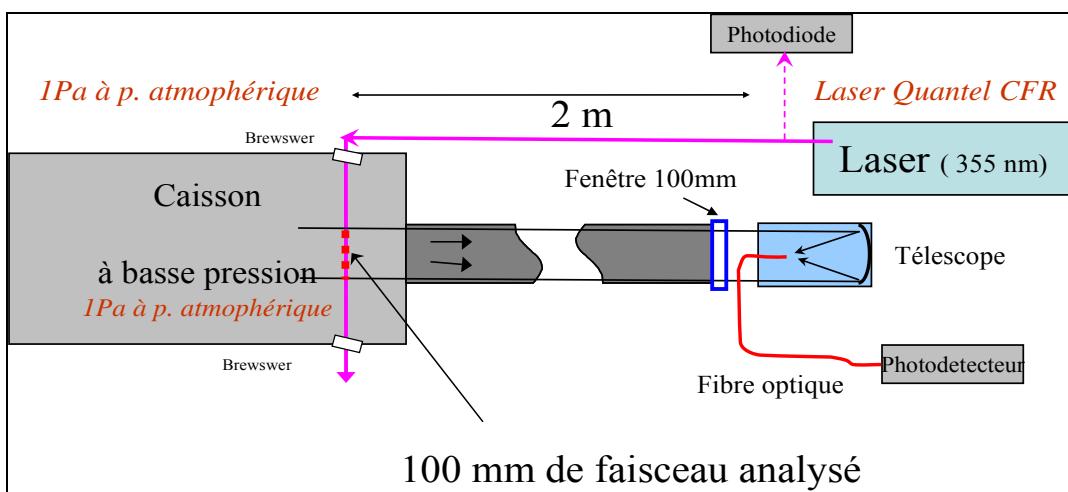


Figure 40 – Ensemble de détection pour les tests de faisabilité du Lidar Rayleigh en laboratoire

La Figure 41 présente des résultats de la validation expérimentale du montage décrit ci-dessus. Par extrapolation, on estime pouvoir mesurer avec un bon rapport signal sur bruit des pressions de 10 Pascal à 300 K en coup unique, soit des densités typiques de ce qui existe à 60 km d'altitude.

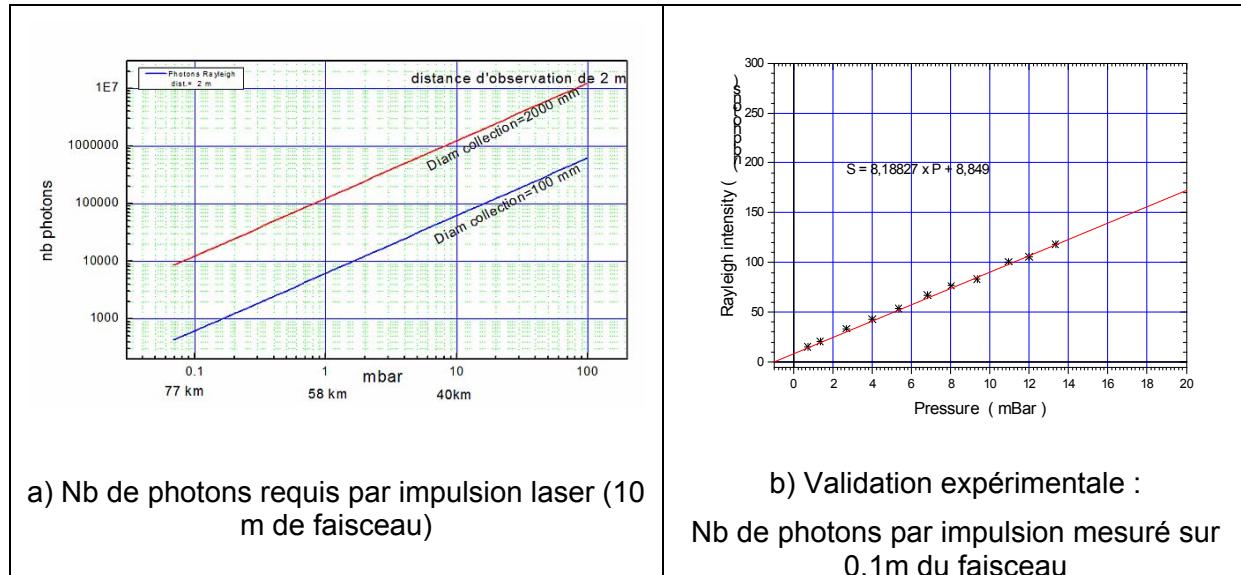


Figure 41 - Validation expérimentale à basse densité

Compte tenu du très faible signal attendu à des altitudes supérieures à 60 km, il sera peut être plus intéressant de combiner ce Lidar (mesures à l'altitude < 60km) à un instrument FFE (mesures à l'altitude > 60 km, décrite plus loin) afin de mutualiser des composants comme le hublot optique sur la paroi d'un véhicule.

Ce projet de Lidar Rayleigh est actuellement en attente d'une redéfinition des objectifs, du design et du financement du projet global concernant le véhicule pre-X suite à son passage sous la responsabilité de l'ESA.

## 1.9 Fluorescence par faisceau d'électrons (FFE)

La fluorescence par faisceau d'électrons (FFE, d'acronyme anglais EBF pour 'Electron Beam Fluorescence') est une technique de concept proche de la technique de fluorescence par laser (LIF). Mais en FFE on n'a pas besoin que l'énergie des électrons soit résonnante à une transition atomique ou moléculaire ni que cette transition soit causée par un dipôle permanent comme pour les molécules hétéronucléaires (NO, CO, OH etc). En effet, la masse, la charge électronique et le spin de l'électron induisent des forces supplémentaires pour interagir avec une molécule. Ce qui a pour conséquence des sections efficaces plus élevées et la possibilité d'exciter des molécules homonucléaires comme N<sub>2</sub> et O<sub>2</sub> dont les caractérisations sont très recherchées dans un écoulement hypersonique à base d'air.

L'excitation est large bande en ce sens qu'un électron d'une certaine énergie est susceptible d'exciter tous les états d'une espèce ayant leurs énergies inférieures à celle de l'électron. En pratique, pour les raisons décrites plus loin, on utilise des électrons d'énergie de quelques dizaines de keV, ce qui amène aussi à ioniser et à exciter des niveaux de l'état ionisé d'une espèce.

Cette excitation large bande aboutit à une fluorescence large bande (Figure 28c) couvrant une bonne partie du spectre électromagnétique des rayons X 'mous' jusqu'à l'infrarouge. Fort heureusement, pour la majorité des espèces, cette fluorescence reste néanmoins discrète dans certaines zones spectrales avec des raies de rotation et des bandes de vibration discernables et caractéristiques pour chaque espèce. La densité des raies et bandes augmente avec le nombre d'atomes dans une espèce moléculaire.

Le fort pouvoir d'excitation par impact d'électrons, aboutissant à un rendement de fluorescence élevé, est avantageux à basse densité où la plupart des techniques laser (LIF, Raman, Rayleigh, DRASC) arrivent difficilement à produire un signal suffisant pour des mesures en hypersonique. Mais cette propriété devient défavorable à des densités plus élevées car la probabilité de collision plus élevée affecte rapidement les propriétés de l'électron et particulièrement, en lui donnant un angle de diffusion plus important. Ceci résulte en une dispersion spatiale élevée du faisceau d'électrons, ce qui rend la technique inexploitable au delà d'une certaine densité. Cette limite en densité est fonction de l'énergie initiale des électrons et de la distance de propagation que l'on souhaite [110]. Typiquement pour des énergies de l'ordre de 25 keV et pour un faisceau à maintenir collimaté sur une distance de propagation de 1 m, la limite haute en densité se situe autour de 10<sup>16</sup> molécules/cm<sup>3</sup> [111].

Notons que la probabilité (ou section efficace) de collision diminue aussi en fonction

de l'énergie E de l'électron suivant une loi en  $\frac{\log\left(\frac{E}{\varepsilon}\right)}{\frac{E}{\varepsilon}}$  où  $\varepsilon$  est une constante de dimensionnement. La Figure 42 (extraite de [112]) montre qu'une énergie d'environ 25 keV donne lieu à une section efficace inférieure d'un ordre de grandeur à celle pour une énergie de 250 eV.

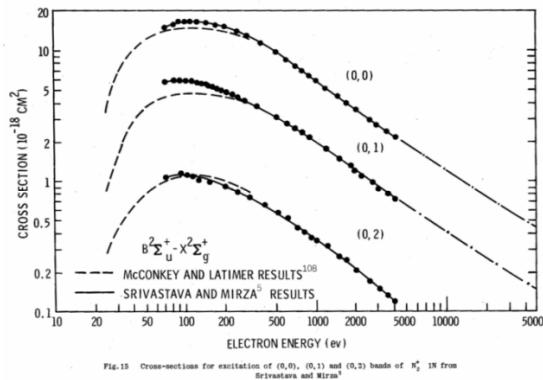


Figure 42 : Exemples de sections efficaces d'excitation électronique en fonction de l'énergie d'un électron ([112])

On peut être tenté d'utiliser une énergie plus grande pour repousser cette limite en densité. Ce serait avantageux en effet pour obtenir moins de dispersion. Mais à des densités plus élevées il faut tenir aussi compte des perturbations plus importantes dues aux à d'autres effets dits 'non-linéaires' comme le quenching et les excitations par des électrons secondaires (produits lors des ionisations induites par les électrons primaires). Aussi, du point de vue instrumentale, un canon à électrons à plus grande énergie devient plus complexe et coûteux et de mise en œuvre plus difficile à cause de précautions supplémentaires à prendre pour la manipulation de la haute tension. Des précautions supplémentaires sont aussi à prendre contre les rayons X qui ne pourront plus être négligés pour la santé humaine. Toutes ces raisons amènent à limiter cette technique à un faisceau d'énergie inférieure à une trentaine de keV et par conséquent, à sonder des écoulements de densité inférieure à  $10^{16}$  molécules/cm<sup>3</sup>.

Notons qu'on peut utiliser la fluorescence X (issue des transitions faisant intervenir des orbites plus rapprochées des noyaux d'une molécule) pour s'affranchir du quenching de la fluorescence visible et augmenter légèrement la limite en densité [113] tout en restant avec des électrons d'énergie inférieure à une trentaine de keV. Une autre variante pour combattre le quenching serait d'utiliser un faisceau d'électrons pulsé de durée autour de 10 ns pour être en dessous du temps de collision jusqu'à des densités de  $10^{18}$  molécules/cm<sup>3</sup> [114][115]. En fait, pour des mesures au dessus de  $10^{16}$  molécules/cm<sup>3</sup> il faut utiliser ces variantes avec un faisceau très énergétique de plusieurs centaines de keV mais l'instrument devient assez vite complexe et rédhibitoire pour une utilisation en soufflerie.

L'article [116] reporté au paragraphe suivant présente plus en détails la théorie et la composition instrumentale de cette technique ainsi que son utilisation que j'ai menée avec l'aide d'autres collègues dans des souffleries en France et en Allemagne. Cet article donne aussi un aperçu de l'effort qui a été mené pour rendre cette technique remarquable à bord d'un véhicule de rentrée atmosphérique. Un nouveau canon à électrons, basé sur le principe d'émission d'électrons secondaires par bombardement ionique, a été développé pour cette perspective. La référence [117] d'un de mes doctorants décrit en détail ce canon plus miniature, robuste et à faible consommation énergétique qui, de ces faits, offre aussi une alternative intéressante pour d'autres applications où l'on a besoin d'un faisceau d'électrons (CVD-dépôt de vapeur chimique, générateur de rayon X, etc.).

### 1.9.1 Article de synthèse sur mes travaux en FFE

#### FEATURES

A.K. Mohamed (Onera)  
 J. Bonnet(Onera)  
 S. Larigalde (Onera)  
 T. Pot (Onera)  
 J. Soutadé (Onera)  
 B. Diop (Onera)

E-mail: mohamed@onera.fr

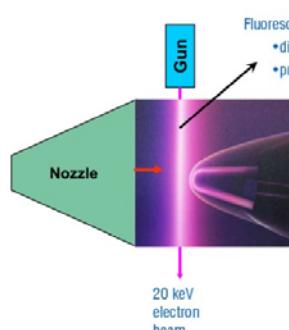
## Electron beam fluorescence in hypersonic facilities

The Electron Beam Fluorescence (EBF) technique is well-suited to providing local measurements in low-density high-speed flows for atmospheric reentry studies. High fluorescence yields are obtained from the excitation of the molecules or atoms of a gas flow with high energy electrons, which makes this technique advantageous for studying very low density gases. The most common measurement is flow field visualization with a sweeping electron beam (or sheet of electrons) from which shock structures of the flow can be observed and in certain cases a density map of the flow field can be obtained. Spectroscopic analysis of fluorescence leads to species detection as well as rotational or vibrational temperature measurements. This is particularly useful for characterizing the shock layer chemistry at non-equilibrium which usually occurs with high speed flows or in studying boundary gas-surface interactions. Velocity measurements are also possible using the Doppler shift principle or with a time of flight method with a pulsed electron beam.

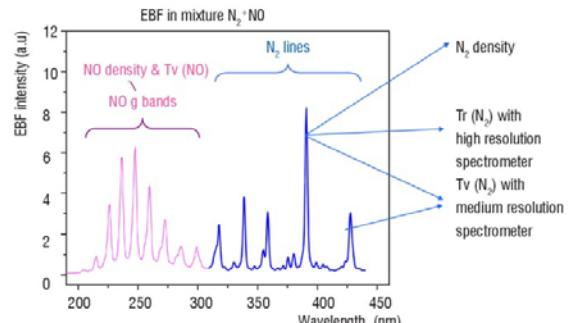
#### Introduction

Characterization of high enthalpy flows is of paramount importance for improving our understanding of the various tests and experiments carried out in supersonic facilities to simulate the dynamics and the energy exchanges which take place during the re-entry of vehicles through the upper atmosphere. In addition to classical probes, new approaches based on electron beam fluorescence, X-ray scattering and laser diagnostics have been developed to improve our knowledge of hypersonic flows. These new techniques are attractive because they allow for non-intrusive measurement of density, velocity, and translational and vibrational temperatures within the flow field.

The Electron beam fluorescence (EBF) technique is particularly well-suited to low density hypersonic flows ( $< 10^{16}$  molecules/cm $^3$ ) because high fluorescence yields are obtained from excitation of the molecules or atoms of gas flows with high energy electrons, making this technique advantageous for studying very low density gases. Since its first application in 1953, it has been used in numerous facilities to perform local and non-intrusive measurements of density, vibrational and rotational temperatures and velocity on different species such as N<sub>2</sub>, NO, CO, CO<sub>2</sub> and He (References [1] to [15]). The technique has also been applied on several occasions for in-flight measurements on rockets to probe the shock layer or the upper atmosphere ([12] to [16]).



a) Typical EBF setup in a wind tunnel - Visualization of the electron beam and use of its afterglow to visualize a Mach 10 flow around the ESA EXPERT atmospheric re-entry vehicle  
 Figure 1 – Typical features of the EBF technique



b) EBF spectra of N<sub>2</sub> and NO

The EBF technique is based on the excitation (and related broadband fluorescence) induced by an electron beam on gas atoms and molecules along the electron beam's path. Figure 1a presents a typical EBF setup in a wind tunnel application. In a low-density gas flow, the use of an energetic electron beam (typically 25 keV) induces a complicated set of excitations in the gas all along the beam. These excitations produce broadband fluorescence ranging from X-rays to infrared. Each molecular or atomic species has its characteristic EBF signature in the form of characteristic vibrational bands or rotational emission lines from which measurements specific to that species can be performed.

For molecular Nitrogen, the main emissions in the UV and visible spectrum (Figure 1b) are mainly the first negative system  $N_2^+(1N)$  and the second positive system  $N_2^+(2P)$  from which most of the measurements are made. For NO, the most prominent bands are the gamma bands in the UV between 200 and 300 nm.

For a given species, the spectral analysis of its fluorescence provides the vibrational temperature and even the rotational temperature if high spectral resolution is possible for that species. The density of that species in the flow can be measured from the intensity of one or several of its fluorescence lines. Velocity measurements can also be made by Doppler shift of the radiative emission or with the time of flight method [2][3].

These measurements can be useful in the following applications:

- Validation of aerodynamic simulation codes from wind tunnels or in-flight testing
- Gas-surface accommodation
- Atmospheres of other planets

Parameters	Range
Flow Density	$10^{13} - 10^{16}$ molecules/cm <sup>3</sup>
Flow visualization	$10^{13} - 10^{17}$ molecules/cm <sup>3</sup>
Temperatures - of rotation Tr - of vibration Tv	from a few Kelvins to more than 1000 K
Velocity by Doppler shift Velocity by Time of flight	1000 m/s (for density range $10^{18} - 10^{13}$ molecules/cm <sup>3</sup> )

Table 1 presents the various parameters which can be measured on nitrogen based flows.

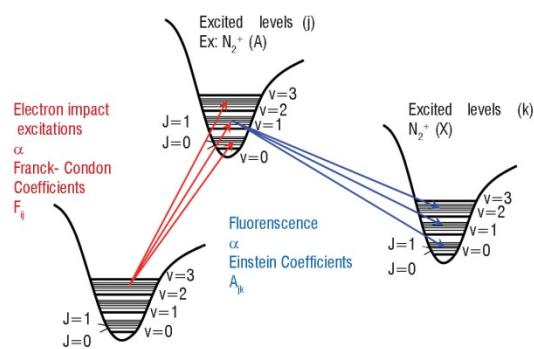
The measurements are:

- non-intrusive
- local (spatial resolution depends mainly on the optical imaging of the fluorescence from the beam which usually has a diameter of 1 mm: we can easily have a resolution of 1 mm<sup>3</sup>)

This technique has also been used on other species such as NO, O<sub>2</sub>, O and N, mainly to study gas discharges and in Helium flows for high Mach number studies. There is also a renewal of interest in extending the technique to higher densities and to studying CO/CO<sub>2</sub> flows (Mars atmosphere studies)[17].

## Measurement principle

Electron impacts on atoms or molecules induce transitions among the energy levels of the atoms or molecules as depicted in Figure 2. The interactions follow dipolar rules for electrons of energy higher than 800 V. For lower energies, quadrupolar excitations are substantial and provide higher fluorescence rates, but these are difficult to use because of the excessive non-linearity between the fluorescence intensity and the electron beam intensity or gas number density. For this reason, and also for sufficient propagation of the beam in a low density gas, the technique is usually applied with electron energies of a few keV. It is then comparable to laser-induced fluorescence (LIF): from knowledge of the radiative emission and excitation coefficients, one traces the intensity of a fluorescence line to the population number density of a fundamental energy level. In fact, in EBF there is broadband excitation of many fundamental levels due to the high energy of the electrons, thereby allowing for measurement of population distributions on many fundamental levels simultaneously.



Intensity of a fluorescence line:

$$I_{jk} = n_j A_{jk} h \nu_{jk} = h \nu_{jk} \frac{\sum_i n_i v_p \sigma_{ij}(E_p) n_i}{\sum_s A_{js} / A_{jk}} \propto n_0$$

Figure 2 - Electron Beam excitation-fluorescence principle

- $n_i, n_j$  : populations on levels i,j; both are proportional to the total density  $n_0$  of the gas
- $n_p$  : density of primary electrons,  $v_p$ : velocity of primary electrons
- $E_p$  : energy of primary electrons,  $E_p = \frac{1}{2} m_e v_p^2$ ,  $m_e$  being the electron mass
- $\sigma_{ij}(E_p)$  : cross section of the excitation by electron impact, where  $A_{jk}$  is the probability of radiative transition in s<sup>-1</sup>,  $h$  is the Planck constant,  $\nu_{jk}$  the frequency of the transition j-k

The intensity of a fluorescence line is therefore proportional to the total density of the gas  $n_0$  as  $n_i$  is proportional to  $n_0$ . This linear depen-

dence is valid up to density levels of  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Above that value there are two phenomena which cause deviations from linearity:

- Fluorescence quenching (collisional non-radiative deexcitation)
- Supplementary excitations by secondary electrons (created through ionization from the electrons of the beam, and which have sufficient energy to cause excitation (mainly quadrupolar). Beam dispersion also becomes important for electron density in excess of  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Secondary effects	Criteria	Upper density limit $n_g$ in molecules.cm $^{-3}$
Beam dispersion	Beam propagation length for at least 100 mm	$\leq 10^{16}$
Quenching	Linear relation between intensity of fluorescence and gas density: $I = \alpha n_g$	$\leq 3 \cdot 10^{16}$
Secondary electrons	Excitations by $e_s$ are less than excitations by $e_p$	$\leq 10^{16}$

Table 2 – Main causes for EBF limitation to high densities

## Measurements examples

Figure 3 recalls the typical setup in a wind tunnel as well as the potential measurements of the EBF technique matched against the appropriate optical detectors.

### Density and flow visualization

Density measurements are quite straightforward in a low-density gas (up to  $10^{15}$  molecules/cm $^3$ ) where the intensity of fluorescence is directly proportional to the density as shown, see § Measurement principle, page 2. As mentioned above, for higher densities, collisional non radiative deexcitation (quenching) established a non-linear relationship between fluorescence intensity and density when other parameters such as temperature are involved. Nevertheless, qualitative density variation can still be extracted from visible fluorescence for better understanding of flow structure, highlighting shock waves for example. This is usually done by sweeping the beam to illuminate a sheet of the flow, which provides spectacular images of visualization. Figure 4a shows an example of interaction of shock waves between two models placed in a Mach 10 flow (Onera R5 wind tunnel). Figure 4b shows a visualization of the flow structure around a 25/65 sharp double cone obtained by post luminescence from a fixed electron beam. The densities are too high here ( $> 10^{16}$  molecules/cm $^3$ ) to allow for accurate density measurements with visible fluorescence, but this kind of visualization can help in configuring the models and choosing the right type of interaction for more accurate measurements by other techniques (CARS for instance).

Ways to overcome quenching and other non-linear effects at high densities include accurate modeling of these effects or measurements using X-ray radiation which are not subject to quenching and to spectral broadening. An example of a density profile with the latter method is presented in Figure 5.

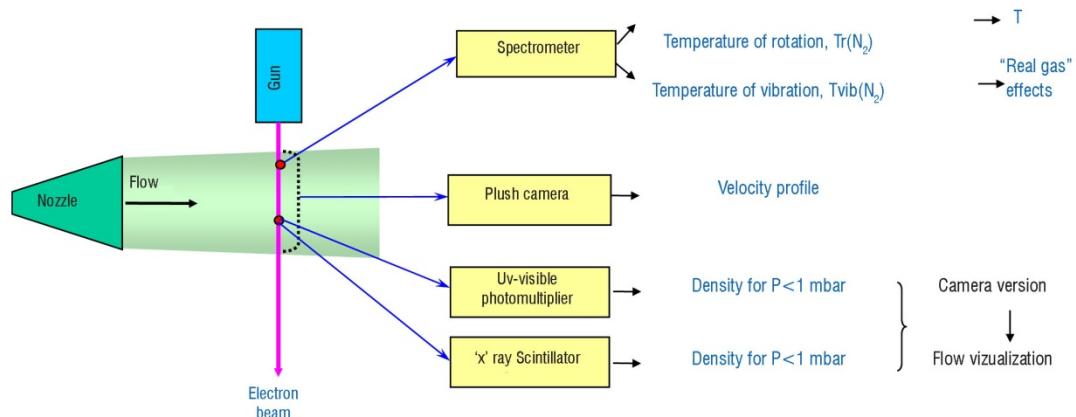


Figure 3 - EBF potential measurements and setups in wind tunnels

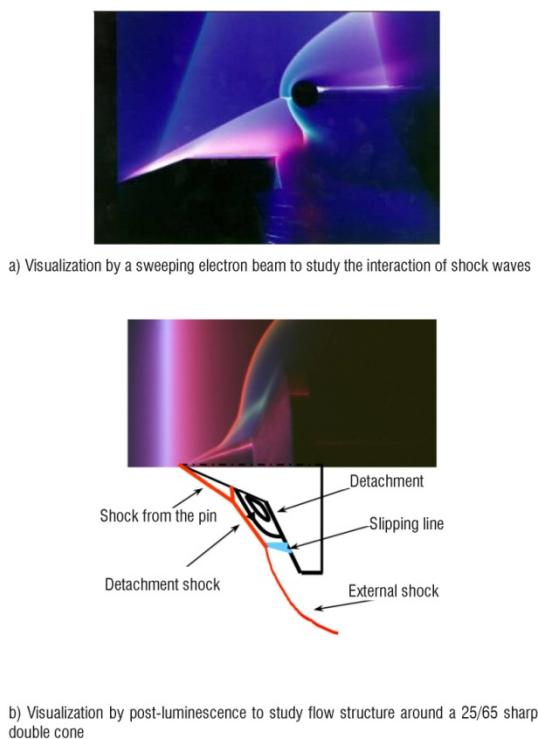


Figure 4 – EBF visualization in a Mach 10 flow

#### Vibrational and rotational temperatures

Measurement of the intensities of the rotational or vibrational lines and the use of the expression in Figure 2 allow for determination of the corresponding temperatures of a molecular species in the gas being studied.

To illustrate rotational temperature measurement capabilities at low and high temperatures, we present here an application which allowed for the characterization of a gas containing two groups of molecules, each one having a different rotational temperature (transient phase). The objective was to measure the rotational temperature of nitrogen molecules reflected from a 5 mm-diameter disc placed in a hypersonic flow.

The experiments were carried out in cooperation with the DLR at the V2G wind tunnel in Göttingen [10] [11]. The Knudsen number ( $\lambda/L$  where  $\lambda$  is the mean free path and  $L$  is a representative physical length scale) is set very high by using a low-density flow and a small surface in order to prevent a shock wave being formed in front of the

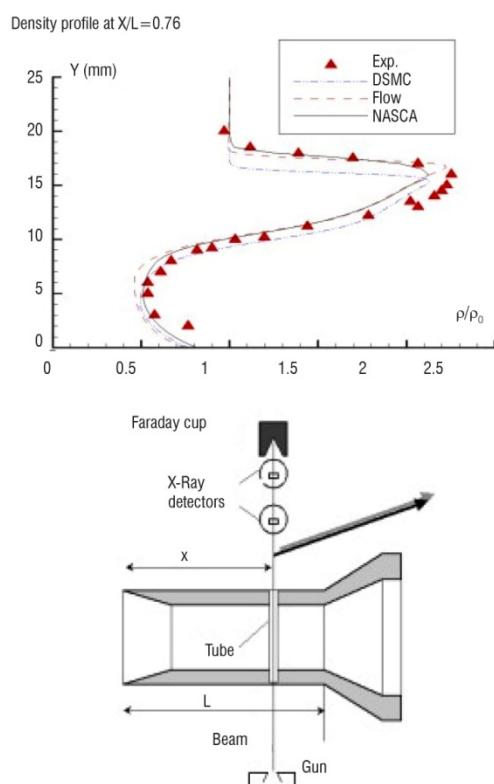


Figure 5 - Flow density profile measurements using electron beam-induced X-ray radiation and comparison to CFD

surface: the molecules are just reflected from the surface. Measuring the rotational temperature of these reflected molecules allows us to study how these molecules accommodate to the surface temperature, which can be varied from room temperature up to 1200 K. The effect of the velocity of the incoming molecules has also been studied through variation of the stagnation temperature of the flow from 300 K to 1200 K.

The beam is set to cross the flow vertically at a distance of 1 mm from the disc surface. A simple lens conjugates about 1 mm of the beam on the entrance slit of a high resolution spectrometer. Figure 6a shows the rotational spectrum of only the free flow when the model is away. The rotational temperature in this case is 32 K for stagnation conditions of 1020 K and 5 bar. In front of the disc surface, the rotational structure of the fluorescence (Figure 6.b and c) is more complex as it is a superposition of fluorescence from two groups of molecules: the free flow molecules and those reflected from the surface (here found to be at 1000 K). The density of the reflected molecules can also be deduced from spectrum inversion: it is here seen to be about three times higher than the free flow in the probe volume. The data interpretation is given in reference [11].

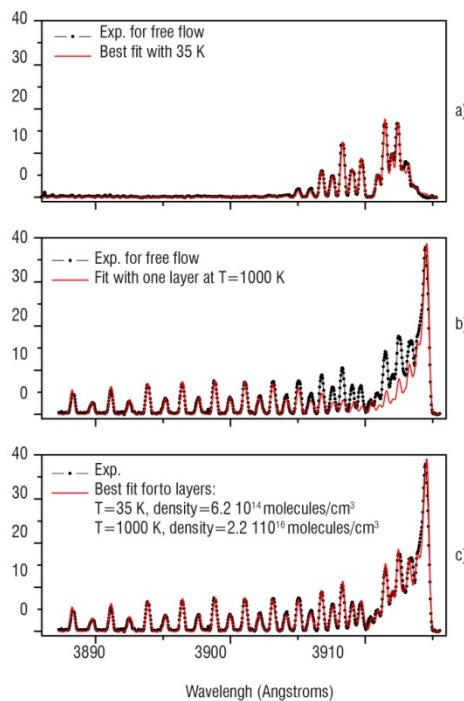


Figure 6 - EBF rotational spectra of reflected molecules by a disc placed in an N<sub>2</sub> hypersonic flow { a; spectrum in the free stream at 35 K; b) and c) present the same spectra in the flow at 1 mm in front of the disc but with different simulated spectra to show that there are two groups of molecules: incoming flow at 35K and reflected molecules at 1000K }.

### Velocity

Velocity measurements by EBF can be performed using the following methods:

- Doppler shift technique
- Time of flight technique
  - Electrical detection with Langmuir probes
  - Optical detection of afterglow

The Doppler shift technique is quite straightforward and involves simply analyzing the Doppler shift induced in the fluorescence lines observed by a high resolution spectrometer at an angle which is the smallest possible with respect to the flow axis [2]. We will describe more thoroughly here the time of flight method and particularly when it involves optical detection of afterglow.

### Velocity Measurements using a classical pulsed electron beam

Gas ionization is an important process among excitations due to electron beams. This phenomenon can be used with a pulsing electron beam to induce columns of plasma which are convected by the flow. The plasma columns contain mainly N<sub>2</sub><sup>+</sup> ions and low energy secondary electrons produced during the ionization process.

After tagging the flow with these columns of plasma, local velocity measurements can be done by measuring the time of flight of the

plasma columns between two chosen points through electrical detection of the N<sub>2</sub><sup>+</sup> ions (or the secondary electrons) with Langmuir probes [3].

The movement of the plasma columns can also be traced by the radiative emissions (afterglow) produced from secondary electron excitations in the columns. Some of the secondary electrons have sufficient energy to excite molecules of the gas producing fluorescence (N<sub>2</sub><sup>+1</sup>N and N<sub>2</sub>P emissions) similar to the ones due to the excitations by the primary electrons of the beam. These secondary excitations can occur over a relatively long distance downstream from the electron beam depending of the flow velocity and the relaxation time of the secondary electrons. The radiative lifetime  $\tau$  of the excited molecules is very short ( $\tau \sim 60$  ns), which means that the fluorescence can be considered to be emitted at the point of excitation in the columns for flow velocity V less than 10000 m/s.

Velocity measurements can be made here by measuring the distance of flight of the luminous plasma columns during a known time interval. For a single column, a streak and/or intensified camera for example can be used to take snapshot pictures at different known times to follow the column displacement. The opening time must be very short (a few hundreds of nanoseconds for velocities less than 10000 m/s) to freeze the movement of the column at each opening. Usually, the light collected is quite low and image accumulation must be used to enhance detection, but this is possible only if the flow velocity is constant. A further improvement is to use a train of columns induced at regular intervals of time by a pulsed electron beam and perform stroboscopic detection by a camera whose openings are pulsed at the same frequency of the electron gun. Chemiluminescent reactions of N<sub>2</sub>(A) metastables (created by the electron beam) with species like NO or OH can also be used to enhance optical detection of the plasma columns [6].

Figure 7 presents an image of acceptable contrast for measuring the free stream velocity in a Mach 10 flow using a frequency of 100 kHz for both the electron gun (see box 1) and the camera pulses. Application inside a shock layer is more difficult as we must first know the local direction of the velocity or the stream line structure.

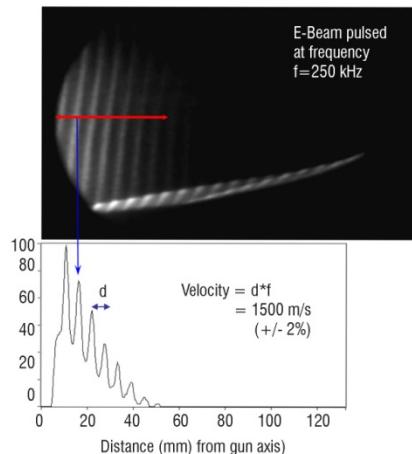


Figure 7 - Velocity measurements using pulsed afterglow. An electron beam pulsed at frequency f (pulse duration of a few hundred ns) induces a train of luminous plasma columns convected by the flow. Flow velocity is proportional to the distance between two successive columns.

### Box 1 - Electron guns

The electron gun is a key element in the EBF technique, which requires a thin monoenergetic electron beam of a diameter around 1 mm (for adequate spatial resolution), energy of about 20 keV (for propagation length of a few hundred mm in a gas at pressures of 100 Pa) and current of about 1 mA (for a sufficient fluorescence signal).

At ONERA we have developed three types of guns:

- hot filament [1] [2] [3],
- secondary emission (beam or sheet emission) [4],
- pseudo spark [8] [18] [19],

Their main characteristics are presented in Figure C1 and Table C1.

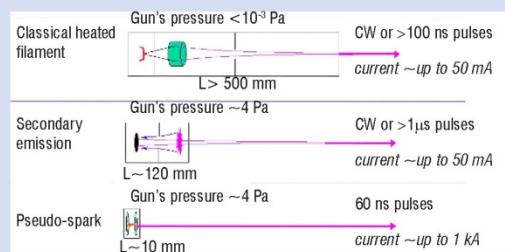
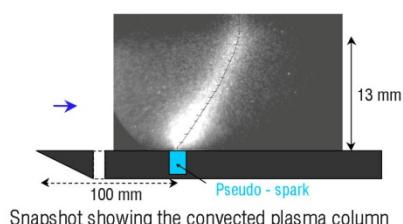


Figure C1 - The three main types of electron guns

Gun	Measurement duration	Repetition rate	Measurements
Classical gun (Hot filament) (beam 30 kV, 1 m A, diam 1, 0.1 mm)	100 ns to CW	CW or pulsed up to 10 MHz	All EBF measurements in low enthalpy conditions ( $H_i/RT_a < 10$ )
Pseudo-spark (beam 60 kV, 100 A, diam 1 mm)	30 ns to 5 $\mu$ s	Pulsed up to 1 kHz	Velocity in all conditions; sufficiently miniature to be placed inside a body in the flow
Secondary emission (25kV, 10 mA, diam 1 mm)	1 $\mu$ s to CW	CW or pulsed up to few kHz	All EBF measurements

Table C1 – Main properties and performances of different types of electron gun

Usually heated filament electron guns (and pseudo-spark in a few experiments) are used to generate the electron beam in wind tunnels. But these devices are quite difficult to use in flight experiments because of their relatively large weight and energy consumption as well as secondary vacuum requirements for their operation.



Snapshot showing the convected plasma column

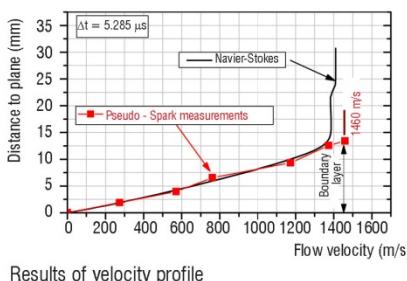


Figure 8 - Velocity profile measured by a pseudo spark electron from within a flat plate model in the Onera R5 Mach 10 wind tunnel

### Velocity measurements across the boundary layer in hypersonic flows using a pseudo spark electron-beam-assisted glow discharge

Instead of image accumulation, one can try to increase the afterglow by using a more intense electron beam or some technique to increase the number of excitations in the plasma column. One such method is to use a so-called “pseudo spark” type electron gun which by principle of operation delivers a pulsed beam of some tens of nanoseconds (see box 2). However, the high current intensity (a few amperes) remains insufficient for single-shot detection with an intensified CCD. One way to further increase the afterglow is to create and maintain a glow discharge in the plasma column created by the pseudo spark beam through proper electrical ground connections [8]. This pseudo spark technique offers the further advantage of being quite small in dimensions so that it can be placed inside a model to measure the velocity profile in a shock layer of simple geometry. We present below an example of a velocity profile across a boundary layer obtained with an electron gun inside a model in the Mach 10 low-density hypersonic R5 wind tunnel at Onera. In these experiments, an intense pulsed electron beam is emitted by a very small (2cm x 3 cm) pseudo-spark [18] [19] electron gun located inside the model (2D grounded metallic plate).

## Box 2 - EBF for in - flight measurements

Based on the advent of a new compact electron gun designed from the secondary emission principle, Onera is studying a laboratory prototype to demonstrate the feasibility of obtaining a compact EBF instrument for in-flight measurements onboard an atmospheric re-entry vehicle as shown in Figure B1.

The perimeter of development for the in-flight EBF system will have at least the following measurement objectives:

- Species density:  $p/p_\infty$  profile across a shock layer. The species is N<sub>2</sub> and possibly NO in the event of atmospheric re-entry or CO and CO<sub>2</sub> in the case of a Martian re-entry.
- Temperature of vibration T<sub>vib</sub> and/or temperature of rotation T<sub>rotation</sub> of one of the above mentioned species;

The measurements are to be made with a spatial resolution on the order of a few mm<sup>3</sup> along a line perpendicular to the wall of the vehicle. The segment of the line to be measured is of a minimum length of 100 mm with the center at about 300 mm from wall of a vehicle. The measurements are to be provided at a minimum repetition rate of 10 Hz in the altitude range of 70 km to 50 km.

Measurements at higher altitudes are possible with this technique but at the expense of a lower signal to noise ratio which can partly be compensated for by a longer integration time (~1 s) and lower repetition rate (~1 Hz). Measurements are less likely below 50 km due to non-linearity in the fluorescence signal as well as high beam dispersion and attenuation.

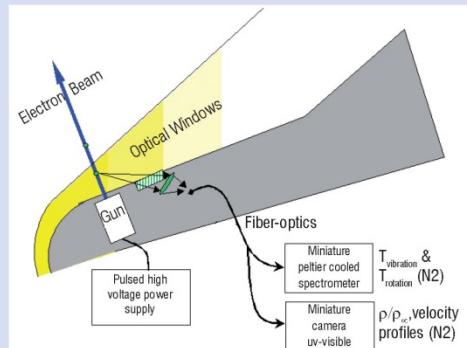


Figure B1 - Electron beam fluorescence measurements on board a re-entry demonstrator

The EBF prototype will use an electron gun to produce a pulsed (around 10 Hz) electron beam of about 20keV energy, about 1 mA intensity and 2mm diameter which will be emitted through a small diameter (few mm) opening on the vehicle wall. A turbo-molecular pump and high-voltage power converters operating from 24 V are needed for the beam emission. Two optical detectors (one camera and one spectrometer) will be used to observe, through specific optical windows on the vehicle wall, the fluorescence induced by the electron beam. The data collected will be transmitted to the vehicle controller for recording and/or tele-transmission. The processing of the data will be done during the post-flight analysis.

The design studies leading to the final configuration presented in figure B2 used many off-the-shelf components selected for their potential to be easily upgraded for space applications. The obtained prototype is quite compact, occupying a volume of 370 x 300 x 250 with few interfaces for data communications and a low-voltage power supply. The mass of the instrument is around 11kg but there are still ways to reduce the mass through further optimization of the design.

One of the validation tests of the final laboratory prototype was done in a small transparent vacuum chamber. This chamber is a cylinder of 300mm diameter and of 400mm length with the cylindrical part made of 8 mm thick glass. There are metallic plates on the top and bottom of this cylinder. The EBF assembly base plate has been adapted to the top plate where appropriate holes have been drilled for the prism windows and the electron beam exit. The bottom plate is equipped with the necessary feed-throughs for pumping and pressure monitoring. Figure B3 shows the setup disposed on an office table. Alongside the cylinder there is an electronic box which was specially manufactured to manually control the operation of the EBF assembly. This electronic box also includes a converter to provide 24 V power to the EBF prototype from a standard 220 V power supply.

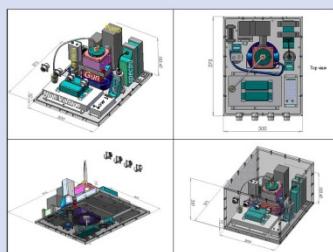


Figure B2- EBF final assembly design for the laboratory prototype

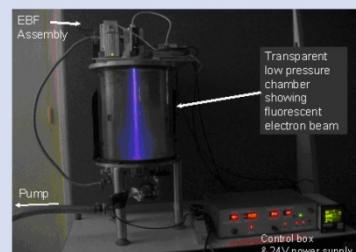


Figure B3- Tests of the laboratory prototype for an inflight EBF instrument

It penetrates the flow from a 0.3 mm hole across the surface, and traces the path of a high-voltage glow discharge in some ten nanoseconds. The filamentary discharge is instantaneously connected to a high voltage capacitor via a thin, high-voltage metallic rod placed parallel to the flow axis and 100 mm away from the gun exit. This maintains the gaseous filament very bright for a few microseconds. The initial linear pattern of the discharge then closely follows the streamlines which are known in this case. It is verified that no distortion occurs when the discharge is triggered within the same gas at static pressure.

At a precise time delay (5 µs) after the electron gun actuation, a CCD camera is opened briefly (250 ns) to image the position of the luminous column convected by the flow (Figure 8). The local velocity of the stream versus the distance above the plane is simply deduced from the horizontal displacement of a given point during the selected delay time.

#### References

- [1] A. E. Grun, E. Shopper, B. Schumacher - *Electron Shadowgraph and Afterglow Pictures of Gas Jets at Low Densities*. J. Appl. Phys., 24, p1527, 1953.
- [2] E. P. Muntz - *The Electron Beam Fluorescence Technique*. AGARDograph 132, 1968.
- [3] A. Mohamed - *EBF in blow-down hypersonic wind tunnels*. Phd Dissertation, Paris XI, 1991.
- [4] R. Colomba, J. Bonnet - *Canon à électrons pour technique FFE en nappe*. Onera RT 46/3409 PN, 1994.
- [5] D. P. Weaver, D.C. Wadsworth, D. Campell, E.P. Muntz (DSMC) - *Comparison with Electron Beam Measurements of Sonic Orifice Expansion Flow of Nitrogen*. Proceedings of the 18th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Vancouver, Canada, AIAA, Washington, DC, Vol.158, pp.1314 (1994).
- [6] A.K. Mohamed, T. Pot, B. Chanetz - *Diagnostics by Electron Beam Fluorescence in Hypersonics*. ICIASF'95 Record 95-CH3482-7, 14.1, International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, Wright-Patterson AFB, Ohio, USA, July 1995.
- [7] L. A. Gochberg - *Electron Beam Fluorescence Methods in Hypersonic Aerothermodynamics*. Prog. Aerospace Sci., Vol. 33, 1997, pp. 431-480.
- [8] S. Larigalde, D. Bize, A. K. Mohamed, M. Ory, J. Soutadé, and J. P. Taran - *Velocity Measurement in High Enthalpy, Hypersonic Flows Using an Electron-Beam-Assisted Glow Discharge*. AIAA Journal, Vol 36, N° 6, (1998).
- [9] J-C. Lengrand - *Mesure des températures de rotation dans l'azote à basse densité par la sonde à faisceau électronique. Application à l'étude d'écoulements*. Thèse de Doctorat en Sciences Physiques, Université Paris VI, 1974.
- [10] G. Gundlach, C. Dankert - *Rotational Accommodation of NO on a Hot SiC-Surface in a Rarefied Flow*. Proceedings of the 18<sup>th</sup> International Symposium on Rarefied Gas Dynamics. Vancouver, Canada, AIAA, Washington, DC, Vol.158, pp.976 (1994).
- [11] S. Novopashin, C. Dankert, K. Lehmköster, A. Mohamed, T. Pot - *Rotational Temperatures of N2-molecules Reflected from a Wall*, Rarefied Gas Dynamics, Proceedings of the 20<sup>th</sup> International Symposium, 19-23 August 1996, Beijing/China, Ed. Ching Shen, Peking University Press, Beijing, China, 1997.
- [12] J.H. De Leeuw, W.E.R. Davies - *Measurement of temperature and density in the upper atmosphere using an electron beam*. Can. j. Phys., 50(10), 1044 (1972).
- [13] R.R. O'Neil, W.R. A.M. Pendleton, Hart, A.T. Stair - *Vibrational temperature and molecular density of nitrogen measured by rocket-borne electron beam induced luminescence*. J. Geophy. Res., 79(13), 1942, (1974).
- [14] R.J. Cattolica, R.J. Schmitt, R.E. Palmer - *Feasibility of non-intrusive optical diagnostic measurements in hypersonic boundary layers for flight experiments*. AIAA paper 90-0627 (1990).
- [15] T. Kawashima, K. Oyama and K. Suzuki - *A Measurement of Vibrational-Rotational Temperature and Density of Molecular Nitrogen in the Upper Atmosphere by Rocket-Borne Electron Beam Induced Luminescence*. The Institute of Space and Astronautical Science(Japan), report n° 672, 1999.
- [16] C. Dankert, R.J. Cattolica, W. sellers - *Local Measurements of Temperatures and Concentrations: A Review for Hypersonic Flows*, in *New Trends in Instrumentation for Hypersonic Research*. Ed. A. Boutier,, Kluver Academic Press, ISBN 0-7923-2024-7, 1993.
- [17] D. R. Farley, R. J. Cattolica - *Electron-beam fluorescence from the A2Πu → X2Πg and B2Σu+ → X2Πg transitions of CO<sub>2</sub><sup>+</sup>*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol. 56, N° 1, p. 83 - 96, 1996.
- [18] J.Christiansen and C. Schultheiss - Production of High Current Particle Beams by Low Pressure Spark Discharges, Z. Physik, Vol. A290, pp. 35-41 (1979).
- [19] S. Larigalde - *Study of the Breakdown Phase in a Pseudospark Switch: Part I-Basis Experiments and Crude Model, Part II-Ultrafast CCD Cameragrams Using HE+ Spectral Line Emission*. IEEE Trans. on Plasma Science, Special Issue on Physics and Application of Pseudospark Discharges, Vol. 23, N° 3, pp 362-374 (1995).
- [20] S. Larigalde, D. Bize, A. K. Mohamed, M. Ory, J. Soutadé and J. P. Taran - *Velocity Measurement in High Enthalpy, Hypersonic Flows Using an Electron-Beam-Assisted Glow Discharge*. AIAA Journal, Vol 36, N° 6, (1998).
- [21] A. Mohamed, J. Bonnet, J.-P. Faléni, U. Koch, B. Esser, A. Ghulan, R. Janovsky, P. Vahlenkamp - *ESA ITI project- Demonstration of Electron Beam Fluorescence (EBF) Feasibility for Flight Application in the DLR LBK wind tunnel*. Onera report RF 1/10453 DMPH - April 2007.
- [22] L. Walpot, H. Ottens - *FESART/EXPERT Aerodynamic and Aerothermodynamic Analysis of the REV and KHEOPS Configurations*. TOS-MPA/2718/LW, 16 September 2002.

The observation field extends 20 mm above the model. As a calibrated grid is used to determine the magnification of the optics, the global accuracy of this method can be estimated to 50-100 m/s. For identical aerodynamic conditions, the measured velocity profile compares correctly to the results of a numerical Navier-Stokes calculation.

#### Conclusion

Onera has further developed the EBF technique through new methods and electron guns and extended the application to high enthalpy flows together while rendering it less complex for routine use in wind tunnels. The challenge now is to use this technique for in-flight measurements in the flow around a reentry vehicle for Earth reentry studies or probing of the atmospheres of other planets, and ONERA has already taken steps in this direction through the development of a prototype described in box 2 ■

La plupart des réalisations décrites dans l'article précédent concernent des souffleries à basse enthalpie où le rayonnement propre est très faible ou inexistant. Nous avons mené quelques essais dans les souffleries à haute enthalpie F4 [118] et LBK [119] où ce rayonnement est plus gênant. Malheureusement, ces essais ont été trop rares. Le peu de résultats nous donnent néanmoins quelques pistes pour améliorer cet instrument FFE.

Les tentatives à la soufflerie F4 à l'aide d'un canon à filament classique n'ont permis que des mesures dans des rafales à moyenne enthalpie. Cependant, ces résultats étaient importants à l'époque pour confirmer la présence de NO et donc l'existence des réactions chimiques. Ces essais confirmaient aussi que pour s'affranchir de la forte luminosité propre de l'écoulement, il est impératif d'avoir un courant d'électrons beaucoup plus intense, synonyme d'une fluorescence plus intense. Il y a eu plusieurs tentatives prometteuses avec des canons plus puissants développés à l'ONERA mais malheureusement elles sont restées sans suite à cause des coûts élevés, des essais trop rares en soufflerie pour une réelle validation et de la complexité et l'encombrement de l'instrument développé.

Une autre piste a aussi été suivie pour obtenir un courant très intense mais en mode pulsé via l'effet pseudospark entre deux électrodes très rapprochées. Malheureusement si l'on obtient bien des courants jusqu'au kA, la durée est trop brève (60 ns) et le taux de répétition trop faible pour obtenir une fluorescence moyenne suffisante pour les mesures de densité et de températures. Nous avons par contre avantageusement exploité ce canon pour des mesures de vitesse par temps de vol à la soufflerie F4 [120]. La fluorescence a été amplifiée et maintenue sur quelque dizaines de  $\mu$ s via une décharge électrique créée dans la colonne ionisée par le faisceau d'électrons à l'aide d'une électrode placée dans l'écoulement. Cette fluorescence est difficilement exploitable pour des mesures spectroscopiques. En effet une décharge électrique avec des électrons non-monocinétique amène une grande contribution d'excitations quadripolaires à la fluorescence, ce qui rend difficile l'exploitation des spectres. Le caractère intrusif de l'électrode supplémentaire rend aussi cette technique peu pratique dans un écoulement avec une maquette.

### 1.9.2 Application à des écoulements CO/CO<sub>2</sub> pour la rentrée Martienne

En parallèle des études pour la rentrée atmosphérique terrestre, j'ai aussi mené des recherches pour exploiter cet outil dans des compositions gazeuses représentatives des atmosphères d'autres planètes, notamment celui de Mars. Ce type d'étude est aussi poursuivi à l'étranger, notamment par l'équipe de Cattolica [121] sur la fluorescence de CO<sub>2</sub>. Une thèse [122] à l'ONERA vient de se terminer sur cette thématique avec beaucoup d'éclairage sur l'emploi de cette technique dans des mélanges de CO<sub>2</sub>/CO/N<sub>2</sub>(Figure 43). La composante CO est nécessaire pour tenir compte de la dissociation de CO<sub>2</sub> dans une onde de choc.

Un des objectifs de la thèse était d'identifier finement toutes les raies et bandes dans la zone UV-visible ainsi que le choix de celles les plus appropriées à exploiter pour caractériser les concentrations de ces espèces ainsi que les températures de rotation et de vibration dans un mélange inconnu. Les recherches de Farley [121] ont montré qu'on peut facilement trouver des bandes suffisamment isolées pour la mesure de T<sub>v</sub>, mais on ne peut pas résoudre les raies de rotation de CO<sub>2</sub> (molécule lourde à faible coefficient de moment d'inertie). La température de rotation pour cette espèce peut être extraite de l'enveloppe d'une bande de vibration (Figure 44a) mais cette méthode est peu précise et n'est pas applicable à des cas de non-équilibre de Boltzmann. Nous avons préféré explorer plutôt l'espèce CO, qui peut être à des concentrations jusqu'à 50 % dans une onde de choc. Elle

présente aussi moins de superposition dans les raies de rotation, en particulier pour les bandes du système Baldet-Johnson  $\text{CO}^+(\text{B}^2 \Sigma^+ \text{, A}^2 \Pi_i)$  vers 500 nm. La température de rotation peut être extraite de ces bandes avec un spectromètre de résolution moyenne de 0.1 nm (Figure 44b). Il reste à valider cette approche dans le cas de fond lumineux intense des écoulements à haute enthalpie.

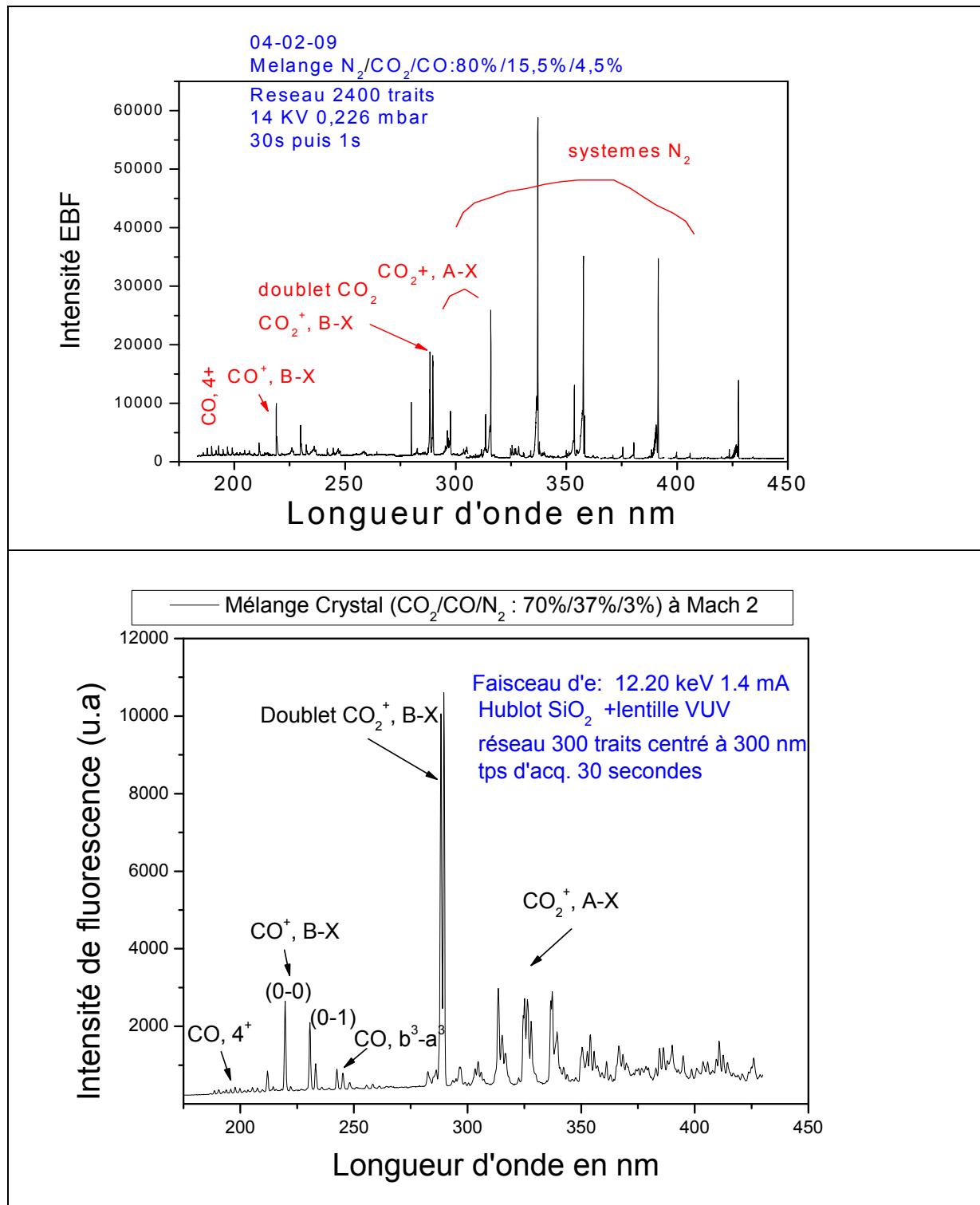


Figure 43- Identification et intensité des bandes de vibration pour deux mélanges  $\text{CO}_2/\text{CO}/\text{N}_2$

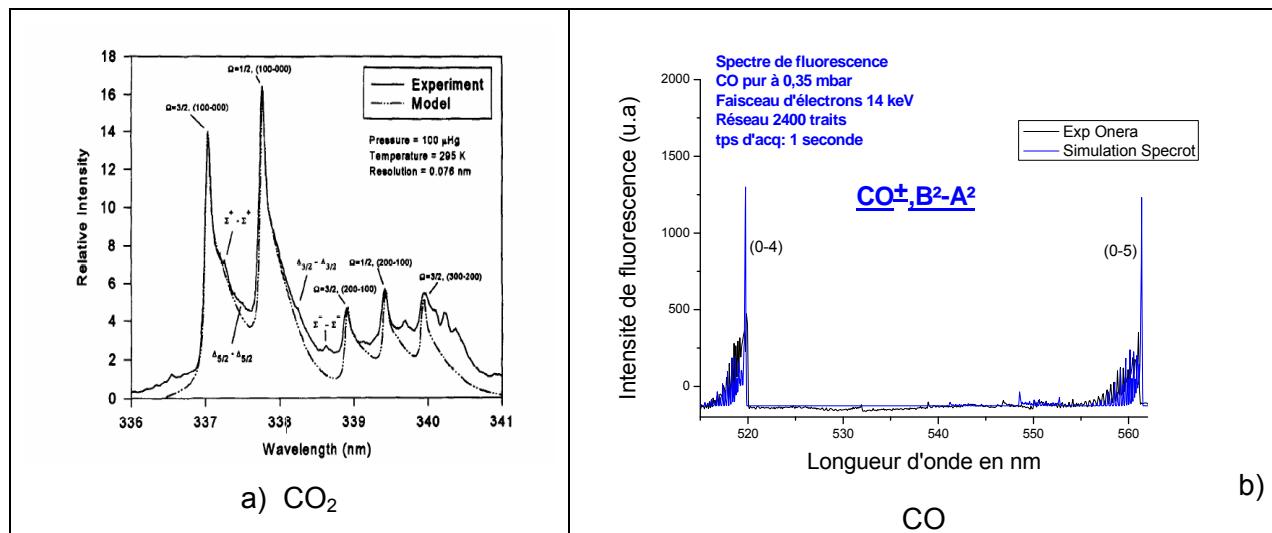


Figure 44 - Exemple de structure rotationnelle pour la FFE de CO<sub>2</sub> [121] et CO [122]

### **1.9.3 Perspectives pour la FFE/EBF**

Mes recherches sur des nombreuses années, avec l'aide de collègues et étudiants à l'ONERA et au DLR, ont permis des progrès notables dans la mise en œuvre de cette technique ou dans l'extension de ses possibilités de mesures. Pour l'exploitation de la fluorescence dans l'UV-visible, les recherches ont permis d'aboutir à un instrument de faible poids ( $\sim 10$  kg), de puissance électrique modeste ( $<120$ W) et de faible encombrement (0,3 m x 0,3 m x 0,3 m) pour envisager son embarquabilité à bord de véhicules de rentrée atmosphérique comme EXPERT. Malheureusement, cet instrument n'a pas été retenu pour le premier vol de ce projet car il a été jugé d'être trop immature. Il n'y a pas eu suffisamment de validation en soufflerie chaude et surtout, les risques d'interférences électromagnétiques (haute tension, rayon X, ...) sur les autres instruments en vol ne sont pas assez connus. C'est donc vers ce type de validation qu'il faut chercher à concentrer nos efforts de développement.

En terme de rendre l'instrument encore plus compact, on estime que le canon à électrons pour EXPERT peut encore être miniaturisé d'un facteur au moins quatre en volume. En fait, l'encombrement du canon est en train de devenir moins problématique que celui pour les alimentations de haute tension ou pour le spectromètre.

Concernant l'extraction des mesures à partir de la fluorescence, des développements restent à faire en terme de consolidation du programme d'inversion des spectres pour les espèces diatomiques et en terme de modélisation plus fine pour les espèces triatomiques comme CO<sub>2</sub>. La thèse de B. Diop [122] a aussi entamé une modélisation de la dispersion du faisceau à partir des sections efficaces différentielles. Il reste à continuer ce travail en y additionnant la partie inversion des images de fluorescence pour arriver à des profils de densité dans un milieu inhomogène comme à travers une onde de choc.

Nos efforts ont été surtout consacrés vers une meilleure connaissance des écoulements autour d'engins de rentrée atmosphérique dans le but d'améliorer la technologie de ce type de véhicule. Mais un instrument FFE compact peut être utile à des études dans d'autres domaines comme :

- *L'étude de l'atmosphère terrestre ou martienne* pour des mesures simultanées des espèces comme N<sub>2</sub>, NO, CO, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, He, etc ainsi que les températures de rotation et de vibration de ces espèces. D'autres espèces et d'autres atmosphères planétaires sont envisageables mais nécessitent des validations préalables en laboratoire. Ces mesures peuvent être effectuées à bord de véhicules plus lents (donc ne générant pas de couche de choc lumineuse) comme une fusée [123], un ballon stratosphérique ou un drone.
- *L'étude de l'ionosphère par injection contrôlée d'un faisceau d'électrons.* Le but serait d'analyser l'influence du rayonnement solaire (catalycité, ionisation) en caractérisant la composition chimique de la haute stratosphère. Des travaux dans ce sens ont été conduits en Russie [124], en France [125] et aux Etats-Unis [126]. Des travaux ont aussi été menés en Russie pour tester les capacités 'antenne pour communications entre satellites ou véhicules en orbite' en modulant un faisceau d'électrons [124].
- *La caractérisation de sols et matériaux par vaporisation* au moyen d'un faisceau d'électrons et analyse la fluorescence induite à l'instar de la LIBS qui utilise un faisceau laser. Cette application requiert une basse pression autour de la dizaine de millibars. A priori la faible pression au sol de Mars, autour de 15 millibars, semble compatible à ce type d'expérience.

On peut aussi imaginer combiner ces trois applications à celle de la caractérisation d'écoulement pour l'aérodynamique à travers un même instrument faisant des mesures tout au long de la trajectoire d'une sonde explorant la planète Mars ou une planète offrant des pressions similaires au sol. Comme déjà mentionné au chapitre précédent, on peut chercher à combiner un tel instrument avec un lidar Rayleigh, ce dernier faisant des mesures dans les cas où la densité est trop élevée pour laisser la propagation d'un faisceau d'électrons.

## 1.10 Spectroscopie d'absorption à diode laser (TDLAS ou DLAS)

Nous passons maintenant à une technique laser fonctionnant sur le phénomène d'absorption au lieu de la fluorescence. La technique de spectroscopie d'absorption à diode laser (TDLAS ou DLAS) est très simple de concept et elle est aussi très sensible pour mesurer la concentration de certaines espèces ainsi que la température dans un gaz statique. Mais elle ne fournit que des mesures intégrées sur la portion où le faisceau laser a été absorbé. Cette technique, qui n'a donc aucune résolution spatiale, semble a priori peu compatible avec une application dans une soufflerie où le jet de gaz présente des gradients de densité plus ou moins forts suivant la façon dont l'écoulement a été généré. Et pourtant, c'est l'une des techniques spectroscopiques qui donne le plus de résultats en hypersonique à haute enthalpie en raison d'une combinaison de circonstances favorables.

En effet, cette technique, lorsque employée dans l'infrarouge moyen, est très sensible à des espèces comme NO pour des écoulements d'air (on a vu par la suite qu'on pouvait aussi utiliser CO ou H<sub>2</sub>O qui existent à l'état des traces) et CO/CO<sub>2</sub> pour des écoulements Martiens. Un autre fait qu'on exploite est que souvent on emploie une tuyère dite profilée pour collimater un écoulement hypersonique qui présente alors des profils transverses de pression, de température, de vitesse et/ou la composition chimique assez plats pour le noyau de l'écoulement. Il apparaît ainsi sensé d'appliquer une telle technique pour donner des mesures moyennes dans cette portion d'écoulement, à condition qu'on puisse s'affranchir de l'absorption du faisceau laser dans la couche limite qui est à des conditions très différentes avec des variations spatiales assez importantes..

Un moyen pour y arriver est d'exploiter le fait que l'écoulement dans le noyau est à une vitesse beaucoup plus grande que celle dans la couche limite. Lorsqu'on met le faisceau laser avec un angle non perpendiculaire à l'axe de l'écoulement, on peut séparer spectralement par décalage Doppler le spectre d'absorption du gaz dans le noyau de celui de la couche limite. Chaque spectre peut être traité indépendamment pour fournir les paramètres de vitesse, concentrations et température de la couche considérée.

Cette solution de filtrage par décalage Doppler est élégante car elle nous évite d'utiliser un moyen complexe comme l'inversion d'Abel et elle fournit en même temps la vitesse de l'écoulement du noyau sain, ce qui est une mesure très demandée dans les installations à haute enthalpie. Jusqu'à présent, cette technique est la seule à fournir une mesure directe de la vitesse de façon quasiment routinière dans ces installations.

Mais nous le répétons, ce filtrage n'est possible que si le noyau n'a pas ou peu de gradient spatial. Ceci est le cas pour les souffleries comme F4 et HEG à tuyère profilé où les profils de diverses grandeurs comme la masse volumique, la température et la vitesse dans le noyau peuvent être considérés comme plats. Pour la soufflerie LBK, la tuyère conique employée donne un jet plus éclaté et l'application de cette technique est moins performante. Mais le fonctionnement est continu avec des conditions relativement stables dans le temps ce qui permet d'utiliser la méthode d'ABEL à plusieurs points de vue [127] pour employer cette technique dans la soufflerie. Cette technique a aussi été appliquée dans la soufflerie SIMOUN à tuyère de géométrie rectangulaire [128].

Je présente dans l'article [129], reporté au paragraphe suivant, un peu plus de détails sur la théorie et l'instrumentation de cette technique ainsi que son utilisation que j'ai menée avec l'aide d'autres collègues et stagiaires dans des souffleries en France et en Allemagne. L'article montre aussi deux applications en combustion : la caractérisation des espèces CO et H<sub>2</sub>O et de la température dans une chambre à combustion ainsi que des mesures de ces mêmes grandeurs en sortie d'un moteur d'avion sur une piste d'aéroport.

A la fin de cet article de synthèse ('Box 1'), il y a une description de l'effort mené avec deux doctorants sur la méthode CRDS. Cette option a pour objectifs, entre autres, d'étendre les mesures d'absorption à la molécule O<sub>2</sub> qui n'est pas active dans l'infrarouge et qui ne présente que des bandes d'absorption faibles dans le visible.

Page sans texte

### 1.10.1 Article de synthèse sur mes travaux en spectroscopie d'absorption à diode laser

#### Optical Diagnostics of Flows

A.K. Mohamed, M. Lefebvre  
(Onera)

E-mail: ajmal\_khan.mohamed@onera.fr

## Laser Absorption Spectroscopy to Probe Chemically Reacting Flows

Laser absorption spectroscopy is now a well established tool to perform temperature, density and velocity measurements in a wide variety of aerodynamic and combustion flows. Measurements are usually performed on heterogeneous molecules like NO, CO, CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O which present strong absorption line strengths in the infrared region due to their high dipole moments. In this paper, we present examples of applications using mid-infrared laser diodes in several hypersonic wind tunnels and combustion facilities of Onera and DLR followed by a review of actual developments in new OPO based laser sources providing better coverage of the infrared domain and opening new possibilities of ultra sensitive detection using cavity enhanced or photo-acoustic methods and stand-off distance measurements based on lidar schemes.

#### Introduction

Laser Absorption Spectroscopy for aerodynamics was developed in the mid 70's using infrared lead-salt diode lasers to probe combustion media [1][2] and has been used in hypersonic flows since the mid 90's [3][4] to probe the free stream in hypersonic facilities like the Onera-F4 hot shot facility [5], the DLR-HEG shock tube [6][7], or the Onera-S4 [6] and Astrium SIMOUN wind tunnels [8]. The technique is based on measuring the absorption intensity of a fast wavelength tuneable laser beam passing through the flow. Velocity, translational temperature and concentration measurements can be derived from the spectral features of molecular absorption lines acquired at high spectral resolution. Measurements are usually performed on heteronuclear molecules like CO, NO and H<sub>2</sub>O which are naturally present as a result of real gas effects or as trace pollution species in air flows or on CO<sub>2</sub> in the case of Martian re-entry studies. All of these molecules have strong absorption line strengths due to their high dipole moments and usually the fundamental levels of absorption lines are located in the mid infrared region (wave number > 4  $\mu$ m), which is well covered by CW lead-salt diode lasers (Figure 1).

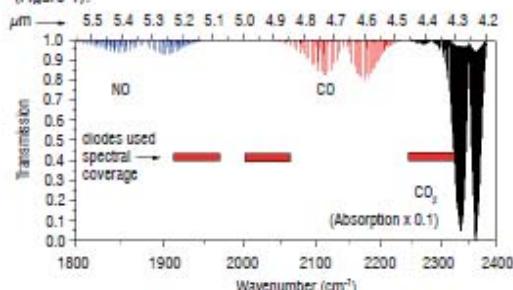


Figure 1- Absorption spectrum of some molecules of aerodynamic interest and spectral emission windows of some of the laser diodes used in wind tunnels and combustion applications.

These lead-salt diode lasers have very narrow line width emissions (around a few MHz or 10<sup>-3</sup> cm<sup>-1</sup>) and can be finely tuned (with a resolution close to 10<sup>-4</sup> cm<sup>-1</sup>) around absorption lines so that the temperature and pressure broadening can be visualized without any interference broadening from the laser line width itself. This high spectral resolution feature therefore allows temperature measurements from the Doppler line shape on trace molecules in low pressure (less than 1000 Pa) chemically reacting media such as in hypersonic flows where the lines are broadened mainly by temperature effects with typical Doppler line widths of 10<sup>-4</sup> cm<sup>-1</sup>. The gas velocity can also be determined from the Doppler shift induced in the line positions of the absorbing species when the beam is not perpendicular to the flow axis. The Doppler shift is of the order of 10<sup>-2</sup> cm<sup>-1</sup> at wavelengths around 5  $\mu$ m for bulk velocities superior to 1000 m/s. Species density measurements are possible from the integrated intensity of an absorption line if the gas is at Boltzmann equilibrium. Figure 2 illustrates the measurements that can be made from a spectrum presenting an NO absorption line with its Doppler-shifted component for flow conditions indicated in the figure. The unshifted line results from absorption of molecules at low velocities in the boundary layer of the flow or which are diffused outside of the flow.

Such measurements can be made at repetition rates up to 10 kHz which is fundamental to probe high enthalpy facilities with short duration flows (200 ms for Onera F4 and a few ms for DLR HEG) and where the aerodynamic conditions change quickly in the order of a few percent per ms. Lead-salt diode lasers are good at performing these high speed measurements as well as emitting in the mid-infrared to probe molecules of aerodynamic interest. However, one main drawback is that cryogenic technology (usually liquid nitrogen cooling) must be used to cool these diodes operating around 100K and as well as the HgCdTe detectors for optimal performance in the mid-infrared. Up to now, non-cryogenic instruments using visible or near infrared diodes have been limited to H<sub>2</sub>O, or atomic species like Rubidium or Potassium which must be seeded beforehand in the flow [7].

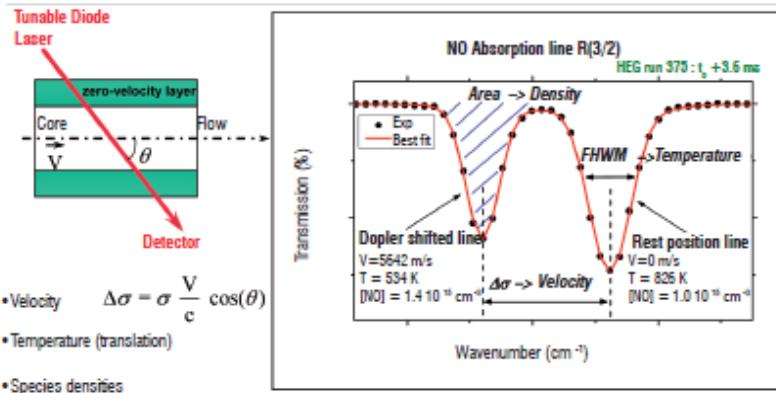
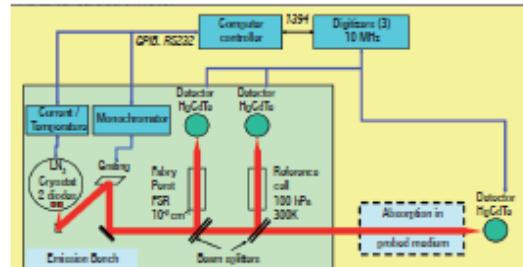


Figure 2 - The usual parameters which can be deduced from pressure-free absorption lines (Velocity is determined with an accuracy of about 5% whereas temperature and density have accuracies around 10%)

Fortunately, recent developments in new laser sources (Quantum Cascade Lasers [9], Interband Cascade Lasers [10], GaSb DFB laser diodes [11], OPO [12],...) now allow us to consider non-cryogenic setups (at least for the laser emission part) to probe the molecules of aerodynamic interest on their most absorbing lines in the infrared domain. Advances in cavity enhanced techniques [13] (CRDS, ICOS,...) that improve the sensitivity of detection also offer new possibilities for probing some of these molecules in the visible or near infrared region with room temperature lasers.

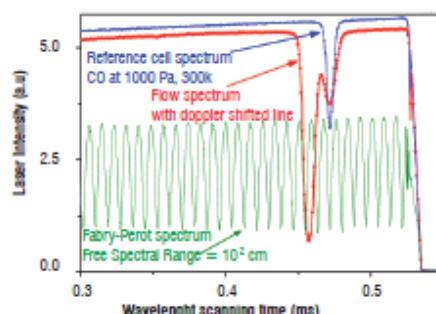
### Diode laser absorption spectroscopy in windtunnels

A typical diode laser absorption spectrometer (DLAS) is presented in Figure 3a. Such an instrument is composed of a laser emission head, photo-detectors and fast digitizers to convert and record the signals from the photo-detectors. For operations in the mid infrared domain, the diode laser emission head is in the form of a liquid nitrogen cooled cryostat containing one or two lead-salt diodes operating near 100 K. Nowadays Quantum Cascade lasers (QCL[9]) working in CW mode can also be used in the same cryostats. Stabilized current generators are used to control the diode temperature and current more finely for the required laser emission. A 500-mm focal length monochromator and optical collimating components are used to filter a single mode out of the emission spectrum of the diode and collimate the output laser light into a beam of about 15-mm diameter. About 30% of this beam is deviated for wavelength and intensity calibrations using a 0.00975  $\text{cm}^{-1}$  free spectral range confocal spherical Fabry-Perot etalon and a reference cell filled with the gas to be probed at a few hundreds of Pascal. All these elements are grouped on an optical bench 1.5 m long and 0.8 m wide. The rest of the laser beam exiting this bench is then made to cross the gas medium to be studied with the help of mirrors before measurement of its intensity on a third photo-detector. Figure 3b presents a set of three absorption spectra (two for calibration and one for the medium being probed) which is typical when performing measurements with this instrument. The spectra are obtained through tuning the wavelength over about 1  $\text{cm}^{-1}$  in a time interval of 1 ms. Figure 4 shows a typical experimental arrangement which is usually used in the Onera F4 wind tunnel.



a) Spectrometer main features

TDLAS raw spectra example with a diode for CO probing  
(CO line at 2055.6  $\text{cm}^{-1}$  used to perform velocity measurements)  
Three simultaneous channels (two for calibration : intensity and wavelength)  
Spectra acquired in 1 ms (at repetition rate 1 kHz)



b) Examples of acquired spectra

Figure 3 : Typical DLAS spectrometer

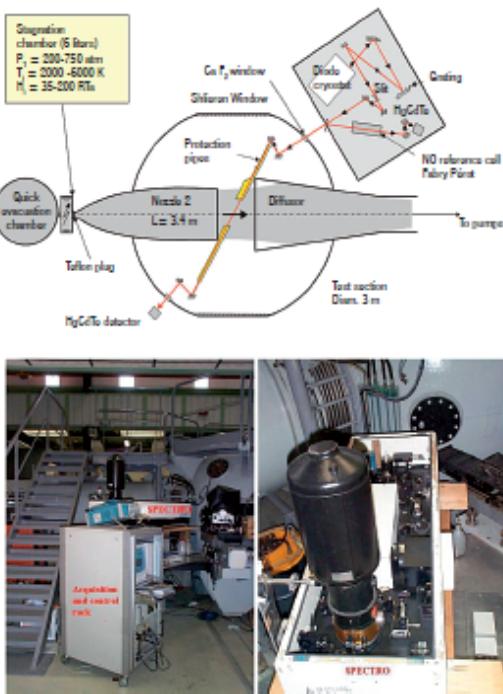


Figure 4 - Typical DLAS set up in the F4 wind tunnel. The laser emission bench and the optical detection setup are outside the vacuum chamber. The laser beam enters the vacuum chamber through  $\text{CaF}_2$  windows and crosses the flow at the smallest possible angle to the flow's axis, so as to induce the largest Doppler shift for velocity measurement purposes.

#### Data reduction

After wavelength and intensity calibration with the help of the calibration channels (Figure 3b), the useful segment of each corrected spectrum is matched to simulated spectra through an iterative non-linear least-squares fitting procedure [14] to retrieve the velocity, the kinetic temperature, and the concentrations of the absorbing species. The simulated spectrum is constructed from the classical Beer-Lambert absorption law. In a homogeneous medium, the attenuation of the beam intensity  $I(\sigma)$  is thus described by:

$$I(\sigma) = I_0(\sigma) \exp[-S_x f(\sigma, \sigma_x) N L]$$

where  $I_0(\sigma)$  is the initial intensity of the beam,  $N$  the density of the absorbing molecules,  $L$  the absorption path length, and  $S_x$  the absorption strength of the line centered at position  $\sigma_x$ . The function  $f(\sigma, \sigma_x)$  is the normalized absorption line shape which takes into account all types of line broadening around the center wave number  $\sigma_x$ . Because of the high resolution achievable here, there is no line broadening due to the instrument used; the line profile is described solely by thermodynamic and molecular parameters of the medium. It is, in most cases, a Voigt function which is itself a convolution of a Doppler profile  $f_D$  with a Lorentz profile  $f_L$ . The Doppler profile describes broadening due to thermal motion of the molecules at the kinetic temperature,  $T$ :

$$f_D(\sigma - \sigma_x, T) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \alpha_{dL}(T)} \exp \left[ -\left( \frac{\sigma - \sigma_x}{\alpha_{dL}(T)} \right)^2 \right]$$

with the half-width at half maximum (HWHM) of the absorption expressed in  $\text{cm}^{-1}$  as :

$$\alpha_{dL}(T) = \sqrt{\ln(2)} \frac{\sigma_x}{c} \sqrt{\frac{2 k_B T}{m_{\text{molecule}}}} = 3.58 \cdot 10^{-7} \sigma_x \sqrt{\frac{T}{M}}$$

where  $k_B$  is the Boltzman constant and  $M$  is the molar mass. The Lorentz profile represents line broadening due to collisions. It depends on the pressure  $P$  and the kinetic temperature of the medium:

$$f_L(\sigma - \sigma_x, P, T) = \frac{1}{\pi \alpha_{dL}(P, T)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{(\sigma - \sigma_x)^2}{\alpha_{dL}^2(P, T)}}$$

with HWHM given in  $\text{cm}^{-1}$  as :

$$\alpha_{dL}(P, T) = \alpha_{dL}^0(P_0, T_0) \frac{P}{P_0} \left[ \frac{T_0}{T} \right]^{\text{ylor}}$$

The coefficients  $\alpha_{dL}^0(P_0, T_0)$  and  $\text{ylor}$  are derived either from quantum mechanics or through experiments. In our case, we use the values of  $\text{ylor}$  (=1.5) and  $\alpha_{dL}^0(P_0, T_0)$  from the HITRAN database [15], tabulated for a reference pressure  $P_0 = 1$  atmosphere and temperature  $T_0 = 296$  K.

In a flow with bulk velocity  $v$ , the center line wave number  $\sigma_x$  will be Doppler-shifted to  $\sigma_x - \Delta\sigma_x$  with

$$\Delta\sigma_x = \sigma_x \frac{v}{c} \cos(\theta),$$

where  $\theta$  is the angle between the laser beam and the flow axis, and  $c$  is the speed of light. In this case, the line shape has to be calculated from this shifted wave number  $\sigma_x - \Delta\sigma_x$ .

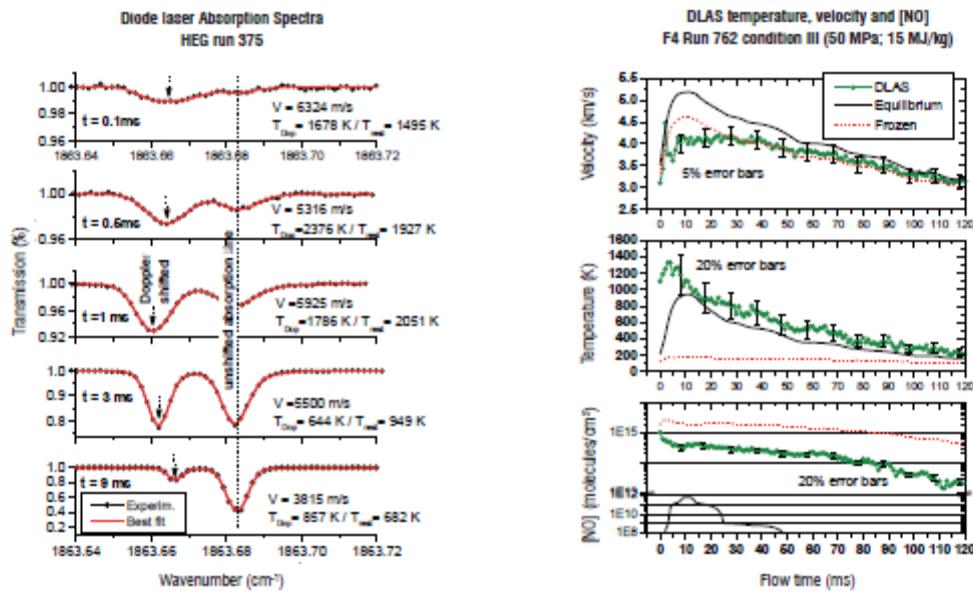
In a medium in thermodynamic equilibrium at  $T$ , the quantum mechanical expression of the line strength  $S_x$  is given as

$$S_x(T) = S_x(T_0) \cdot \frac{\frac{1 - \exp \left[ -hc \frac{\sigma_x}{k_B T} \right]}{\mathcal{Q}_x(T)}}{1 - \exp \left[ -hc \frac{\sigma_x}{k_B T_0} \right]} \exp \left[ -\frac{E_x}{k_B} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$$

where  $h$  is Planck's constant.  $S_x(T_0)$  is determined experimentally or calculated at  $T_0 = 296$  K [15].  $\mathcal{Q}_x(T)$  is the partition function,  $E_x$  the molecular low-energy transition  $x$  absorbing at wave number  $\sigma_x$ .

#### Typical measurement results in high enthalpy wind tunnels

A simple two-layer model is usually assumed for the flow generated in high enthalpy wind tunnels. One layer corresponds to the flow core, with a constant free stream velocity  $V$ . The other layer (called the external layer) includes all of the gases outside the flow core with no bulk velocity that contribute to rest-position lines in the absorption spectrum. Figure 5a shows a series of spectra acquired at different times during a run together with the corresponding best fitted simulated spectra inferring the values for velocity, temperature and NO



a) Typical flow absorption changes during a run at the DLR HEG shock tube monitored on the NO (R3/2) line [6]. The acquired spectra are matched to simulated ones to infer values for velocity, temperature and NO density

b) Changes over time in parameters deduced from acquired spectra for a run at the Onera F4 wind tunnel. The measured values are compared to two series of results from CFD calculations Equilibrium and Frozen hypothesis[16][17])

Figure 5 – Example of DLAS measurement results in high enthalpy wind tunnels

density. Only the spectral window around an NO line is presented. The parameter values derived from the processing of successive spectra are traced in Figure 5b and can be used to follow the time variations of such transient flows usually occurring in high enthalpy wind tunnels. In Figure 5b, the measured values are compared to two series of results from CFD calculations [16][17] assuming either 'equilibrium conditions' (where, using the temperature parameter example, vibrational temperature is equal to the kinetic temperature) or 'frozen conditions' (where the vibrational temperature remains at much higher values than the kinetic one and close to the temperature before expansion along the nozzle).

### Measurements of aero engine effluents

We illustrate here the potential of laser absorption spectroscopy measurements on aero engine effluents through experiments performed in the framework of a European research project, MENELAS (Minority effluent measurements of aircraft Engine emissions by infrared Laser Spectroscopy [18]), carried out by a consortium of several aerospace institutes and laboratories led by Onera. The techniques which

were under development were MIDROPO (Mid-infrared Doubly Resonant Optical Parametric Oscillator), Mid-infrared Pico-second LIDAR (MIRPL) and tunable diode laser absorption spectroscopy (DLAS). The latter was considered to be the technique with the highest maturity, which was ready to undergo field experiment demonstrations during the project's lifetime. The demonstrations were performed with a model gas turbine combustor in the DLR premises in Köln and on the exhaust gases of Cessna Citation II research aircraft at a test site at Amsterdam Airport Schiphol. An adapted version of the DLAS wind tunnel equipment already described above was deployed to probe CO, CO<sub>2</sub>, NO and H<sub>2</sub>O during these two demonstrations.

The experimental set up for the model combustor is presented in Figure 6. As the model combustor had optical access, the technique was not only used to measure at the outlet but inside the combustor as well. Fast fluctuations in the flow with a time scale of less than 1 ms were observed (Figure 7a) for the measurements. In order to reduce these effects on the spectra acquisition, the spectrometer was set to conduct measurements at a f=10 kHz repetition rate. This optical measuring technique provides integrated values along the line of sight of the laser beam.

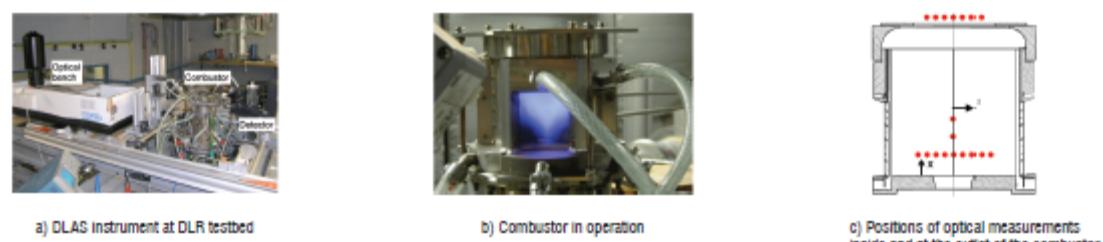
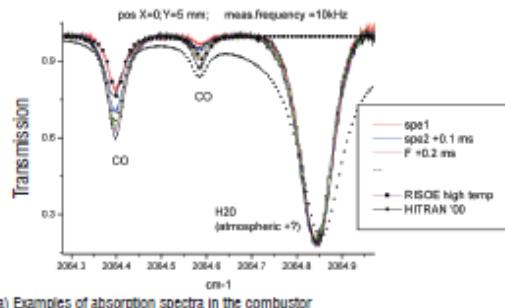
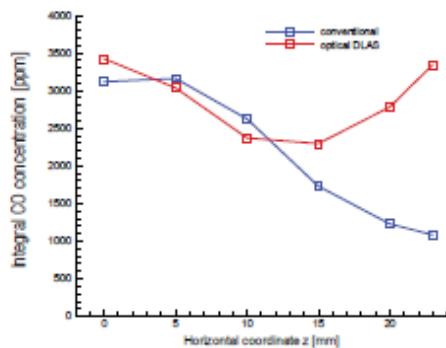


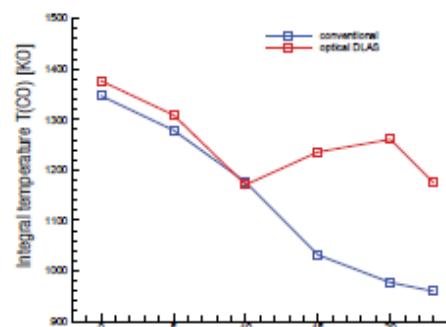
Figure 6 – DLAS experimental setup on a DLR combustor (Courtesy DLR Köln[19])



a) Examples of absorption spectra in the combustor



b) Horizontal profile of Integral CO concentrations at  $x=10$  mm inside the combustor at  $T_g=850$  K and  $T_f=2000$  K



c) Horizontal profile of integral temperatures weighted with the CO concentration at  $x=10$  mm inside the combustor at  $T_g=850$  K and  $T_f=2000$  K

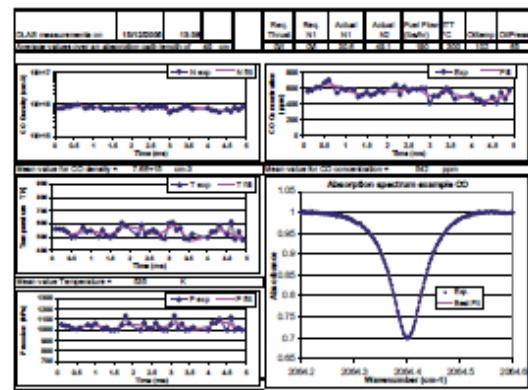
Figure 7 – Examples of DLAS results for the DLR combustor ( $T_g$ = air preheat temperature;  $T_f$ = flame temperature; detailed description is given in reference[19])

Therefore integral values had to be calculated [19] from the spatially resolved measurements with conventional techniques to allow a comparison with the optically measured data. Figure 7 (b,c) presents two comparative examples of temperature and CO concentration horizontal profiles. There is a good agreement with a deviation of about 10 % near to the flow axis whereas large differences, which are yet to be explained, appear close to the wall of the combustor.

The experimental setup for the second field experiment carried out during the MENELAS project is depicted in Figure 8a. The spectrometer was put in a van type vehicle placed at a distance of approximately 4 meters from the probed zone and mirrors mounted on poles near the engine were used to direct the laser beam so that it crossed the flow vertically at a distance of 80 cm downstream of the engine outlet. Only measurements on CO and H<sub>2</sub>O were tried during the time window allowed for the experimental campaign. A few examples of results obtained are presented in Figure 8b for a set of successive spectra acquired at 10 kHz during 6 ms for engine thrust settings at 30% of maximum power (other details can be found in reference [20]). These MENELAS experiments demonstrated that infrared laser absorption spectroscopy has the potential for fast and high spatial resolution measurements of combustion species. However, some future development work on more rugged equipment is still needed as the goal is to replace the gas analysis currently performed with intrusive probe measurements in order to fulfill ICAO standards for engine emission measurements and to help us understand the combustion processes in a gas turbine.



a) Set up at the NLR test site



b) Examples of measurements

Figure 8 – DLAS measurements on the exhaust gases of the NLR's Cessna Citation II research aircraft at a test site at Schiphol Airport Amsterdam (Courtesy NLR)

## Prospects

The use of mid-infrared diode lasers has been a great help in the development of absorption spectroscopy for applications in different flow media in aerodynamics and combustion. The trend now is to develop low cost setups with non-cryogenic semiconductor lasers

(QCL [9] in the mid IR, interband cascade lasers (ICLs [10]) and GaSb DFB diode lasers [11] in the 2-3  $\mu\text{m}$  range) for less cumbersome and more routine use of this technique. Moreover, the beams from such lasers can be more easily collimated and open up new possibilities for fiber-optic coupling. This can help to protect the beam up to the edges of the flow thereby reducing the interference caused by diffused molecules outside of the flow. The fiber optic possibility also allows for the use of miniature probes which can be placed inside the flow for localized probing. However, semiconductor lasers emit only on limited spectral windows and are of low power. Fortunately development in non linear optics now offers the possibilities of new laser sources (OPO [12]) with high

brightness and wide spectral coverage in the mid-infrared spectrum. (see box 2).

Other improvements which may offer new possibilities for the laser absorption technique are:

- Use of several laser beams at different wavelengths for simultaneous measurements on several species
- Flow tomography coupled with Abel inversion through the use of several laser beams or quick spatial scanning of a single laser beam
- Use of multi-pass or CRDS methods to enhance sensitivity (see box 1): this can help with the probing of very weak absorption lines (like that for O<sub>2</sub>) or can allow for short absorption lengths, with the aim of building miniature probes placed in a flow for more local measurements ■

### Box 1 - High Speed Cavity Ring-Down Spectroscopy

CRDS is a laser-based absorption spectroscopy technique which directly deduces the absolute value of optical losses in a high finesse optical cavity from its photon lifetime [O'keefe]. The ring-down cavity is created by positioning two highly reflective mirrors ( $R > 99.99$ ) around the gas medium of interest. The light source is coupled to the ring-down cavity, resulting in a rapid buildup of the intensity of radiation trapped inside. After abruptly stopping the laser injection, the stored light propagates back and forth within the cavity and, at each pass, gradually leaks out through the mirrors. The transmitted intensity  $I(t)$  is an exponential decay of the initial intensity  $I_0$  given by the equation

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau) \quad (1)$$

where  $\tau$  is the ring-down time of the cavity. The loss rate per distance is then given by

$$\frac{1}{c\tau} = \frac{1-R+A}{L} + \alpha \quad (2)$$

with  $c$  the speed of light,  $L$  the cavity length,  $R$  the reflectivity of the mirrors,  $A$  the diffraction losses of the mirrors, and  $\alpha$  the medium absorption coefficient. A plot of the loss rate  $\alpha$  as a function of the laser frequency is a CRDS spectrum. The absorption loss profile is directly proportional to the chosen absorption line profile from which one can deduce the specie concentration, as well as the temperature, pressure and velocity in gas flows. CRDS has originally been developed with pulsed laser sources [O'keefe] but has since been proven to work with continuous-wave lasers as well [Romanini]. The basic principle of a cw-CRDS setup is illustrated in Fig. B1-01.

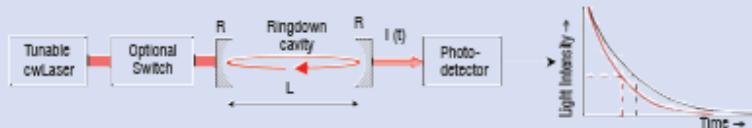


Figure B1-01. Diagram of a typical ring-down setup that produces an exponential decay of the transmitted light after termination of the laser coupling. An optional acousto- or electro-optic switch is generally used to interrupt injection by cw laser sources and prevent further entry of light.  $\tau_0$  and  $\tau$

Compared with traditional single or multi-pass absorption methods, CRDS exhibits the advantages of long effective absorption path lengths (many kilometers) combined with intrinsic insensitivity to source-intensity fluctuations, thus offering a great sensitivity which already been exploited in a wide variety of fields. But the measurement times using a standard scheme are usually relatively long in the order of seconds if not minutes due to the laser wavelength positioning and optical switching for a clean exponential decay in the cavity.

Improvements in the measurement speed are therefore required to enable fast and sensitive analysis of transient flows such as those generated in blow-down hypersonic wind tunnels. Indeed, the flows we are targeting are generated during short gusts, typically lasting a few 100-ms, with aerodynamic conditions changing by a few % per ms. A scheme allowing the measurement of an absorption line within time period of a ms is therefore required (shorter times are sought to combat fluctuations in combustion flames). Another difficulty arises from the low pressure nature of the gas met in wind tunnels, usually of a few mbar presenting absorption line widths essentially due to Doppler broadening and which are at one tenth smaller than those at atmospheric pressure (Lorentz broadening).

It has already been demonstrated that, in conventional cw-CRDS, a rapid extinction of the laser beam, enabling a free exponential photon decay is possible without any optical switch using only a fast sweep either for the cavity length at fixed laser frequency [He1], or for the laser frequency over the motionless cavity modes [He2]. In both cases, a partial build-up of the intra-cavity energy rapidly occurs as soon as the resonance condition between the laser frequency and a cavity mode is satisfied. The subsequent light exponential decay is observed as the laser frequency and the cavity mode come out of resonance. However, to get a decent signal to noise ratio, averaging procedures have to be applied on the signals thus giving long integration times. At Onera, we further developed the fast laser sweep concept with low noise avalanche photo-detectors and were able to reduce the acquisition time of an exploitable absorption profile to 2 ms with a repetition rate of 250 Hz compatible with our wind tunnel application [Debecker].

In the case of a rapid laser frequency sweep on a static cavity of length  $L$ , the maximum achievable frequency resolution corresponds to the free spectral range (FSR), which is  $FSR_{\text{static}} = 1/2nL$ , in spectroscopic  $\text{cm}^{-1}$  units with  $n$  the refractive index approximated to one and henceforward discarded. As an example, for a 50-cm-long cavity, the separation between ring-down events is  $0.01 \text{ cm}^{-1}$  (0.3 GHz). In flows simulating reentry conditions at high altitudes, this resolution is insufficient to probe low pressure absorption line widths (or Doppler shifts for velocity measurements) which are of the order of  $0.05 \text{ cm}^{-1}$ . We present below two ways we investigate how to improve spectral resolution in high speed cw-CRDS designs.

#### CRDS spectral resolution enhancement by simultaneous laser and cavity tuning

One way to enhance spectral resolution involves simultaneous laser and cavity tuning. In order to increase the number of recorded ring-down events, the cavity resonance mode frequencies ( $V_{\text{mode}}$ ) must be synchronously swept in the opposite direction to the laser mode ( $V_L$ ). This leads to an increased number of frequency-matched events between the laser and the cavity, giving ring down points separated by a spectral interval smaller than the FSR of the static cavity as shown in Figure B1-02. An experimental result on an  $O_2$  line at high and low pressure is presented in Figure B1-03.

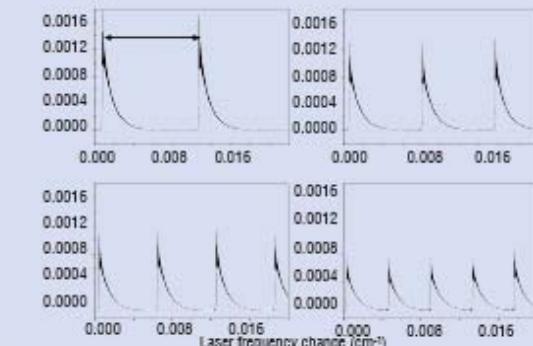


Figure B1-02 – Increased ring-down events for simultaneous cavity and wavelength tuning (0.4  $\text{cm}^{-1}$  in 2 ms)

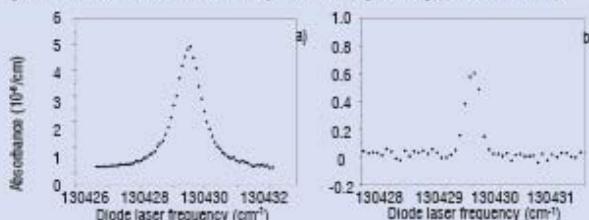


Figure B1-03. Absorption spectra for  $O_2$  in air, recorded during a 280-Hz laser frequency-sweep and a synchronous 5- $\mu\text{m}$  cavity modulation range. (a) At atmospheric pressure, a Lorentzian profile of 0.095- $\text{cm}^{-1}$ -FWHM is superposed to the experimental points. (b) At 20 mbar, a 0.025- $\text{cm}^{-1}$ -FWHM Gaussian profile provides a fit of the plotted points.

The spectral resolution enhancement factor can be derived from the expression of the dynamic FSR for a moving cavity [Debecker]:

$$FSR_{\text{dynamic}} = \frac{1}{2L - 2\lambda \frac{V_L}{V_x}} \quad (3)$$

where  $V_x$  and  $V_L$  are the linear scanning velocities respectively for laser wavelength and cavity length tuning. The velocity for a resonance mode of the cavity is expressed as  $V_{\text{mode}} = -\lambda V_L / L$  and must therefore be of opposite sign to  $V_x$  for spectral resolution enhancement.

The denominator in equation (3) presents all of the parameters to tune for resolution enhancement. Fig. B1-04a illustrates one of the possibilities, namely the influence of cavity length scanning velocity  $V_L$ , while other parameters are fixed at the values  $\lambda = 0.766 \mu\text{m}$ ,  $L = 0.5 \text{ m}$ ,  $V_A = 0.2 \text{ cm}^2/\text{ms}$  corresponding to one of our experimental setups described in reference [Debecker]. Fig. B1-04b shows that the resolution enhancement increases with shorter cavities, which is quite welcome in the task of miniaturizing a CRDS device.

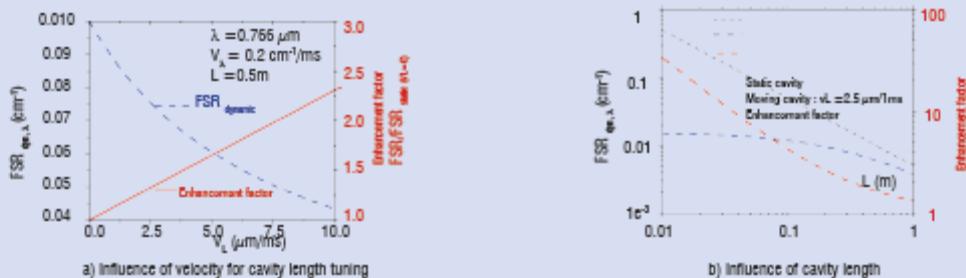


Figure B1-04- Dependence of the dynamic FSR and the enhancement factor of spectral resolution on the cavity length tuning speed.

#### CRDS spectral resolution enhancement using transverse modes

Another scheme we investigated for increasing spectral resolution during a rapid scan of the laser wavelength is based on the use of a cavity's transverse mode structure. But the straightforward use of the different mode orders leads to quite noisy absorption line profiles because of mode overlapping and also due to the fact that each transverse mode exhibits a distinct decaying coefficient. This is because each mode has a distinct spatial overlapping pattern with the mirrors' surfaces which are generally not homogeneous in reflectivity. However, these problems can be circumvented through off axis injection (Fig. A5). By choosing a proper ad hoc cavity length, called the "magic length", the continuum comb of the TEM<sub>00</sub> cavity structure modes encountered by an incoming plane wave is converted into a fractionally degenerate mode structure. For a particular length, the "magic length", therefore is a finite number N of the family of degenerate modes within an FSR on-axis of the cavity. This factor N also defines the number of cavity round-trips before the spatial beam overlapping leading to an effective FSR off-axis = FSR on-axis/N thereby increasing the spectral sampling by a factor of N. The cavity's length can be imagined as having been stretched by the factor N. There is no overlapping between individual transverse modes and the same surfaces of the mirrors are seen by all the groups of degenerate modes leading to absence of mode-to-mode fluctuations and hence quite smooth absorption profiles. Moreover, this injection scheme is also useful for attenuating the ringing effect usually observed with on-axis injection [Courtois].

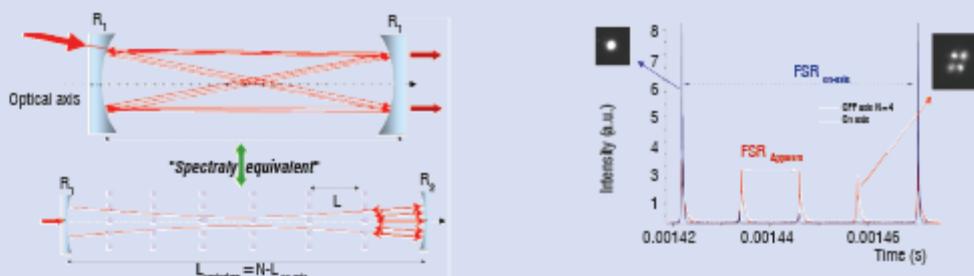


Figure B1- 05 - (Left side) Off-axis injection principle with below its on-axis spectral equivalence. (Right side) Comparison between TEM00 on-axis injection (Excitation of first transverse modes can be observed on the figure) and  $N=3, K=1$  (i.e same cavity size) off-axis injection of the cavity. Because in off-axis (for discrete round trip Gouy phase value) light spatially overlaps on itself after N round trips (red ring down events), apparent FSR is divided by N. Since one resonance leads to one point on the profile, spectral resolution is increased by a factor N.

- [O'Keefe] A. O'KEEFE AND D. A. DEACON - Cavity ring-down optical spectrometer for absorption measurements using pulsed laser sources. Rev. Sci. Instrum. 59, 2544-2551 (1988).
- [Romanini] D. ROMANINI, A.A. KACHANOV, N. SADEGHI, AND F. STOECKEL - CW cavity ring-down spectroscopy. Chem. Phys. Lett., 264, 316-322 (1997).
- [He1] Y. HE AND B. J. ORR - Optical heterodyne signal generation and detection in cavity ring-down spectroscopy based on a rapidly swept cavity. Chem. Phys. Lett., 335, 215-220 (2001).
- [He2] Y. HE AND B. J. ORR - Rapid measurement of cavity ring-down absorption spectra with a swept-frequency laser. Appl. Phys. B, 79, 941-945 (2004).

## Box 2 - New laser sources for absorption spectroscopy

Most lasers have a frequency tuning range which is restricted to a small fraction of the frequency gap between the quantum levels connected by the laser radiation. This rather limited wavelength tunability has restricted the potential use of the main lasers to only a few applications of spectroscopy. Indeed, in order to address the fundamental absorption lines of most molecular species, a laser source that provides wide tuning over the mid-infrared domain ( $2\text{-}10 \mu\text{m}$ ) is needed. Among the potential laser sources, there are quantum cascade lasers and parametric devices. Here, our interest is mainly focused on parametric devices which are very promising for spectroscopy due to their very broad tunability.

Parametric devices are wavelength converters based on a second order nonlinear optical process. Basically, the frequency conversion is obtained by illuminating a nonlinear crystal with a laser beam at a given frequency ( $\omega_p$ ), see Figure B2-01. The crystal acts as a gain medium for the production of two waves called signal and idler, respectively at frequencies  $\omega_s$  and  $\omega_i$  such that  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ , this relationship expresses the conservation of the photon energy which is a specific property of any parametric process. Because the parametric conversion is not a resonant process, the possible values of the signal and idler frequencies do not depend on the discrete energy levels of the nonlinear medium, in opposition to a laser medium. Indeed,  $\omega_s$  and  $\omega_i$  are determined by the conservation of momentum or phase matching condition  $k_p = k_s + k_i$  where  $k_j$  is the wave vector of the wave  $j$ . Given that each wave vector depends on the refractive index of the medium, the signal and idler frequencies can easily be tuned by changing the propagating conditions of the three waves through the nonlinear crystal yielding a frequency tuning range that is limited only by the optical dispersion of the index of refraction and the optical transmission of the nonlinear crystal.

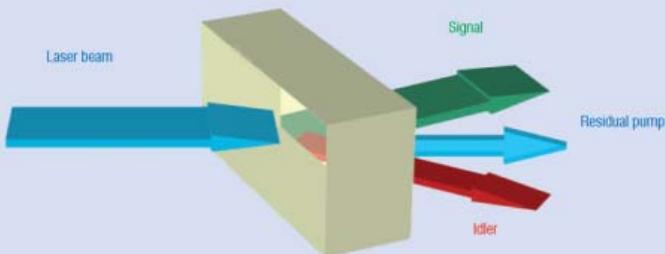


Figure B2 - 01 - Illustration of the parametric conversion process

Two main approaches for adjusting the output wavelengths are now well developed. The first one uses a birefringent crystalline medium where the phase matching condition and subsequently the  $\omega_s$  and  $\omega_i$  frequencies are obtained by selection of the waves' polarizations, crystal orientation and/or temperature adjustment. The second one uses a micro-structured nonlinear medium to compensate the optical dispersion of the material periodically. In which case, the momentum conservation is obtained in a quasi-phase matching approach where the optical wave vectors are related to the grating vector of the periodic structure ( $k_G$ ) by  $k_p = k_s + k_i + k_G$ , where  $|k_G| = 2\pi / \Lambda$ ,  $\Lambda$  is the grating period. Most of commercial quasi-phase matched crystals are produced with ferroelectric materials (lithium niobate, lithium tantalite, ....) where the ferroelectric orientation has been periodically poled in opposite directions by using an electric-field poling technique, see Figure B2-02. Such a technique allows the nonlinear material to be engineered for the desired output wavelengths by choosing the poling period. The signal and idler frequencies can be tuned around the central wavelength, which is fixed by the poling period, by adjusting the crystal's temperature.

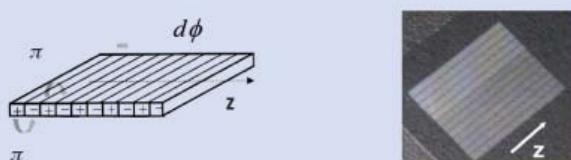


Figure B2 - 02 - Principle of the quasi-phase matching technique (left) and picture of a commercial periodically poled crystal comprising 12 parallel gratings

Parametric devices based on birefringent or quasi-phase matched crystals are able to convert a fixed pump frequency into a pair of widely tunable mid-infrared radiations that can be used for spectroscopic applications. Nonetheless, the simplest architecture based on a pump laser followed by a non linear crystal cannot provide the required specifications for most spectroscopic applications. Firstly, the parametric conversion efficiency is rather low and therefore, after only one pass through the non linear crystal, the available energy is usually too limited for high sensitive gas sensing. Secondly, the band width of the parametric gain curve is relatively broadband ( $10 \text{ cm}^{-1}$  or more) leading to signal and idler line widths that are too broad for spectroscopic applications which require a line width of less than  $0.01 \text{ cm}^{-1}$ .

To overcome these two limitations, two approaches have been developed. The first one is based on difference frequency generation (DFG). Basically, DFG-systems use a mid-IR narrow band radiation which is obtained by mixing a pump laser beam and a tunable diode laser, usually working in the telecom band, through a nonlinear crystal. This approach has been mainly used in the continuous wave regime with a multipass cell in order to perform high sensitive DFG-spectrometers. The main advantage of DFG-spectrometers results from their simplicity, however the range of applications is limited by the availability of tunable diode lasers and the low output power level available after DFG. The second approach is based on optical parametric oscillators (OPOs). In this case, the nonlinear crystal is placed within an optical resonator, taking advantage of multiple round-trips through the parametric gain medium.

The simplest OPO scheme is based on an optical resonator which is resonant at only one wavelength (signal or idler, exclusively). Singly resonant OPO provides good conversion efficiency ( $> 10\%$ ) and can deliver a narrow line width by inserting intra-cavity dispersive elements or by injection-seeding the optical resonator with an external laser source. However, the introduction of dispersive elements (diffraction grating, Fabry Perot etalon) increases the optical losses of the resonator and consequently the threshold of oscillation of the OPO whereas the injection seeding technique reduces the spectral range of the OPO to the seed source tunability. These two limitations can be circumvented by using an optical resonator where both the signal and idler radiations are resonant in two separate cavities, see Figure B2-03. As has been demonstrated at ONERA, a dual-cavity doubly resonant OPO can oscillate on a single longitudinal mode with a low threshold of oscillation. For reasons of compactness, the dual-cavity doubly resonant OPO developed at ONERA is based on two entangled cavities where four mirrors are placed symmetrically on each side of the non linear crystal, see Figure B2-03. The signal and idler waves oscillate between pairs of mirrors M1-M3 and M2-M4, respectively. The inner mirrors (M1, M4) are deposited onto the crystal faces whereas the external mirrors (M2, M3) are mounted on two PZT actuators for fine frequency tuning. The radii-of-curvature of external mirrors are chosen to optimize the mode overlapping between the two cavities and the pump beam.

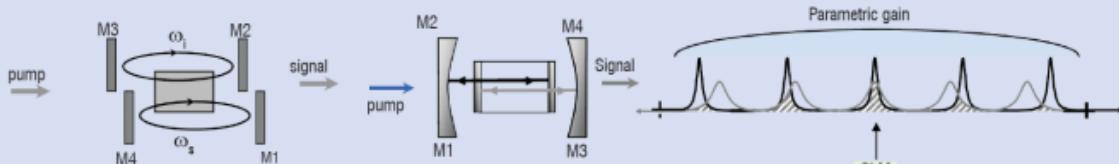


Figure B2 - 03 - Dual-cavity doubly resonant OPO (left); entangled cavities arrangement (right).

Figure B2 - 04 - Principle of the spectral filtering by Vernier effect.

In a dual-cavity doubly resonant OPO, the signal and idler fields experience two different cavities whose optical lengths can be separately adjusted to obtain different free spectral ranges. Doubly resonant oscillation can only take place at discrete spectral positions where there is a mode coincidence between the signal and idler cavities within the parametric gain curve. Thus, single longitudinal mode operation can be achieved if the two cavities lengths are adjusted to get just one mode coincidence. This situation is achieved by choosing slightly different optical lengths. Figure B2-04 illustrates the principle of mode selection that we call 'spectral filtering by Vernier effect'. Experimentally, stable single longitudinal mode operation is obtained if the two cavity lengths differ by 5 to 10 %. Once the doubly resonant oscillation has been achieved, the output frequency can be finely tuned by adjusting the two cavities' lengths simultaneously by means of two PZT actuators so as to maintain the mode coincidence during the frequency scanning procedure.



Figure B2-05 : Experimental set-up for absorption spectroscopy; general diagram (left) an optical bench (right)

The potentiality of the dual-cavity doubly resonant OPO for spectroscopic applications has been tested with the experimental set-up depicted in Figure B2 - 05. The pump radiation is produced by a compact passively Q-switched Nd: YAG laser. This commercial laser (Innolight, model Mephisto Q) delivers  $20 \mu J$  pulses at a 10 kHz repetition rate, the pulse duration is 8 ns. The non linear crystal is a 6 mm-long multi-grating periodically poled lithium niobate (PPLN) providing a tunable idler radiation between  $3.8$  to  $4.2 \mu m$ . The output coupling of the idler field is obtained through M4, which has a partial reflectivity (70 %) around  $3.9 \mu m$ .

In order to perform high resolution absorption spectroscopy, 50 % of the idler radiation goes through a 10-cm long absorption cell while 50 % is used for power normalization. We get absorption spectra by recording the ratio of the two signals versus the idler wavelength. A Fizeau wavemeter monitors the signal wavelength coming from the OPO.

An absorption spectrum of N<sub>2</sub>O at a pressure of 10 hPa is shown in Figure B2-06 as well as the simulated spectrum obtained from the HITRAN database. The results demonstrate that absorption spectra can be recorded in continuous, mode-hop-free scans over more than 10 nm. They also illustrate the narrow optical line width delivered by the dual-cavity doubly resonant OPO. This experiment is a preliminary step towards making highly sensitive gas sensors based on optical parametric oscillators.

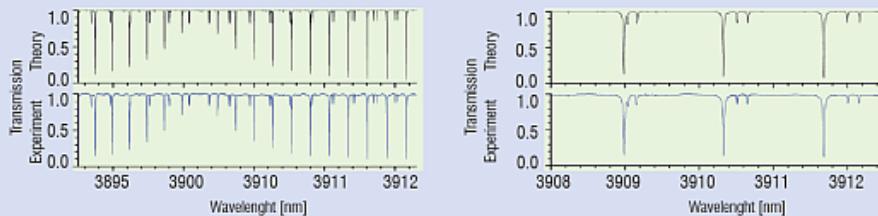


Figure B2 - 06 - N<sub>2</sub>O absorption spectrum recorded at 10 hPa (in blue), the high resolution is illustrated by zooming the 3910 nm region (right side); the most-intense absorption lines are attributed to the  $2\nu_1$  fundamental vibrational band, whereas the doublets of lines are related to the hot vibrational band ( $2\nu_1 + \nu_2 \rightarrow \nu_2$ ).

#### References

- [1] J. C. HILL, G.P. MONTGOMERY - *Diode Lasers for Gas Analysis*. Applied Optics, vol.15,n° 3, p.748-755, 1976
- [2] B. ROSIER, D. HENRY, A. COPALLE - *Carbon Monoxide Concentrations and Temperature Measurements in a Low Pressure CH4-O2-NH3 Flame*. Applied Optics, vol.27,n° 2, p.360-364, 1988
- [3] M. P. ARROYO, S. LANGLOIS, R. K. HANSON - *Diode Laser Absorption Technique for Simultaneous Measurements of Multiple Gas Dynamic Parameters in High Speed Flows Containing Water Vapor*. Applied Optics, vol 33, nm15,20 May 1994
- [4] A. K. MOHAMED, B. ROSIER, D. HENRY, Y. LOUDET, P. L. VARGHESE - *Tunable Diode Laser Measurements on Nitric Oxide in a Hypersonic Wind-Tunnel*, AIAA Paper 95-0428
- [5] A. K. MOHAMED, B. ROSIER, P. SAGNIER, D. HENRY, Y. LOUDET, D. BIZE - *Application of Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy to the F4 High Enthalpy Wind Tunnel*. Aerospace Science and Technology, n°4,241-250, 1998
- [6] A. MOHAMED, D. HENRY, J. P. FALÉNI, P. SAGNIER, A. MASSON,W.BECK - *Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy Measurements in the S4MA, F4 and HEG Hypersonic Flows*. International Symposium on Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon (France),16-18 March 1999
- [7] W. H. BECK, O. TRINKS, M. WOLLENHAUPT, A. MOHAMED, C. NIEDERBAUMER, P. ANDRESEN, T. KISHIMOTO, H. BITO - *Probing of the Reservoir, Free Stream and Shock Layers in HEG using Spectroscopic Techniques*. Paper 1350, 21st International symposium on Shock Waves, Great Keppel Island, Australia, July 20-25, 1997
- [8] A. MOHAMED, J.L. VERANT, J. SOUTADÉ, P. VIGUIER, B. VAN OOTEGEM, P. TRAN - *Mid-Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy Measurements in CO-CO<sub>2</sub> Hypersonic Flows of F4 and SIMOUV*. 6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Versailles (France) 3-5 November 2000
- [9] ANATOLIYA. KOSTEREV AND FRANKK. TITTEL - *Chemical Sensors Based on Quantum Cascade Lasers*. IEEE journal of quantum electronics, Vol. 38, no. 6, June 2002
- [10] W. W. BEWLEY, C. L. CANEDY, C. KIM, M. KIM, J. A. NOLDE, D. C. LARRABEE, J. R. LINDEL, I. VURGAFTMAN, AND J. R. MEYER - *Mid-Infrared Interband Cascade Lasers Operating CW at Thermoelectric-Cooler Temperatures*. Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2008), paper CTuZ3
- [11] ABDELMAGID SALHI, DAVID BARAT, DANIELE ROMANINI, YVES ROUILLARD, AIMERIC OUVRARD, RALPH WERNER, JOCHEN SEUFERT, JOHANNES KOETH, AURORE VICET, AND ARNAUD GARNACHE. *Single-Frequency Sb-based Distributed-Feedback Lasers Emitting at 2.3 μm above Room Temperature for Application in Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy*. Appl. Opt. 45, 4957-4965 (2006)
- [12] A. DESORMEAUX, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER, AND J.-P. HUIGNARD - *Mid-Infrared High-Resolution Absorption Spectroscopy by Use of a Semimono-lithic Entangled-Cavity Optical Parametric Oscillator*. Opt. Lett. 29, 2887-2889 (2004)
- [13] G. BERDEN, R. PEETERS, G. MEIJER - *Cavity Ring-Down Spectroscopy: Experimental Schemes and Applications*. International Reviews in Physical Chemistry, Vol. 19, No. 4., pp. 565-607, (2000)
- [14] A. K. MOHAMED - *MSTP Phase 2 Progress Report. Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy in Wind Tunnels*. I-Experimental Setup, II-Data Reduction Procedures (ESA -HT-TN-E34-701&702&703-ONER), Onera Technical Report n° 8 and 9 /7301 PY, 1996.
- [15] L. S ROTHMAN. et al. *The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Volume 110, Issues 9-10, Pages 533-572, 1992, June-July 2009
- [16] PH. SAGNIER, J. L. VÉRANT - *Flow characterization in the Onera F4 high enthalpy wind tunnel*. AIAA J., Vol.36, N°4, pp.522-531, 1998
- [17] PH. SAGNIER, J. L. VÉRANT - *On the Validation of High Enthalpy Wind Tunnel Simulations*. Aerospace Sciences and Technology, n°7, p. 425-437 , 1998
- [18] MENELAS - *Project Final Report*. European Community Contract G4RD-CT-2002-00645, Onera RF 3/07279 DMPh - September 2006
- [19] T. BEHRENDT, C. HASSE, A. MOHAMED, J.-P. FALÉNI - *In situ Measurement and Validation of Gaseous Species Concentrations of a Gas Turbine Model Combustor by Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS)*. Paper GT2008-51258, Proceedings of ASME Turbo Expo 2008,Berlin, Germany, June 9-13, 2008
- [20] H.W. JENTINK, H.P.J. VEERMAN, A.K. MOHAMED AND P. GEISER - *Spectroscopic Measurements of Aircraft Exhaust Gas*, MENELAS Report D 12, National Aerospace Laboratory NLR Report NLR-CR-2006-100, 2006

### 1.10.2 Perspectives d'améliorations pour la TDLAS

Bien qu'une diode laser infrarouge à sel de plomb soit de petite taille, sa mise en œuvre requiert des moyens lourds en cryogénie (refroidissement dans un cryostat à l'azote liquide) et des optiques de filtrage de mode car l'émission est le plus souvent multimode. Les détecteurs infrarouges doivent aussi être refroidis si bien qu'on arrive rapidement à un montage volumineux comme décrit dans la figure 4 de l'article présenté au paragraphe précédent. Ce type de montage est peu pratique en soufflerie et nécessite un personnel dédié ce qui freine une mise en place permanente dans ce type d'installation. Le déplacement d'installation en installation est coûteux et on peut difficilement envisager une expérience embarquée à mettre dans un véhicule de démonstration de rentrée atmosphérique. Ce dernier est typiquement d'un mètre de diamètre et de quelques mètres de long et l'espace alloué est bien plus petit. Il faut néanmoins rappeler que des spectromètres à diodes laser cryogénique ont été mis en œuvre à bord d'avion [130] ou de ballon atmosphérique (cf. l'expérience SPIRALE[131]) mais les défauts décrits ci-dessus permettent difficilement une utilisation routinière.

Nous allons dans les paragraphes suivants passer en revue les possibilités d'amélioration, surtout en termes de sources lasers dans l'infrarouge moyen où c'est le plus critique, et ensuite décrire quelques pistes que nous avons prospectées.

La Figure 45, extraite de l'article de revue en 2003 de F. Tittel [132], présente les différentes sources lasers possibles de l'UV jusqu'à l'infrarouge lointain. Ce sont toujours ces mêmes possibilités qui sont d'actualité de nos jours mais avec plus de consolidation technologique et une meilleure disponibilité commerciale pour certaines de ces sources.

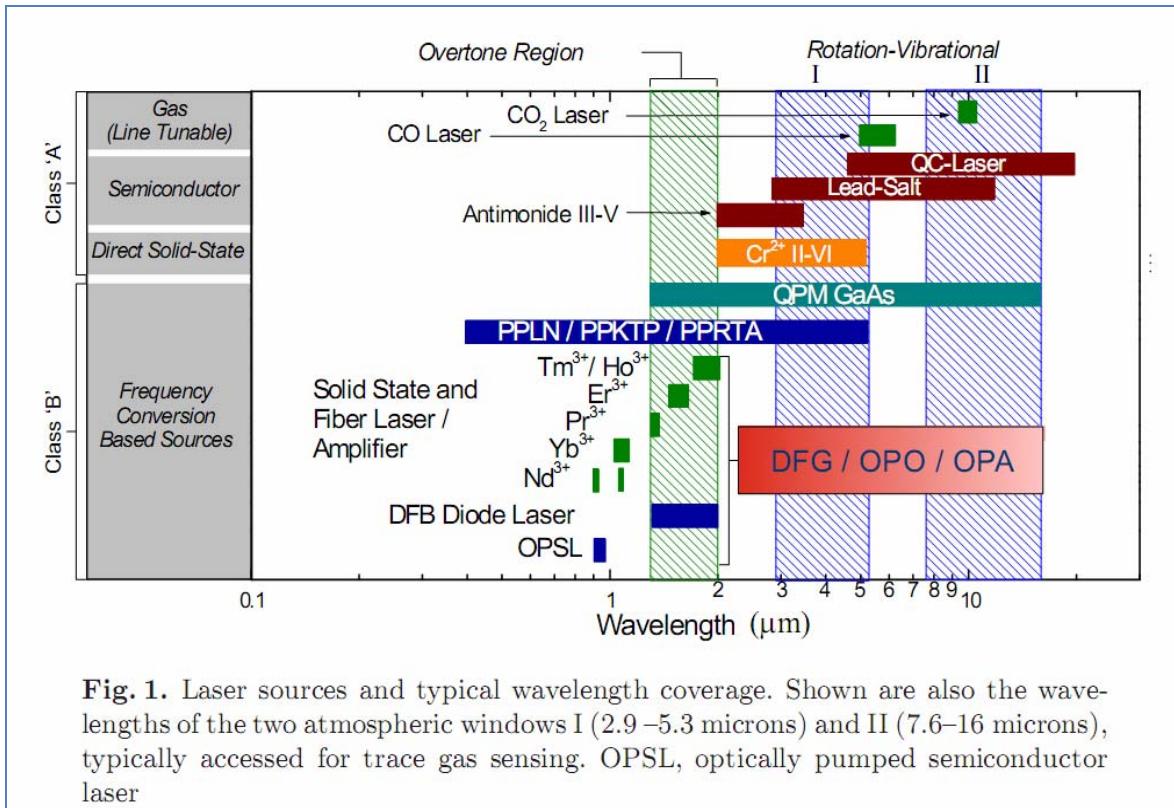


Figure 45 - Couverture spectrale de diverses sources laser [132]

### 1.10.2.1 Lasers à cascade quantiques QCL

La technologie la plus en vue pour remplacer nos diodes lasers à sel de plomb est celle des lasers à cascade quantiques (QCL) apparue au début des années [133] et qui depuis offre des solutions sur une plage spectrale entre 3 μm jusqu'à 160 μm voire au delà dans le domaine des Terahertz.

Par rapport à une diode laser classique qui exploite la transition inter-bande dans un semi-conducteur entre la bande de conduction et la bande de valence, un QCL utilise des transitions inter-sous-bandes (intersubbands en anglais) dans une seule bande, le plus souvent c'est dans la bande de conduction (Figure 46a). Ces sous-bandes sont obtenues par des géométries particulières de puits quantiques construits par un empilement judicieux de couches de matériaux semi-conducteurs. En principe avec un même couple de matériaux (InGaAs/InAlAs), on peut construire n'importe quel écart énergétique entre les sous-bandes et donc atteindre n'importe quelle longueur d'onde. En pratique, les difficultés à obtenir des puits quantiques assez profond ne permettent pas pour l'instant d'atteindre le proche infrarouge inférieur à 3 μm. Du coté infrarouge lointain, il y a divers facteurs comme le bruit thermique et l'absorption trop importante des matériaux qui limitent l'obtention des grandes longueurs d'ondes au delà de 160 μm.

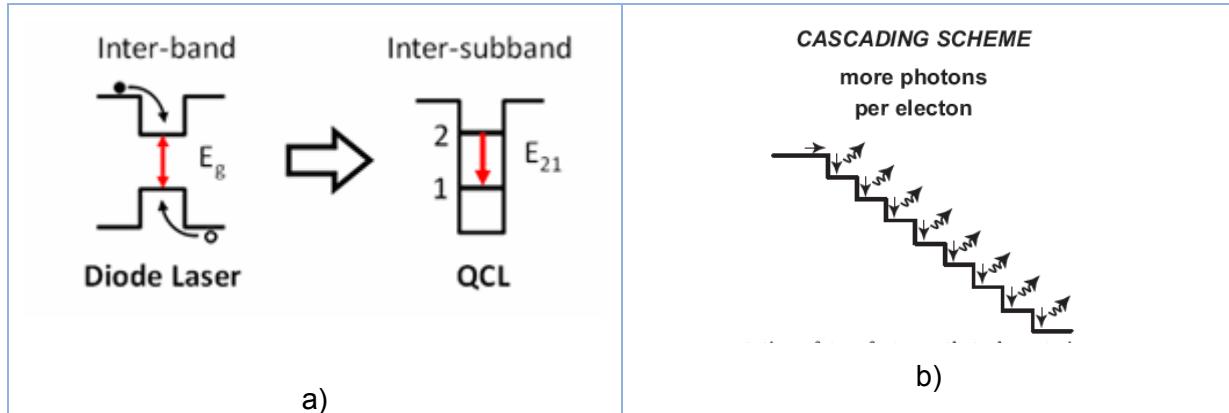


Figure 46 -Types de transitions entre les bandes d'énergie dans les semi-conducteurs

Un autre aspect est que l'électron reste dans la bande de conduction et ici aussi par un choix judicieux dans la juxtaposition des puits quantiques, on peut répéter par cascade le processus d'émission de photons (Figure 46b) parfois jusqu'à mille fois et par conséquent avoir une puissance d'émission laser bien plus élevée ( $> 10 \text{ mW}$ ) que pour une diode laser PbSe ( $< 1 \text{ mW}$ ).

Ces deux aspects, large adressage de longueur d'onde et forte puissance tout en ayant la même compacité et facilité d'utilisation qu'une diode laser, font des QCL les candidats de choix pour remplacer les diodes à sel de plomb.

Malheureusement, un certain nombre de problèmes freinent l'emploi des QCL dans notre domaine d'application. Le principal réside dans la forte élévation de température amenée par le besoin en forte densité de courant requise pour créer l'inversion de population en haut de la pile. Pour limiter les effets thermiques, il faut travailler à faible densité de courant ce qui limite la hauteur possible des puits de potentiel aboutissant à des émissions dans l'infrarouge lointain. Pour diminuer le bruit thermique ainsi que l'échauffement du conducteur, un refroidissement à l'azote liquide (voire à Hélium) est nécessaire comme pour les diodes PbSe.

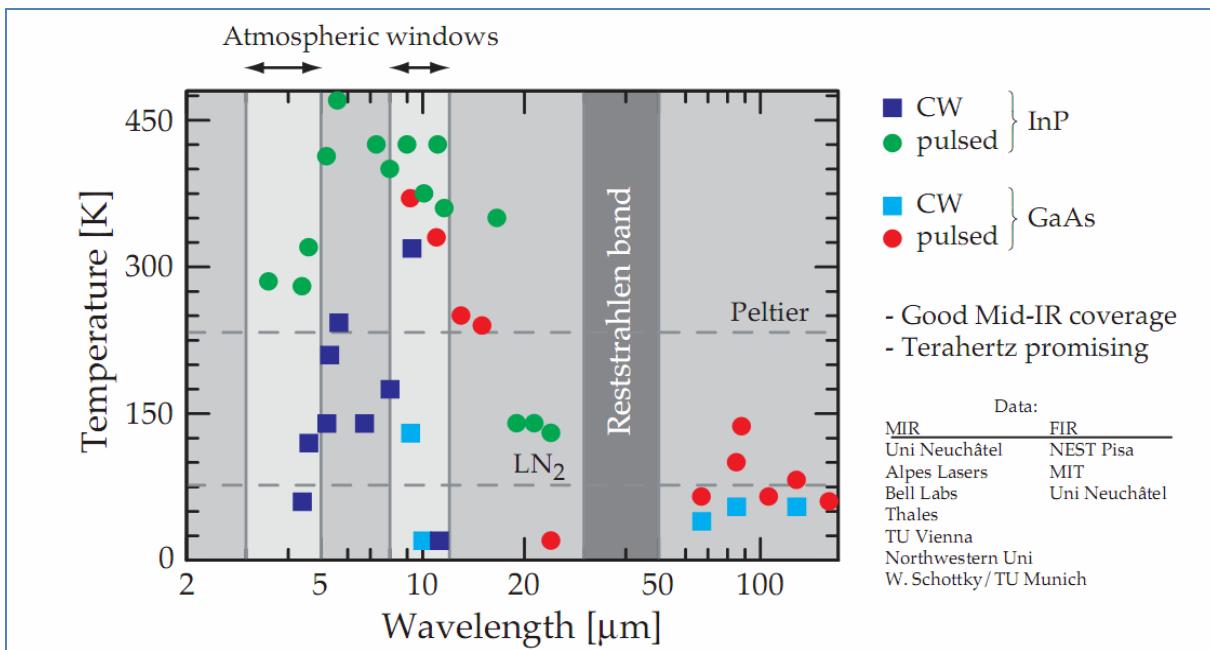


Figure 47 - Température de fonctionnement de quelques QCL en fonction de la longueur d'onde d'émission

Une autre solution pour atténuer encore plus les effets thermiques est dans le fonctionnement pulsé. A l'apparition des QCL, c'est ce fonctionnement qui a été le plus employé pour d'obtenir des émissions à température ambiante dans les plages spectrales qui nous intéressent (Figure 47). De plus, on peut utiliser des détecteurs infrarouges qui ne requièrent pas la cryogénie pour détecter les impulsions brèves et intenses. Néanmoins, l'application en spectroscopie de ces sources pulsées a été toujours confrontée aux problèmes tels que la largeur de raie ou les effets de passages rapides (RP pour 'rapid passages' en anglais et expliqué plus loin dans le texte).

### Potentiel des QCLs pulsés pour la TDLAS en hypersonique

En mode pulsé, il y a habituellement deux méthodes qui sont employées pour le balayage en longueur d'onde différenciées par la durée de l'impulsion de courant envoyée au QCL :

- **Interpulse:** on utilise une série d'impulsions de durée inférieure à 10 ns, chaque impulsion ayant une intensité de courant légèrement différente pour émettre à une longueur d'onde légèrement différente ; la cadence des impulsions peut monter jusqu'à quelques centaines de kHz.
- **Intrapulse:** on utilise une impulsion unique de durée supérieure à 100 ns jusqu'à quelques μs, le balayage en longueur d'onde se faisant par l'effet "down-chirping" (expliquée au § suivant).

Pour les deux méthodes, l'élévation thermique assez rapide par effet joule amène aussi une variation dans la longueur d'onde d'émission  $\nu$  : c'est ce phénomène qu'on terme 'down chirping'. Le taux de variation  $d\nu/dt$  est en moyenne de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-2} \text{ cm}^{-1}$  par ns, mais il n'est pas constant au cours d'une impulsion.

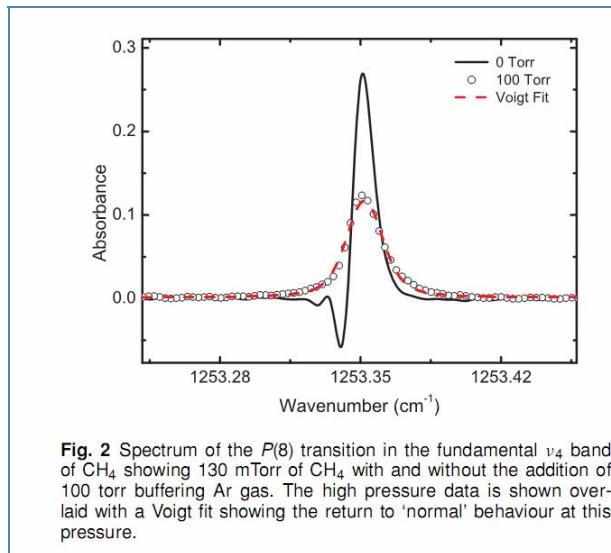
Pour le cas interpulse, ce phénomène contribue largement à dégrader la largeur de la raie d'émission. Pour une impulsion de 10 ns et un taux  $d\nu/dt$  de  $10^{-3} \text{ cm}^{-1}/\text{ns}$  on a une largeur spectrale proche de la largeur Doppler d'une raie moléculaire en utilisant un détecteur optique à bande passante proche de  $1/(10\text{ns})$ . Pour des raisons de coût on utilise

le plus souvent des détecteurs à bande passante moins performante, ce qui amène une largeur spectrale plus grande et peu exploitable pour la spectroscopie à haute résolution. On serait tenté d'utiliser des impulsions plus courtes, mais là c'est le 'principe d'incertitude' reliant durée d'impulsion et largeur de raie qui est le contribuant principal et va conférer à la largeur de raie une valeur trop élevée si la durée est trop courte (limite de Fourier). Dans la pratique on se contente des durées d'environ 5 ns correspondant à une largeur de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Ceci est acceptable pour des mesures à la pression atmosphérique (par exemple pour la combustion et la basse atmosphère terrestre) mais s'avère d'un intérêt limité à basse pression. En effet, dans ce cas on n'échantillonne que par quelques points le profil d'une raie moléculaire qui est de largeur d'environ  $10^{-2} \text{ cm}^{-1}$  à quelques mbar.

La solution la plus utilisée actuellement pour diminuer la largeur de raie d'émission d'un QCL est de mettre ce dernier dans un dispositif à cavité étendue. Malheureusement cette solution ne permet pas de balayage suffisamment rapide compatible aux phénomènes transitoires auxquels nous sommes confrontés dans nos études.

L'intrapulse est une méthode qui exploite le 'frequency down chirping' sur une période plus longue (100 ns jusqu'à qq  $\mu\text{s}$ ) pour obtenir un balayage spectral sur environ quelques  $\text{cm}^{-1}$  susceptible de couvrir plusieurs raies atomiques ou moléculaires. Afin que le balayage soit linéaire sur une bonne partie de l'impulsion, l'équipe de Duxbury a démontré qu'il fallait une impulsion carrée [134]. La largeur de raie peut aussi s'exprimer par l'expression  $C (dv/dt)^{1/2}$  où  $C$  est une constante indépendante de la fréquence d'émission. Dans le cas le plus favorable où  $C=1$ , un taux  $dv/dt=10^{-2} \text{ cm}^{-1}/\text{ns}$  donne une largeur de raie d'environ  $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  comme pour la méthode interpulse à durée de quelques ns. Donc ici aussi, la largeur de raie est incompatible avec une application à basse pression.

De plus, la forte puissance crête dans l'impulsion laser induit des déformations dans le profil d'une raie moléculaire, phénomène connu sous le nom d'effet RP (Rapid Passage effects) et qui prend beaucoup d'importance à basse pression. Il n'y a que très récemment qu'on commence à comprendre les effets RP via les travaux de Duxbury [135] et Welzel [136] sur le comportement spectral des molécules en fonction de l'écart entre le temps d'interaction laser et le temps de collision. Une solution proposée par Gus Hancock et al [137] consiste à utiliser un gaz neutre tampon pour augmenter le temps de collision et revenir à un profil de raie de Voigt plus habituel et exploitable (Figure 48). Une telle solution est bien sûr inacceptable en hypersonique.



**Fig. 2** Spectrum of the  $P(8)$  transition in the fundamental  $\nu_4$  band of  $\text{CH}_4$  showing 130 mTorr of  $\text{CH}_4$  with and without the addition of 100 torr buffering Ar gas. The high pressure data is shown overlaid with a Voigt fit showing the return to 'normal' behaviour at this pressure.

Figure 48 - Acquisition de profil de raie sondée par QCL pulsé : déformation du profil à basse pression et emploi d'un gaz tampon de 100 Torr pour revenir à un profil de Voigt [137]

Notons aussi que les oscillations de l'intensité du laser peuvent faire apparaître des pics d'intensités artificielles, particulièrement à basse densité, qui peuvent être confondus avec des raies atomiques.

### Potentiel des QCLs CW pour la TDLAS en hypersonique

Jusqu'en 2004, les sources QCLs CW étaient inutilisables ou avaient les mêmes défauts que les diodes à sel de plomb pour nos applications de sondage rapide et à basse densité des espèces NO, CO et CO<sub>2</sub> dans la gamme de longueur d'onde autour de 5 μm. À partir de cette date, nous avons vu apparaître des QCL CW DFB non cryogéniques[138]. Des versions DFB commerciales ont été disponibles à partir de 2007 (<http://www.alpeslasers.ch>) avec des puissances autour de 20 mW à la température ambiante. Ces dernières peuvent émettre sur une plage spectrale totale de 10 cm<sup>-1</sup> mais l'accordabilité continu sans saut de mode est restreinte à environ 1 cm<sup>-1</sup> ce qui est très similaire à une diode laser[139]. L'équipe de P. De Natale [140] a récemment démontré que la largeur de raie de ces versions DFB en CW est compatible avec la spectroscopie à haute résolution et parfois meilleure que les diodes lasers PbSe.

Aussi, depuis peu il y a des versions à cavité étendue qui permettent de mieux exploiter la bande de gain des QCL et couvrir une zone plus étendue typiquement d'environ 100 à 200 cm<sup>-1</sup> avec une démonstration jusqu'à 430 cm<sup>-1</sup>[141]. Malheureusement, le balayage continu sans saut de mode reste restreint à quelques cm<sup>-1</sup> et devient plus lent (quelques dizaines de Hertz) car il faut intervenir mécaniquement sur la cavité étendue à l'aide d'une caisse piézo-électrique.

Donc seule une version CW DFB, avec laquelle on peut faire des spectres d'environ 1 cm<sup>-1</sup> à des cadences du kHz, est intéressante pour nos applications en termes de puissance plus élevée et d'affranchissement de la cryogénie. Mais elle conserve le même défaut de faible couverture spectral qu'une diode laser. Plusieurs QCLs sont donc nécessaires pour réaliser des mesures simultanées sur plusieurs bandes ou espèces.

#### 1.10.2.2 Sources laser à base d'optique non-linéaire

Ces sources sont basées sur la conversion de fréquence, dans des cristaux non-linéaires, d'un ou plusieurs lasers facilement disponibles dans le domaine visible ou proche-infrarouge (lasers à YAG, laser à fibre Erbium, diode laser telecom etc).

Un premier exemple est la différence de fréquence (DFG) entre deux lasers (Figure 49). Pine et al [143] ont été les pionniers en 1976 pour l'application en spectroscopie, mais les lasers utilisés, un argon ionisé et un laser à colorants, étaient peu pratiques. Ce n'est qu'à partir de 1998 qu'on a vu apparaître des montages plus commodes comme, par exemple, celui de Petrov et al [144] utilisant une diode laser à cavité étendue dans le visible et un Nd:YAG monolithique à 1.06 μm dans un nouveau type de cristal non-linéaire (PPLN : periodically poled lithium niobate). Le domaine spectral couvert dans le moyen infrarouge est entre 3,98 μm et 4,62 μm permettant de sonder des espèces comme CO, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O et SO<sub>2</sub>. Depuis, il y a eu beaucoup de développements dans cette méthode à couvrir d'autres intervalles spectraux pour sonder une multitude d'espèces chimiques (cf. l'article de revue de Chen et al [145]). Néanmoins, diverses difficultés comme la nécessité de réalignements fréquents (suite aux instabilités thermomécaniques ou de la polarisation) ou la faible fenêtre spectrale (environ 1 cm<sup>-1</sup>) de balayage en longueur d'onde sans saut de mode permettent peu l'emploi de cette technique dans des souffleries ou pour des mesures en vol.

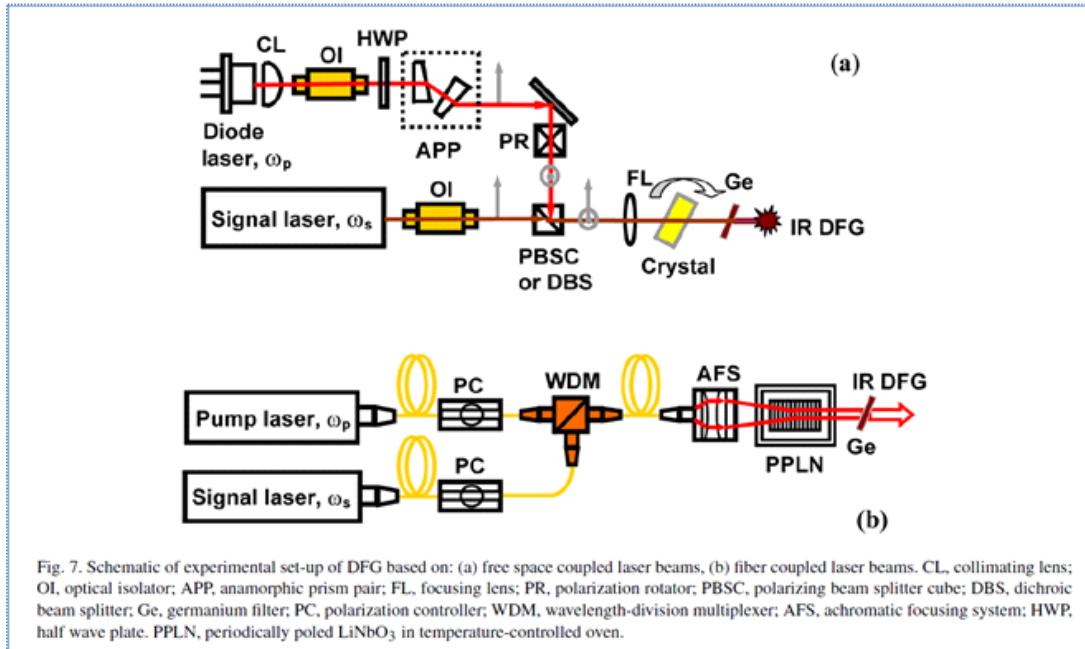


Fig. 7. Schematic of experimental set-up of DFG based on: (a) free space coupled laser beams, (b) fiber coupled laser beams. CL, collimating lens; OI, optical isolator; APP, anamorphic prism pair; FL, focusing lens; PR, polarization rotator; PBSC, polarizing beam splitter cube; DBS, dichroic beam splitter; Ge, germanium filter; PC, polarization controller; WDM, wavelength-division multiplexer; AFS, achromatic focusing system; HWP, half wave plate. PPLN, periodically poled LiNbO<sub>3</sub> in temperature-controlled oven.

Figure 49 - Deux schémas de principe pour la conversion de fréquence par différence de fréquence (DFG)

Une autre méthode élégante de conversion de fréquence est à travers le principe de l'Oscillation Paramétrique Optique (OPO) où un photon est scindé en deux dans un cristal non-linéaire, ce qui implique qu'un seul laser de pompe est nécessaire. Beaucoup de développements ont eu lieu ces dernières années, notamment dans notre laboratoire, pour améliorer l'émission monomode et balayable sur un large domaine spectral, pour étendre la couverture spectrale dans l'infrarouge moyen vers 5 µm et pour rendre les montages plus robustes et compacts [146] [147] [148]. Une description synthétique est donnée ci-dessus dans la partie intitulée 'Box2' de l'article sur la spectroscopie d'absorption dans les écoulements réactifs. Les résultats obtenus nous laissent maintenant envisager la construction d'un spectromètre compact à base de cette technologie pour nos applications.

### 1.10.2.3 Diode laser à base d'antimoniures

Depuis quelques années sont apparues sur le marché des nouvelles diodes lasers à base d'antimoniures qui sont non cryogéniques et qui émettent entre 2 à 3 µm [142]. Dans cette zone spectrale, il existe des raies d'absorption qui sont souvent les 'overtones' (transition de  $v=0$  à  $v=2$ ) des espèces moléculaires ayant leurs bandes fondamentales (transition de  $v=0$  à  $v=1$ ) entre 3 et 7 µm. Ces raies overtones présentent des forces d'absorption plus faibles d'au moins une décade. Mais certaines de ces raies sont suffisamment intensives pour permettre un signal détectable dans les conditions d'écoulements des souffleries qu'on sonde habituellement. L'émission laser de ces diodes est monomode, ce qui évite l'emploi d'un réseau optique pour extraire un mode spectral. La détection optique est aussi plus aisée car on peut s'appuyer sur des détecteurs en InSb qui sont suffisamment sensibles avec juste un refroidissement par Peltier jusqu'à -40°C. Nous décrivons au paragraphe suivant le développement d'un spectromètre TDLAS utilisant ce type de diode.

### 1.10.2.4 Développement d'un spectromètre TDLAS basée sur des diodes lasers à antimoniums

Parmi les sources lasers présentées sur la Figure 45 et par rapport à celles rapidement analysées ci-dessus, les diodes lasers à antimoniums offrent un certain nombre d'avantages en terme de faible encombrement, de faible complexité, de plus de fiabilité et de taux de répétition élevé ( $> \text{kHz}$ ) pour le balayage en longueur d'onde. On a donc cherché à construire un spectromètre à base de cette technologie. La Figure 50 montre le schéma de principe du prototype développé auquel on a donné le nom de 'miniDLAS' car l'ensemble, optique et électronique de pilotage, tient maintenant dans un cube de format 3U.

Le premier prototype miniDLAS développé était muni d'une diode laser DFB GaSb émettant autour de  $2,7 \mu\text{m}$  pour sonder la molécule  $\text{CO}_2$ . Notre publication [149] présente plus de détails sur ce prototype et montre son aptitude à caractériser  $\text{CO}_2$  dans des écoulements Martiens au cours des essais menés dans les souffleries F4 de l'ONERA et Longshot du VKI. Ce montage a aussi été essayé pour caractériser  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$  en sortie d'un foyer de combustion à l'ONERA et en sortie d'un moteur d'avion dans une installation de la Snecma [150] dans le cadre d'études de l'impact de l'aviation sur l'atmosphère.

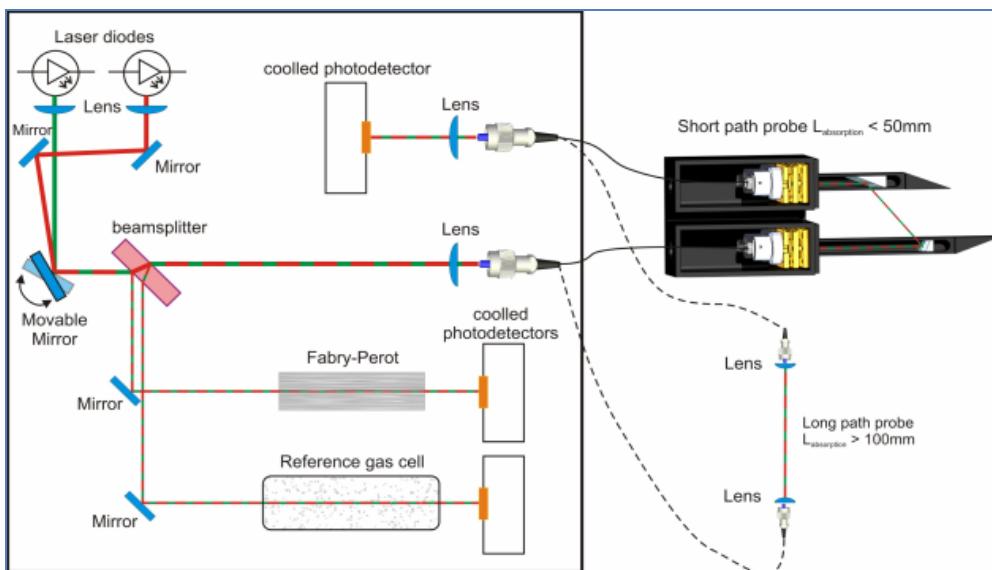


Figure 50 – Banc miniDLAS couplé à des sondes optiques

Nous poursuivons actuellement le développement de ce spectromètre mini-DLAS en le multiplexant à une diode laser DFB GaSb supplémentaire émettant autour de  $2,3 \mu\text{m}$  pour sonder la molécule CO. Les faisceaux issus des diodes laser sont réfléchis par un miroir mobile galvanométrique qui permet un fonctionnement soit avec l'une ou l'autre des diodes, soit avec les deux diodes de façon alternée. Dans ce dernier cas, on obtient le spectre autour de  $2,7 \mu\text{m}$  et autour de  $2,3 \mu\text{m}$  de manière quasi synchrone (temps de basculement du miroir  $\sim 140 \mu\text{s}$ ). Quelques résultats des validations en laboratoire et en soufflerie de ce concept de multiplexage de deux diodes laser sont montrés dans la Figure 51.

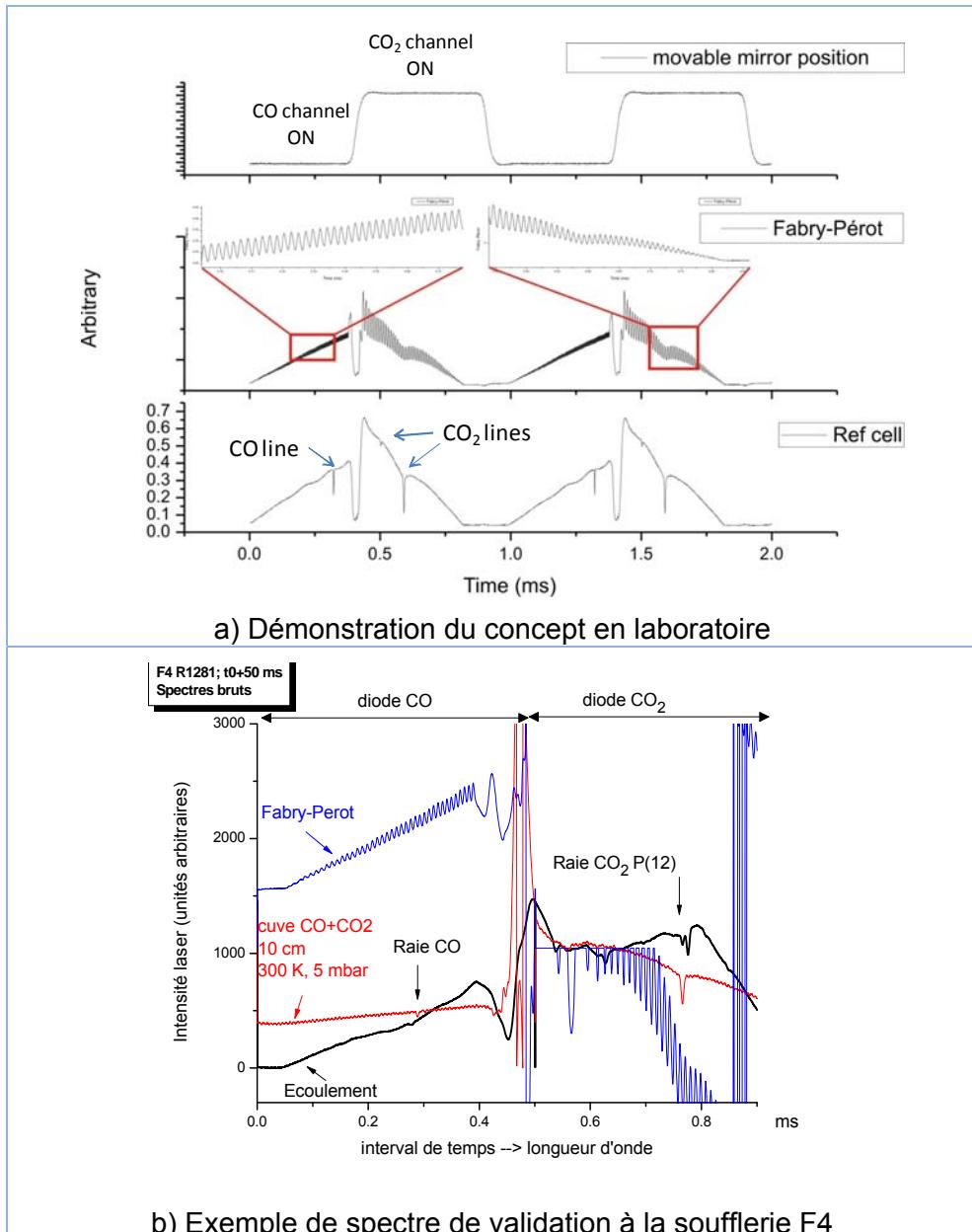


Figure 51- Multiplexage des voies CO et CO<sub>2</sub>. Un miroir galvanométrique est basculé entre deux positions. Chaque position n'injecte qu'une diode dans la chaîne optique et sa durée est réglée pour acquérir adéquatement les trois spectres (Fabry-Perot, cuve et écoulement) nécessaires à une mesure. Le basculement peut se faire jusqu'à une cadence de 10 kHz

La Figure 52 et la Figure 53 montrent des comparaisons pour les paramètres température et densités de CO et CO<sub>2</sub> entre les mesures réalisées par les bancs DLAS (banc à diode cryogénique et nouveau banc mini-DLAS à diode GaSb) et les valeurs issues des calculs PNS (code CFD Parametrized Navier Stokes de l'ONERA)[151]. Il y a peu d'écart en ce qui concerne la température et la densité de CO mais les densités de CO<sub>2</sub> mesurées par le banc DLAS sont très inférieures aux valeurs calculées par le code PNS. Des études plus approfondies aussi bien du côté des mesures que du côté des calculs CFD sont nécessaires pour élucider les différences notées.

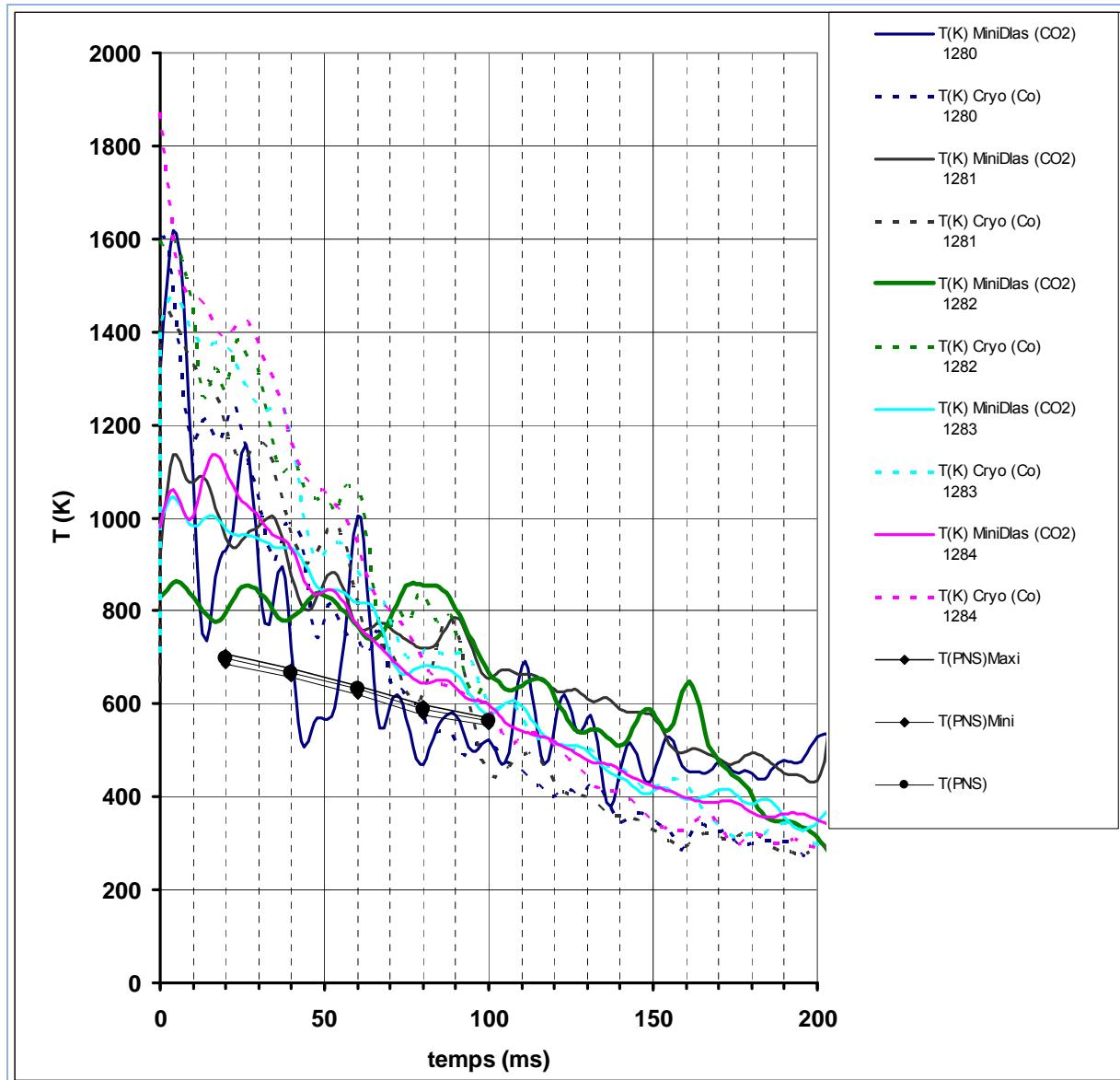


Figure 52 : Compilation des mesures DLAS (diodes cryogéniques et GaSb) de la température de translation dans le centre veine en sortie tuyère pour 5 rafales d'une campagne d'essais à F4 sur des écoulements  $\text{CO}_2$ . Les calculs sont obtenus au moyen d'un code PNS (Parabolized Navier Stokes) traitant 5 espèces pour trois conditions réservoir et à 5 instants d'une rafale( 20ms, 40ms, 60ms, 80ms et 100ms).

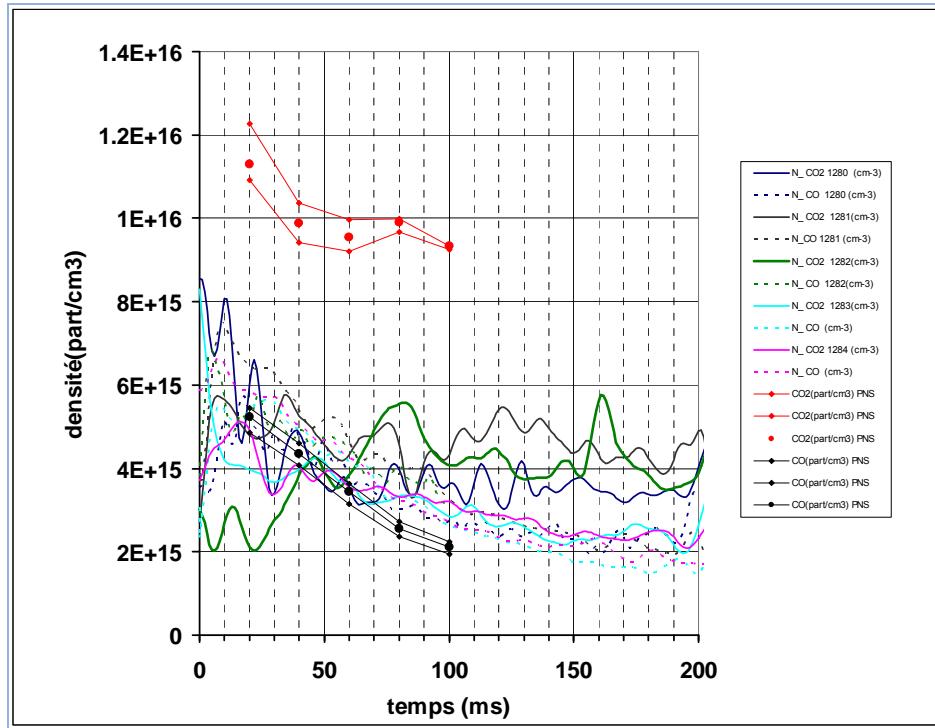


Figure 53 : Compilation des mesures DLAS (cryo et DFB) de la concentration de CO et CO<sub>2</sub> dans le centre veine en sortie tuyère pour 5 rafales d'une campagne d'essais à F4 sur des écoulements CO<sub>2</sub>.

Les calculs sont obtenus au moyen d'un code PNS (Parabolized Navier Stokes) traitant 5 espèces pour trois conditions réservoir et à 5 instants d'une rafale (20 ms, 40 ms, 60 ms, 80 ms et 100 ms).

### 1.10.2.5 Développement d'une sonde miniature

Dans le but d'aller vers un peu plus de résolution spatiale ainsi qu'une éventualité d'expérience embarquée, nous avons aussi entrepris un développement d'une sonde optique à placer dans l'écoulement. Le couplage du spectromètre à cette sonde est effectué à l'aide de fibres optiques. Là aussi une nouvelle technologie (fibre en fluorozirconate ou ZBLAN [152]) a vu le jour pour permettre une utilisation plus robuste et maniable que les fibres infrarouges classiques (par exemple en chalcogénure) qui sont plus fragiles, à plus grand rayon de courbure et souvent non transparentes dans le visible pour employer un laser d'alignement[153].

La mini-sonde optique a été développée pour être capable de supporter les conditions de température élevée rencontrées non seulement à l'intérieur d'un écoulement hypersonique, mais aussi pour résister aux conditions mécaniques rencontrées lors de chocs à un changement de régime de l'écoulement. Le premier prototype de sonde optique construit était destiné à caractériser localement un écoulement hypersonique via une raie intense de CO<sub>2</sub>. Deux tubes profilés sont utilisés pour acheminer le faisceau laser dans l'écoulement avec un angle donné pour bénéficier des mêmes avantages de l'effet Doppler induit dans les spectres (mesure de vitesse et séparation couches à vitesses différentes). Cette sonde a été testée avec succès au cours d'une campagne d'essais à la soufflerie Longshot du Von Karman Institut, Belgique (Figure 54a [149] et Figure 54a b). Ces essais ont permis de mettre en évidence certains défauts de ce prototype, notamment les perturbations par les ondes de choc aux embouts amont des tubes. Aussi un second prototype a été développé, permettant de s'affranchir de la totalité des défauts observés. Il a aussi été testé dans la soufflerie Longshot (Figure 54c.). Ce concept de sonde a fait l'objet

d'un dépôt de brevet en décembre 2010 car il offre la perspective d'un capteur multifonctions (pression, température, vitesse et concentration d'espèces) qui pourra remplacer avantageusement un Pitot en aéronautique (en soufflerie ou à bord d'un avion). A cet égard, nous venons de démarrer des projets de recherche pour évaluer la possibilité de mesurer de faibles vitesses ( $< 200$  m/s) ainsi que l'hygrométrie à bord d'avion à vol commercial pour l'étude des contrails. D'autres applications embarquées sont à prospector comme l'emport à bord d'un drone, d'une fusée sonde météorologique, d'un ballon stratosphérique ou d'une sonde planétaire. Il sera intéressant aussi de munir cette sonde de la méthode multipassage ou de la CRDS pour augmenter la sensibilité de détection.

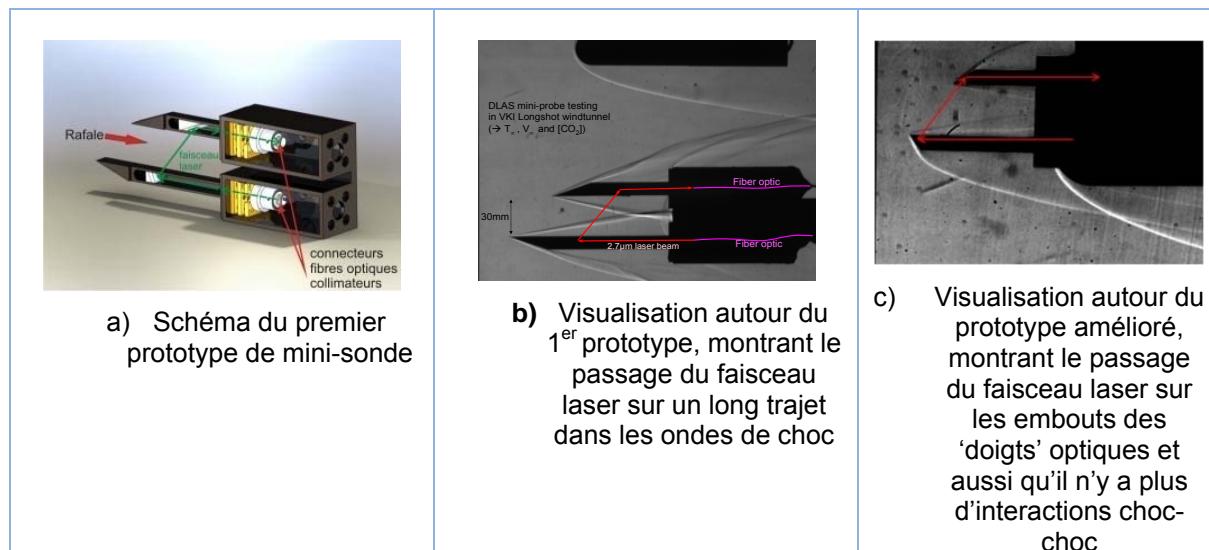


Figure 54- Essais miniDLas avec mini-sonde optique à la soufflerie Longshot du VKI

### 1.10.3 Vers la spectroscopie d'absorption à large bande

Le perspectives d'améliorations que j'ai mentionnées jusqu'à maintenant visaient à rendre l'emploi de la DLAS plus commode tout en conservant les propriétés de haute cadence et de haute résolution spectrale. Ici, je traite d'une perspective d'amélioration qui peut aboutir à un saut technologique dans la métrologie des gaz en déséquilibre et/ou transitoire.

Dans ce type de milieux, les méthodologies développées en spectroscopie d'absorption laser sont très efficaces pour mesurer la vitesse et la température de translation mais la mesure de la densité ou des densités reste problématique par ces outils actuels. En effet, ces derniers n'exploitent qu'une seule raie absorption (ou quelque raies) du fait de la faible plage d'accordabilité en longueur d'onde pour les diodes laser.

Par exemple, la mesure de densité de NO qu'on a faite jusqu'à présent à F4 est d'environ deux ordres de grandeur inférieure par rapport à la densité calculée par les codes aérodynamiques CFD. La densité de CO<sub>2</sub> mesurée dans les écoulements Martiens sur un des trois modes de cette espèce est inférieure d'un facteur 2 à 10 des valeurs fournies par les calculs CFD (Figure 53). Les erreurs de modélisation en CFD ou les incertitudes sur les coefficients d'absorption ne peuvent pas justifier un tel écart. La raison réside plutôt dans le fait que pour mesurer correctement une densité dans un cas de non-équilibre, il faut mesurer la distribution de population sur un grand nombre de niveaux de vibration de la molécule considérée. Par conséquent, il faut acquérir un grand nombre de raies ro-vibrationnelles sur une fenêtre spectrale plus étendue. Cette distribution peut être Boltzmannienne mais à une température T<sub>v</sub> différente de T<sub>r</sub>.

Il y a aussi des cas où l'on cherche à mesurer plusieurs espèces à la fois, chacune avec sa distribution de population de vibration (sur un ou plusieurs systèmes de transitions moléculaires). Par exemple, pour les écoulements Martiens, on cherche à mesurer CO<sub>2</sub> et CO dont les bandes d'absorption fondamentales sont assez éloignées spectralement (4,7 µm pour CO<sub>2</sub> et 5,1 µm pour CO).

Rappelons qu'une diode laser classique ne permet de balayer spectralement qu'environ 1 cm<sup>-1</sup> continuellement sans saut de mode par un balayage en courant. Ce balayage peut être très rapide jusqu'à des durées aussi petites que 1 µs. Par changement de température on peut sauter à un autre mode et ensuite refaire ce type de balayage. On peut ainsi de mode en mode couvrir typiquement environ 25 cm<sup>-1</sup> (voire 100 cm<sup>-1</sup> dans certains cas). On peut aussi envisager de ne balayer qu'avec la température mais ce type de balayage ou un changement discret de température pour changer de mode est assez lent (quelques secondes à quelques minutes), ce qui est incompatible avec le temps de mesure d'environ 1 ms qu'on cherche pour sonder les écoulements en jeu.

Comme solution on peut utiliser une multitude de diodes, ce que nous avons commencé à faire dans le mini-banc DLAS avec une diode pour CO et une diode pour CO<sub>2</sub>. Mais cette solution s'avère déjà compliquée avec seulement ces deux diodes, par le multiplexage à un même faisceau laser et par la nécessité de piloter séparément les courants, les températures, les calibrations de chaque diode. Et on est loin d'un système pouvant mesurer toute une distribution de population de vibration car chaque diode ne permet l'acquisition que de quelques raies (voire une seule).

Il faut donc chercher des solutions de source ou de système laser émettant sur une large bande spectrale en un temps très court et à un fort taux de répétition. D'après ce qu'on a vu jusqu'à présent, le taux de répétition recherché est de l'ordre du kHz et le temps d'une mesure est de l'ordre de la ms pour être compatible avec les temps caractéristiques des écoulements de notre application. Quant à la couverture spectrale, si on prend l'exemple d'un écoulement Martien contenant CO<sub>2</sub>, CO et NO, il faut une émission au moins entre 1800 cm<sup>-1</sup> et 2400 cm<sup>-1</sup> (soit de largeur de 600 cm<sup>-1</sup>, cf. Figure 55) pour acquérir simultanément la plupart des raies des bandes fondamentales de ces espèces dans l'infrarouge moyen.

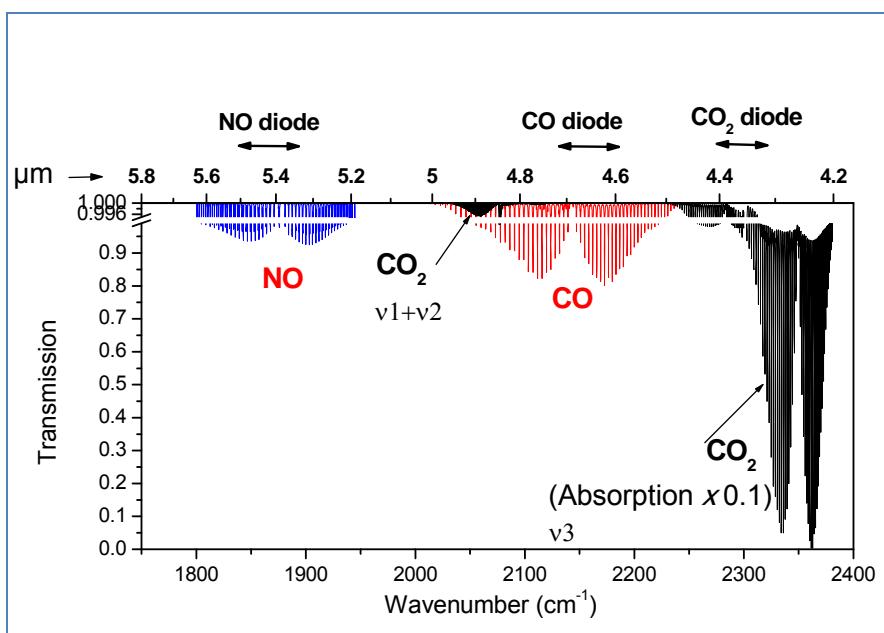


Figure 55 - Positions dans l'infrarouge moyen des raies d'absorptions des espèces d'intérêt pour les écoulements martiens

Ces dernières années ont vu l'apparition de nouvelles technologies (ou l'amélioration d'anciennes) dont certaines peuvent prétendre à cet objectif de large bande spectral :

- Spectromètre à Transformation de Fourier statique
- Source laser QCL CW ou interpulse
- Source laser QCL en mode de balayage 'Intracavity pulse'
- Source laser OPO à large couverture spectrale
- Source laser à différence de fréquence DFG
- Source laser Supercontinuum
- Peignes de fréquences

Nous analysons ces alternatives dans les paragraphes suivants.

### **Spectromètre à Transformation de Fourier statique:**

Le spectromètre à transformée de Fourier est un outil très performant en spectroscopie d'absorption car il allie un large domaine spectral et une très haute résolution spectrale. Il fonctionne sur le principe d'un interféromètre de Michelson mais avec un des miroirs qui est mobile sur plusieurs dizaines de cm suivant le résolution spectrale souhaitée. C'est le mouvement de ce miroir qui est une des raisons pour des temps de mesure assez longs incompatibles avec une utilisation dans nos soufflerie hypersoniques.

Ces dernières années ont vu le développement du concept de spectromètre à transformée de Fourier statique où le miroir mobile est remplacé par un dispositif qui permet d'obtenir l'équivalent d'une différence de marche sans mouvement. Ce dispositif peut être un miroir à ailettes (Figure 56 [150]) ou un réseau de diffraction [155]. Ce nouveau concept offre des perspectives de miniaturisation et de temps de mesure plus courts. Les deux options sont actuellement proposées pour des projets spatiaux : l'instrument SIFTI à miroir à ailettes [156] à bord d'un satellite ESA pour l'observation de la Terre et l'instrument HIRIMS (réseau de diffraction [157] à bord de la sonde planétaire JUICE/Laplace (ESA/NASA) pour étudier le système de Jupiter.

Les prototypes développés spécifiquement pour ces projets sont au mieux de couverture spectrale de  $40 \text{ cm}^{-1}$  et de résolution spectrale de  $4.10^{-2} \text{ cm}^{-1}$  ce qui est insuffisant pour nos besoins mais il ne semble pas y avoir de barrière technologique à repousser ces limites. Mais le temps de mesure reste long si l'on se réfère à ces applications. En effet, pour ces dernières il faut intégrer sur une durée suffisamment longue pour avoir un signal exploitable car on ne peut pas augmenter l'intensité de la source lumineuse (ces prototypes fonctionnent sur le principe d'éclairement 'passif' avec le rayonnement solaire comme source lumineuse large bande).

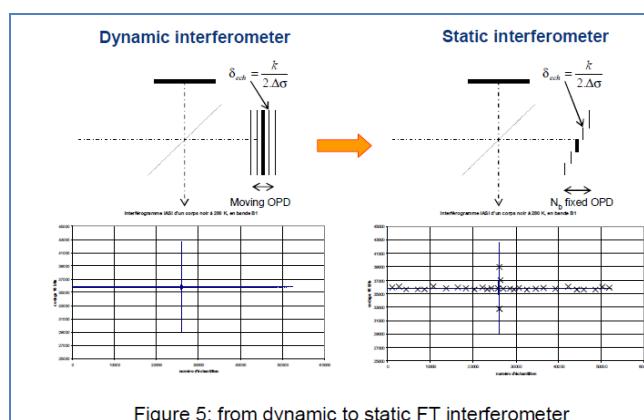


Figure 56 - Concept de spectromètre à transformée de Fourier statique

Pour nos applications, il faut une source lumineuse plus intense (corps noir puissant ou laser Supercontinuum dans le moyen infrarouge) pour espérer réduire le temps de mesure. Il faudra aussi utiliser des caméras dans le moyen infrarouge à cadence de prise d'image de l'ordre du kHz, ce qui commence à apparaître sur le marché mais le budget reste élevé.

### Source laser QCL CW ou interpulse:

Nous avons déjà vu au § 1.10.2.1 que les QCL en version CW DFB ou en version pulsée en mode interpulse ne couvre que quelque  $\text{cm}^{-1}$  sans saut de mode par un balayage en courant et on couvre au maximum  $20 \text{ cm}^{-1}$  par un balayage en température. Avec l'aide d'une cavité étendue, on peut obtenir une couverture jusqu'à  $200 \text{ cm}^{-1}$  en CW ou  $430 \text{ cm}^{-1}$  en mode interpulse mais, le plus souvent, c'est autour de  $70 \text{ cm}^{-1}$ . Donc ce type de source peut difficilement répondre à notre besoin de large couverture spectrale.

### Source laser QCL en mode de balayage 'Intracavity pulse'

Cette technique utilise le phénomène de frequency chirp d'une QCL (§ 1.10.2.1). Une impulsion en courant courte (40 ns à 2000 ns) dans un QCL augmente rapidement la température de celui-ci par effet Joule, ce qui se traduit par une baisse rapide de la fréquence d'émission (autour de  $\sim 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  par ns). Pour l'application spectroscopique, il faut que la largeur de raie soit assez petite pour ne pas induire l'équivalent d'une fonction d'appareil. C'est la forme de l'impulsion et sa durée qui définissent cette largeur. Pour une largeur de raie compatible d'un sondage à basse pression, le réglage requis pour l'impulsion ne permet pas une large couverture spectrale (Figure 57) d'après les travaux de Duxbury et al [135]. Ici aussi, on est donc loin de la couverture spectrale requise.

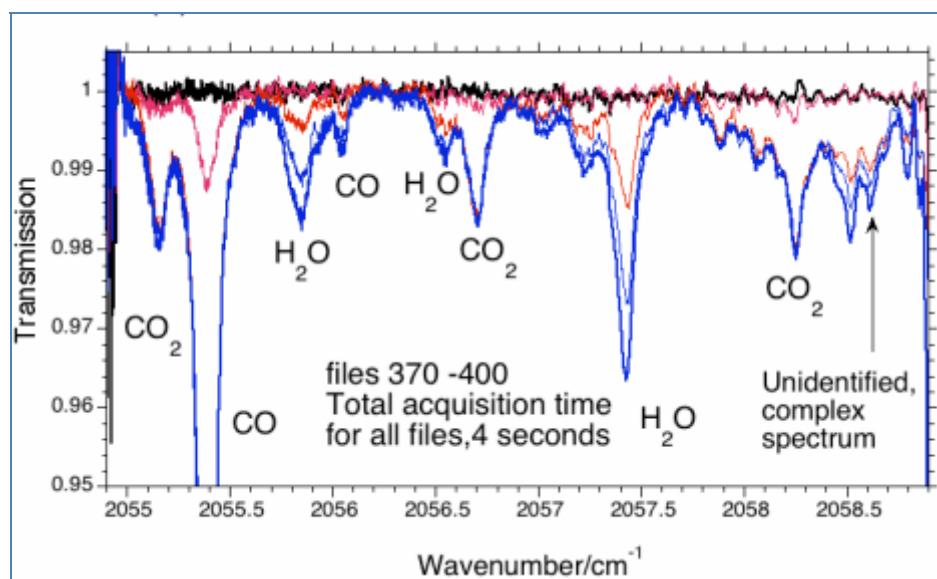


Figure 57 - Exemple de couverture spectrale obtenue en mode 'Intracavity' pulse d'un QCL

## **Sources laser à base d'optique non-linéaire**

Ces sources de type OPO ou à différence de fréquences ont déjà été évoquées au § ci-dessous. Les développements menés jusqu'à présent montrent des perspectives d'une très large couverture spectrale de plusieurs centaines de  $\text{cm}^{-1}$  mais le balayage spectral continu reste lent et n'est possible que sur un plus petit segment de l'ordre de la dizaine de  $\text{cm}^{-1}$ . Pour passer d'un segment à l'autre, il est nécessaire d'intervenir sur certains composants (température ou pas du crystal non-linéaire, jeu de miroirs, etc) ce qui rend le système encore plus lent.

### **Supercontinuum :**

Une émission laser supercontinuum est une émission laser de largeur de raie très étendue (au minimum de 60 nm pour prétendre à cette appellation) obtenue par divers processus non-linéaires (mélanges à quatre ondes, Raman, ...) lors de l'interaction d'un faisceau laser très intense de largeur de raie petite dans un matériau optique possédant une susceptibilité optique non-linéaire non négligeable. Ce phénomène est connu depuis les années 1960 dans les liquides mais a pris un véritable essor ces dernières années avec les lasers à fibre optique.

De nos jours on a facilement des solutions commerciales pour un supercontinuum entre 1 à 2  $\mu\text{m}$  pompé à une longueur d'onde Telecom (1,55  $\mu\text{m}$ ). Mais, dans cette gamme de longueur d'onde, les raies d'absorption sont très peu intenses, ce qui nécessite d'employer des longs temps d'intégration et/ou une technique de cavité multipassage ou résonante pour espérer sonder les espèces qui nous intéressent. L'emploi de ces cavités est difficile du fait de la faible puissance des sources actuelles. Le signal à traiter est affaibli aussi par le besoin d'utiliser un dispositif à plusieurs réseaux dispersifs pour arriver à la très haute résolution spectrale requise afin de discerner les profils de raies d'absorption. Pour éviter le multipassage, l'idéal est d'employer une source laser supercontinuum directement dans l'infrarouge où les raies sont plus intenses. Depuis quelques années, il y a une recherche intensive dans les matériaux optiques pour aller dans cette direction. En ce qui concerne la détection, on peut chercher la résolution spectrale adéquate à travers, par exemple, le couplage à un dispositif à transformée de Fourier statique. Bien que nous surveillons de près l'évolution de cette technologie, nous préférons nous concentrer plus sur la méthode de peignes de fréquences (décrise au paragraphe suivant), qui présente beaucoup de similarités mais où l'énergie lumineuse est répartie discrètement sur des pics d'émissions qui sont donc beaucoup plus intenses.

## **Les peignes de fréquences**

Un peigne de fréquences est une émission laser sur un ensemble de pics, équidistants spectralement et de largeur de raie assez fine, couvrant un domaine spectral qui peut s'étendre sur une octave [158]. Ce type d'émission est typique (mais n'est pas réservé) des laser femtosecondes. L'exploitation de ce phénomène à des fins métrologiques en temps-fréquence a démarré il y a une décennie par les travaux de J.L Hall et T.W. Hänsch [159]. Le processus de génération s'appuie sur des effets d'optique non-linéaire comme pour un laser supercontinuum avec la grande différence que l'émission se fait à des longueurs d'ondes discrètes suite à un processus de blocage de modes (ou 'mode-locking') qui peut

être naturel ou bien forcé par un dispositif additionnel dans le laser. L'écartement entre les dents du peigne peut être suffisamment petit pour offrir la résolution spectrale nécessaire pour identifier les empreintes spectrales des molécules [160]. Chaque pic du peigne est aussi connu avec une grande précision spectrale à la création du peigne, ce qui offre l'avantage de ne plus avoir d'éléments ou de procédures d'étalonnage spectral encombrants en parallèle ou a posteriori des acquisitions de spectres.

Bâtir un spectromètre d'absorption sur ce principe de peignes de fréquences optiques et l'alliant à des méthodes d'amplification de puissance optique (OPA : Optical Parametric Amplification) et de sensibilité (CEA :Cavity Enhanced Absorption spectroscopy [161]) va nous permettre d'avoir un capteur beaucoup plus performant que ceux actuellement utilisés pour le sondage des écoulements gazeux, notamment ceux présentant des phénomènes transitoires et/ou de déséquilibre thermodynamique comme rencontrés dans un plasma, en combustion ou lors d'une rentrée planétaire. Il est évident qu'un tel capteur (local et embarquable) sera aussi très avantageux pour la caractérisation des gaz polluants dans l'environnement. Un autre aspect qui est intéressant aussi à prospecter est l'utilisation en lidar DIAL pour la caractérisation à distance.

Il existe diverses méthodes pour produire un peigne de fréquences, notamment par :

- blocage de mode (mode locking) dans une cavité laser contenant un cristal de type Ti :Sa ou Cr:forsterite à gain sur une large bande spectrale[158] ;
- un OPO large bande [161] ;
- blocage de mode dans la génération de supercontinuum dans un laser à fibre [158] ;
- mélange à quatre ondes en cascade dans un microrésonateur à fort coefficient de qualité[163].

Il y a déjà eu de nombreuses démonstrations de l'emploi de certaines de ces sources en spectroscopie d'absorption surtout dans le domaine spectral proche infrarouge avec des montages à base de laser à fibre (nous ne citons que les deux références [164][165] à titre d'exemple).

Les deux premières solutions nous paraissent peu pratiques, car trop complexes et nécessitant des alignements optiques délicats, pour une utilisation commode en soufflerie et une éventualité de mesure en vol. Les solutions de laser à fibre et/ou à micro-résonateur semblent plus robustes de ce point de vue.

### Peignes de fréquence générés dans un microrésonateur massif

Une des méthodes les plus efficaces pour générer des peignes de fréquences optiques consiste en l'exploitation des propriétés non-linéaires de microrésonateurs à modes de galerie. Ces microrésonateurs sont faits généralement en silice sous forme de disque, de tore ou encore de sphère. Ils présentent à la fois des grands facteurs de qualité (pouvant être supérieurs à 10 millions, jusque-là jamais atteints par une cavité à miroirs) et des volumes de mode très faibles. Ces deux propriétés aboutissent à une longue durée de vie des photons conjuguée à un fort confinement spatial, ce qui permet d'abaisser significativement la puissance seuil nécessaire à l'apparition des phénomènes non-linéaires responsables de la création des peignes de fréquence. La recherche est actuellement très active sur ce type de dispositifs compte tenu de la perspective d'arriver à des sources à large bande d'émission spectrale et très compactes. L'émission sur plus d'une octave vient d'être démontrée expérimentalement (Figure 58 [163]) par la même équipe qui a initié les premières recherches sur ce type de dispositif.

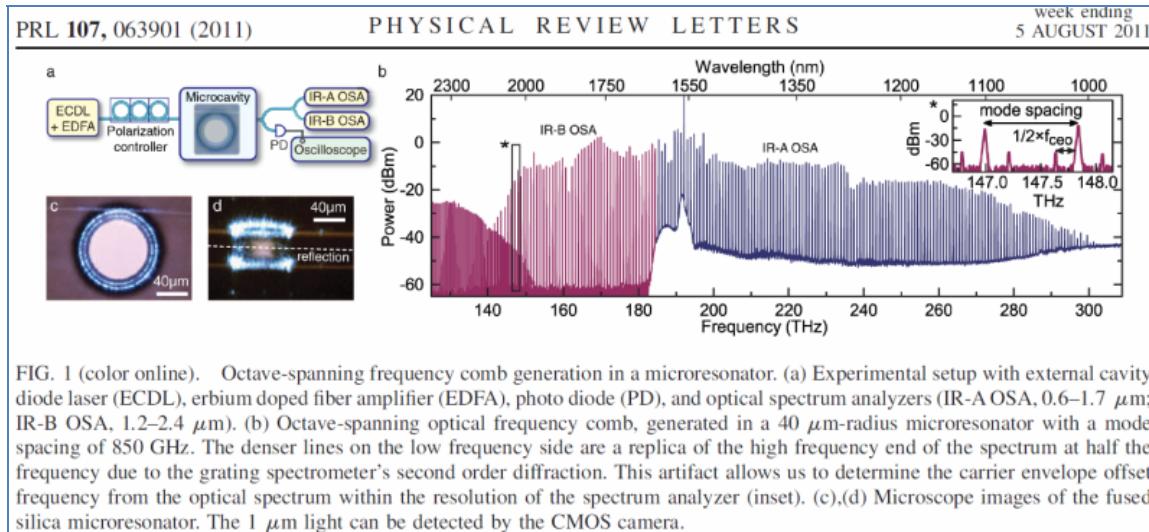


Figure 58 - Emission sur plus d'une octave d'un peigne de fréquences à l'aide d'un microrésonateur[163]

En 2010, j'ai démarré, avec l'aide d'un stagiaire, une étude pour générer des peignes de fréquences dans une sphère en saphir ou  $\text{CaF}_2$  pompée par une diode laser à 2,7  $\mu\text{m}$ . On s'est intéressé aux problèmes de couplage, aux phénomènes non-linéaires, aux autres géométries de résonateurs et à l'exploitation pour la spectroscopie moléculaire[166]. Pour cette dernière, l'écart spectral entre les pics est présentement trop grand pour un échantillonnage spectral correct. Nous étudions, théoriquement et expérimentalement, diverses pistes pour diminuer cet écart spectral comme l'emploi des modes transverses dans une sphère légèrement asphérique ou l'emploi de plusieurs résonateurs à intervalle spectral libre (FSR) différents. Ce travail est maintenant mené en collaboration avec les laboratoires ISMO et Femto-ST du CNRS pour l'étirage de fibre, la modélisation de l'excitation des modes de gallerie et le battement optique de peignes de fréquences pour employer la méthode de spectroscopie à transformation de Fourier [167].

## 1.11 Conclusion générale

J'ai présenté en début de ce document la problématique de la rentrée atmosphérique dont la maîtrise est primordiale pour le retour sur Terre d'un vol habité ou d'une sonde de retour d'échantillons. Cette maîtrise fait appel à beaucoup de disciplines en sciences physiques, notamment à l'aérodynamique, à la physique des plasmas et à la métrologie optique. En ce qui concerne cette dernière, j'ai ensuite décrit essentiellement les moyens de mesures servant à caractériser le gaz en écoulement autour d'un véhicule de rentrée en test dans une soufflerie ou en vol de démonstration. En particulier les moyens d'optique linéaire que sont la fluorescence par faisceau d'électrons ou de laser, la spectroscopie d'absorption ou d'émission et le LIDAR à diffusion Rayleigh. Une grande partie de mes activités de recherches a été consacrée au développement ou à l'amélioration de ces moyens.

Les travaux sur la fluorescence par faisceau d'électrons ont amené beaucoup de résultats dans les souffleries à basse enthalpie mais sa validation à haute enthalpie reste à faire, ce qui sera difficile du point de vue financier compte tenu de la baisse d'intérêt dans ce secteur d'activité. Ces travaux ont aussi vu la mise au point de deux nouveaux canons à électrons, celui à effet pseudospark et surtout celui à émission secondaire qui a permis l'élaboration d'un instrument compact pour des mesures en vol à bord du démonstrateur de rentrée EXPERT. Malheureusement, la validation de cet instrument était insuffisante pour participer au premier vol. En attendant d'autres projets, je cherche à valoriser ces actions pour d'autres applications comme la caractérisation de la haute atmosphère à bord de véhicules à budget plus réduit comme un ballon stratosphérique ou une fusée d'exploration de l'atmosphère.

La spectroscopie d'absorption à diode laser dans l'infrarouge moyen est devenue la seule technique permettant des mesures routinières de la vitesse et la température à haute enthalpie. Les mesures de densités, surtout dans un écoulement CO/CO<sub>2</sub>, ne sont pas assez fiables car elles sont faites par rapport à quelques raies d'absorption, ce qui est insuffisant dans le cas de non-équilibre de Boltzmann que l'on rencontre à haute enthalpie. Cette limitation est due à la faible couverture spectrale des sources lasers employées.

Parmi les technologies de sources lasers prospectées pour remédier à ce problème, une source à peigne de fréquences optiques apparaît aujourd'hui comme la solution la mieux adaptée. En effet les développements récents dans cette technologie montrent la perspective d'une émission à large bande sur plusieurs centaines de cm<sup>-1</sup> et à des taux de répétition supérieurs au kHz pour suivre les variations rapides des écoulements dans des installations à haute enthalpie. Des cadences encore plus élevées dépassant le MHz semblent possibles, ce qui pourra permettre d'étudier aussi la turbulence dans les écoulements. Malheureusement, ce type de source n'est actuellement opérationnel que dans la gammes des longueurs d'ondes du visible ou des télécoms. Dans le moyen infrarouge, les solutions sont complexes mais il y a un fort potentiel d'amélioration. C'est à ce type de développement que je vais consacrer mes efforts, d'autant plus que beaucoup d'autres applications pourront en bénéficier, comme la combustion, la caractérisation de l'atmosphère, l'étude d'une colonne de plasma pour la foudre, etc.

La sonde optique développée offre aussi de nouvelles perspectives pour remplacer les sondes de Pitot par un capteur multi-mesures (pression, température, et vitesse) en soufflerie ou en vol que ce soit pour l'aéronautique ou la rentrée atmosphérique.

A travers ces exemples, nous pouvons voir qu'il y a encore un fort potentiel pour des développements en métrologie optique pour le domaine de la rentrée atmosphérique. Ce domaine est certes difficile car il requiert des grands moyens (souffleries, véhicules ou sondes de rentrée) et des techniques d'instrumentation embarquée qui sont coûteuses et dépendant aussi de grands projets transnationaux par nature assujettis à des contraintes

géopolitiques. Mais beaucoup reste à faire pour parfaire nos connaissances et maîtriser la technologie du transport aérospatial et son impact sur notre environnement.

Page sans texte

## 1.12 Références

- [1] Heppenheimer, T. A., "The Space Shuttle Decision: NASA's Search for a Reusable Space Vehicle", NASA/SP-1999-4221
- [2] Hendrickx B., Vis B. "Energiya-Buran: The Soviet Space Shuttle", Jointly published with Praxis Publishing, UK, 2007, ISBN: 978-0-387-69848-9
- [3] <http://www.astronautix.com/craft/hermes.htm>
- [4] Miyazawa, Y., et al, "HOPE-X High Speed Flight Demonstrator research program," Proceedings of 22nd ISTS, Vol.2, pp.1367-1373, January 1998.
- [5] Anderson B. L., 'X-38 Program Status/Overview', NASA Johnson Space Center report JSC-CN-6697, 2001
- [6] Harland D.,'Jupiter Odyssey: The Story of NASA's Galileo Mission', New York: Springer Verlag, 2000
- [7] Revelle D.O. et Al, 'Genesis—An artificial, low velocity “meteor” fall and recovery: September 8, 2004', Meteoritics & Planetary Science 40, Nr 6, 819–839 (2005)
- [8] Brownlee et al, 'Stardust: Comet and interstellar dust sample return mission', JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 108, NO. E10, 8111, doi:10.1029/2003JE002087, 2003
- [9] Lebreton, J.P. & Matson, D.L., 'The Huygens Probe: Science, Payload and Mission Overview', ESA Bulletin 92,01 Nov 1997
- [10] Yoshikawa M. et al, 'Hayabusa and its adventure around the tiny asteroid Itokawa', Highlights of Astronomy, Vol. 14, pp. 323-324,2007
- [11] Compton W. D., 'Where No Man Has Gone Before: A History of Apollo Lunar Exploration Missions', NASA-SP-4214, NAS 1.21:4214, 1988
- [12] Braun, R. D.; Manning, R. M., Mars Exploration Entry, Descent, and Landing Challenges. *Journal of Spacecraft and Rockets* **2007**, 44, 310-323
- [13] 'Orion: America's Next Generation Spacecraft', NASA NP-2010-10-025-JSC, 2010
- [14] Anderson JD. 1989. Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics. New York: McGraw-Hill
- [15] Ley W., Wittmann K., Hallmann W., Handbook of space technology, Editions Wiley, ISBN: 0470697393
- [16] Thoemel J., Muylaert J., Ratti F., Gavira F., In- Flight Testing of Critical Technologies and Experimentation of Aerothermodynamic Phenomena, AIAA Paper AIAA-2009-7232, 2009
- [17] Bertin, J., Cummings R., 'Fifty years of hypersonics: where we've been, where we're going', Progress in Aerospace Sciences, vol. 39, issue 6-7, pp. 511-536, 2003; DOI: 10.1016/S0376-0421(03)00079-4
- [18] Salas M. D., A Review of Hypersonics Aerodynamics, Aerothermodynamics and Plasmadynamics Activities within NASA Fundamental Aeronautics Program, AIAA 2007-4264, 2007
- [19] Allen, H.J. and Eggers, A.J., "A Study of the Motion and Aerodynamic Heating of Missiles Entering the Earth's Atmosphere at Supersonic Speeds," NACA TN-4047, 1957 (disponible à <http://ntrs.nasa.gov>)
- [20] B. Laub, E. Venkatapathy, Thermal Protection System Technology and Facility Needs for Demanding Future Planetary Missions, International Workshop on Planetary Probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science, Lisbon, Portugal, 6-9 October 2003
- [21] Sietzen F. Jr., 'From Mercury to CEV:', AEROSPACE AMERICA, February 2005, pp 26-33
- [22] Sänger, Eugen; Irene Sänger-Bredt (August 1944), "A Rocket Drive For Long RangeBombers"(PDF).Astronautix.com. <Http://www.astronautix.com/data/saenger.pdf>

- [23] Reed, Dale R. Wingless Flight: The Lifting Body Story. Washington, D.C.: U.S. Government Printing Office, NASA SP-4220, 1997
- [24] Anderson B. L., X-38 Program Status/Overview, NASA Johnson Space Center report JSC-CN-6697, 2001
- [25] Heppenheimer T.A., Facing the Heat Barrier: A History of Hypersonics, NASA/SP-2007-4232,2007
- [26] The Atmospheric Reentry Demonstrator, ESA BR-138, October 1998, (ISBN 92-9092-613-9)
- [27] Tran Ph., Paulat J.C., Boukhobza P., "Re-entry Flight Experiments Lessons Learned – The Atmospheric Reentry Demonstrator ARD", In Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development (pp. 10-1 – 10-46). Educational Notes RTO-EN-AVT-130, Paper 10, 2007. Available from: <http://www.rto.nato.int/abstracts.asp>.
- [28] Hiroki Sakurai, Minoru Kobayasi, Isao Yamazaki, Masao Shirouzu, Masataka Yamamoto, 'Development of the hypersonic flight experimental vehicle', Acta Astronautica, Volume 40, Issues 2-8, January-April 1997, Pages 105-112, ISSN 0094-5765,10.1016/S0094-5765(97)00149-5. (<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0094576597001495>)
- [29] Muylaert J., Walpot L, Ottens H., Cipollini F., 'Aerothermodynamic Reentry Flight Experiments Expert', In Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development (pp. 13-1 – 13-34). Educational Notes RTO-EN-AVT-130, Paper 13.,2007. Available from: <http://www.rto.nato.int/abstracts.asp>.
- [30] Baiocco, P., 'Pre-X Experimental Re-entry Lifting Body: Design of Flight Test Experiments for Critical Aerothermal Phenomena', In Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development (pp. 11-1 – 11-18). Educational Notes RTO-EN-AVT-130, Paper 11, (2007), Available from: <http://www.rto.nato.int/abstracts.asp>.
- [31] G. A. Bird, Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows, Oxford, 1998
- [32] Ramesh K. Agarwal, Keon-Young Yun and Ramesh Balakrishnan, Beyond Navier–Stokes: Burnett equations for flows in the continuum-transition regime, Phys. Fluids 13, 3061 (2001); <http://dx.doi.org/10.1063/1.1397256>
- [33] Park C., Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics. New York: Wiley, 1990.
- [34] Gupta RN, Yoss JM, Thompson RA, Lee KP. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30 000 K. NASA-RP-1232, 1990.
- [35] M. Born and R. Oppenheimer, Zur Quantentheorie der Moleküle, Ann. Phys. (Leipzig) 84 (20), 1927.
- [36] Park C., Assessment of two-temperature kinetic model for ionizing air. AIAA Paper 1987;87-1574.
- [37] Park C., *Nonequilibrium Air Radiation (NEQAIR) Program: User's Manual* Moffett Field, CA: NASA-Ames Research Center, Technical Memorandum TM86707, 1985
- [38] G.S.R. Sarma, Physico-chemical modelling in hypersonic flow simulation, Progress in Aerospace Sciences, Volume 36, Issues 3-4, April 2000, Pages 281-349, ISSN 0376-0421, 10.1016/S0376-0421(00)00004-X.
- [39] Ghislain Tchuen and Yves Burtschell (2011). Physico - Chemical Modelling in Nonequilibrium Hypersonic Flow Around Blunt Bodies, Aeronautics and Astronautics, Max Mulder (Ed.), ISBN: 978-953-307-473-3
- [40] DPLR (NASA Ames) : Wright, M.J., Candler, G.V., and Bose, D., "Data-Parallel Line Relaxation Method for the Navier-Stokes Equations," AIAA Journal, Vol. 36, No. 9, 1998, pp.1603-1609.
- [41] LAURA (NASA Langley) : Cheatwood, F. and Gnoffo, P., "User's Manual for the Langley Aerothermodynamic Upwind Relaxation Algorithm (LAURA)," NASA TM-4764, Apr. 1996.
- [42] LORE (ESA, AOES) : Walpot, L., "Development and Application of a Hypersonic Flow Solver," PhD Thesis, T.U. Delft University, May 2002.

- [43] Tau:D. Schwamborn, T. Gerhold, R. Heinrich, The DLR TAU-Code: recent applications in research and industry, Proceedings of ECCOMAS CFD 2006, Egmond aan Zee, Netherlands, 5.-8. September 2006
- [44] TINA : Smith, A. J., Bell, D. and Boulton, D., TINA version 4, Theory and User Manual. Fluid Gravity Engineering, TN 89/96 Issue 4, Oct., 2002.
- [45] Celhyo:F. Coquel, C. Flament, V. Joly and C. Marmignon. Viscous nonequilibrium flow calculations. Computing hypersonic flows, J.J Bertin, J. Périaux, J. Ballmann (Eds), Birkhäuser, 3 : 299-341, 1993
- [46] G. A. Bird, The DS2V/3V Program Suite for DSMC Calculations, AIP Conf. Proc. 762, 541 (2005), DOI:10.1063/1.1941592
- [47] Laux, C.O., “Radiation and Nonequilibrium Collisional-Radiative Models,” von Karman Institute Lecture Series 2002-07, Physico-Chemical Modeling of High Enthalpy and Plasma Flows, eds. D. Fletcher, J.-M. Charbonnier, G.S.R. Sarma, and T. Magin, Rhode-Saint-Genèse, Belgium, 2002
- [48] Nicolet W.E, “User’s Manual for the Generalized Radiation Transfer Code (RAD/EQUIL)”, NASA CR-116353, Oct. 1969.
- [49] PARADE software, *Plasma Radiation Database*, PARADE v2, Final Report Issue 2 ESTEC contract 11148/94/NL/FG, June 2005
- [50] CR model (with CN) : Bose, D., Wright, M.J., Raiche, G.A., Bogdanoff, D., and Allen, G.A., ”Modeling and Experimental Validation of CN Radiation Behind a Strong Shock
- [51] Gogel, T., Dupuis, M., and Messerschmid, E. “Radiation transport calculation in high enthalpy environments for two-dimensional axisymmetric geometries.” Journal of Thermophysics and Heat Transfer, volume vol. 8, no. 4, 1994:pp. 744–750.
- [52] Tessé L., Lamet J.-M., Radiative Transfer Modeling Developed at Onera for Numerical Simulations of Reactive Flows, Aerospace Lab, the ONERA Journal, Issue 2, March 2011
- [53] Michael J. Wright, Brian R. Hollis, Deepak Bose, Louis Walpot, POST-FLIGHT AEROTHERMAL ANALYSIS OF HUYGENS PROBE, Proc. ‘3rd International Workshop Planetary Probe’, Anavyssos, Attiki, Greece, 27 June – 1 July 2005 (ESA SP-607, April 2006)]
- [54] Sagnier, P. ; Ledy, J.P. ; Chanetz, B, ONERA wind tunnel facilities for reentry vehicle applications, ONERA-TAP--99-106, 1999 (INIST 22419, issue : a.1999 n.106
- [55] François G., Ledy J.P., Masson A., *ONERA high enthalpy wind-tunnel F4*, 82nd Meeting of the Supersonic Tunnel Association, Wright Patterson AFB, Ohio, Oct. 16-18, 1994.
- [56] Krek R.M., Eitelberg G., *Classical Characterization of HEG( Nozzle, Free stream Flow Field)*, DLR report, DLR-IB 223-94 A50, Nov 1994.
- [57] F. De Filippis, S. Caristia, A. Del Vecchio, and C. Purpura., *The Scirocco PWT Facility Calibration Activities*, Proceedings of the 3th International Symposium on Atmospheric re-entry vehicles and systems, Arcachon, France, (2003).
- [58] Gühan, A., *DLR Arc Heated Facility LBK as a Tool for Experimental Investigation on Local Aerothermodynamic Problems of Re-entry Vehicles*, DEA-Meeting, Göttingen, 16.-17.10.2000.
- [59] Herbert Olivier and Hans Grönig, THE AACHEN SHOCK TUNNEL TH2, February 1995 (Available at <http://www.swl.rwth-aachen.de/en/research/test-facilities/hypersonic-shock-tunnel-th2.php>)
- [60] Monika Auweter-Kurtz, Thomas Wegmann, ' Overview of IRS Plasma Wind Tunnel Facilities', in RTO AVT Course on ""Measurement Techniques for High Enthalpy and Plasma Flows", RTO-EN08, Oct 1999
- [61] Dietrich Vennemann, *Hypersonic Test Facilities Available in Western Europe for Aerodynamic/Aerothermal and Structure/Material Investigations*, Philosophical

- Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Vol. 357, No. 1759, Hypersonic Aircraft: Lifting Re-Entry and Launch (Aug. 15, 1999).
- [62] Mathilde Bugel, Philippe Reynier, and Arthur Smith, "Survey of European and Major ISC Facilities for Supporting Mars and Sample Return Mission Aerothermodynamics and Tests Required for Thermal Protection System and Dynamic Stability," International Journal of Aerospace Engineering, vol. 2011, Article ID 937629, 18 pages, 2011. doi:10.1155/2011/937629
- [63] Trainau, J. C., Pélissier, C., Fomin, V. M., Kharitonov, A. M., Lapygin, V. I., & Gorelov, V. A., 'Review of European facilities for space aerothermodynamics', RT 1/06302, DMAE, ONERA, May 2003.
- [64] A.F. Kolesnikov, M.I. Yakushin, I.S. Pershin, S.A. Vasil'evskii, N.G. Bykova, A.N. Gordeev, O. Chazot, and J.Muylaert, 'Comparative analysis of the inductive plasmatrons capabilities for thermochemical simulation at the Earth and Mars atmospheric entry conditions', XI International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR), 1 - 7 July, 2002. Novosibirsk, Russia
- [65] Muylaert, J. M., Cipollini, F., Auweter-Kurtz, M., Balat, M., Borrelli, S., Conte, D., European Plasma Working Group: Status of Activities and Future Plans, Hot Structures and Thermal Protection Systems for Space Vehicles, Proceedings of the 4th European Workshop held 26-29 November, 2002 in Palermo, Italy. Edited by A. Wilson. ESA SP-521. Paris: European Space Agency, 2003
- [66] W. Kordulla, X. Bouis, and G. Eitelberg, "Wind tunnels for space applications at DLR and ONERA," in Proceedings of the 1st International Symposium on Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, France, March 1999
- [67] Frank K. Lu, University of Texas at Arlington, Dan E. Marren, Arnold Engineering Development Center, *Advanced Hypersonic Test Facilities*, Progress in Astronautics and Aeronautics Series, V-198, Published by AIAA, © 2002, ISBN-10: 1-56347-541-3 ;ISBN-13: 978-1-56347-541-2.
- [68] Charbonnier, J.M.; Paris, S.; Dieudonné, W. Extensions of the operating domain of the VKI longshot tunnel to the use of testing gases with various  $\gamma$  values. In Proceedings of the 87th Supersonic Tunnel Association, Modane, France, 4-6 May 1997
- [69] Schramm, J. M., Karl, S., & Hannemann, K., Experimental and Numerical Investigation of High Enthalpy Flow Past a Cylinder in Heg, Proceedings of the Fifth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles (ESA SP-563). 8-11 November 2004, Cologne, Germany. Editor: D. Danesy., p.167
- [70] Boutier A., Overview of laser velocimetry techniques developed at ONERA, Proc. SPIE Vol. 4448, p. 301-305, Optical Diagnostics for Fluids, Solids, and Combustion, Carolyn R. Mercer; Soyoung S. Cha; Gongxin Shen; Eds., 2001
- [71] Y. Le Sant, B. Aupoix, P. Barricau, M-C. Mérienne, G. Pailhas, P. Reulet, Y. Touvet, Surface mapping methods, Aerospace lab journal, Issue 1, December 2009
- [72] Anne Hoornaert. Mise en oeuvre et validation d'une méthode inverse de caractérisation du transfert de chaleur sur un véhicule hypersonique. Ph.D. thesis, SUPAERO, No. 418, 2005
- [73] L. Bernstein, Force Measurement in Short-Duration Hypersonic Facilities, AGARD-AG-214, edited by R. C. Pankhurst (Technical Editing and Reproduction, London, 1975)
- [74] Schrader B., Moore D.S., ' LASER-BASED MOLECULAR SPECTROSCOPY FOR CHEMICAL ANALYSIS: RAMAN SCATTERING PROCESSES (IUPAC Recommendations 1997)', Pure & Appl. Chem., Vol. 69, No. 7, pp. 1451-1468, 1997
- [75] Exton, R. J. , ABSORPTION, SCATTERING, AND FLUORESCENCE TECHNIQUES

- FOR HYPERSONIC FLOW MEASUREMENTS, New Trends in Instrumentation for Hypersonic Research, Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop, ONERA le Fauga-Mauzac Center, France, 27 April-1 May 1992, Series: NATO Science Series E: Vol. 224 , Boutier, A. (Ed.) , 1993
- [76] Bonnet J. P., Gresillon D. ; Taran J. P. ;Non-intrusive measurements for high-speed, supersonic, and hypersonic flows, Annual review of fluid mechanics, vol. 30, pp. 231-273,1998
- [77] F. Grisch, Molecular Diagnostics for the Study of Hypersonic Flows, Paper presented at the RTO AVT Course on "Measurement Techniques for High Enthalpy and Plasma Flows", held in Rhode-Saint-Genkse, Belgium, 25-29 October 1999, and published in RTO EN-8
- [78] C. S. Park, M. E. Newfield, D. Fletcher, and T. Gokcen *Spectroscopic measurements of shock layer flows in an arcjet facility* J. Thermophysics and Heat Transfer, V13, N1, pp. 60-67, 1999.
- [79] "Wave," AIAA Paper No. 2005-0768, Jan. 2005.
- [80] Buttsworth D. et al, ' Super-orbital re-entry in Australia : laboratory measurement, simulation and flight observation', In 28th International Symposium on Shock Waves, 17 - 22 July 2011, University of Manchester, Manchester
- [81] Kychakoff G., Howe R.D., Hanson R.K., "Use of Planar Laser Induced Fluorescence for the study of Combustion Flowfields", AIAA paper 83-1361,1983.
- [82] Hanson R.K., "Combustion diagnostics: Planar Flowfield Imaging" twenty First Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp 1677-1691, 1986.
- [83] Kohse-Hoinghaus, K.: Laser Techniques for the Quantitative Detection of Reactive Intermediates in Combustion Systems, Prog. Energy Combust. Sci., vol. 20, pp 203-279 (1994).
- [84] Eckbreth, A.C.; Laser Diagnostics for Combustion Measurements and Temperature, Abacus Press, Cambridge, MA (1988).
- [85] Palmer J.L., McMillin B.K., Hanson R.K., "Planar Laser-Induced fluorescence Imaging of velocity and temperature in Shock tunnel free jet flow", AIAA 92-0762, 1992.
- [86] Koch, U.; Gülhan, A.; Esser, B.; *Determination of NO-Rotational and Vibrational Temperature Profiles in a High Enthalpy Flow Field with Nonequilibrium*. 1<sup>st</sup> Joint French-German Symp. of Simulation of Atmospheric Entries by Means of Ground Test Facilities, Stuttgart, 17.-18. November 1999.
- [87] Del Vecchio, A. ; Palumbo, G. ; Koch, U.; Gülhan, A. ; *Temperature Measurements by Laser-induced Fluorescence Spectroscopy in Nonequilibrium High Enthalpy Flow*. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Volume 14, Number 2, April-June 2000.
- [88] T. Rossmann, M. G. Mungal, and R. K. Hanson, "Nitric-Oxide Planar Laser-Induced Fluorescence Applied to Low-Pressure Hypersonic Flow Fields for the Imaging of Mixture Fraction," Appl. Opt. 42, 6682-6695 (2003)
- [89] Fletcher D., "Arcjet flow properties determined from laser-induced fluorescence of atomic nitrogen", APPLIED OPTICS , Vol. 38, No. 9, 20 March 1999
- [90] Koch, U.; Esser,B.; Gülhan, A.; Two Dimensional Spatially Resolved Two Photon Oxygen Atom Laser Induced Fluorescence Measurements in the Flow Field of the Arc Heated Facility L3K, 5<sup>th</sup> European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Cologne,Germany, November 8-11, 2005.
- [91] H F Doebele, T Mosbach, K Niemi and V Schulz-von der Gathen, Laser-induced fluorescence measurements of absolute atomic densities: concepts and limitations, Plasma Sources Sci. Technol. 14 (2005) S31–S41

- [92] Beck, W.H. Muller, M. Wollenhaupt, M. , "Application of Spectroscopic Diagnostic Techniques to Studies on HEG: Preparatory LIF Work and Emission Spectroscopy Results", The International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities (ICIASF), 1993
- [93] Pilverdier H., Etude aérodynamique et spectroscopique d'un écoulement hypersonique d'azote dans la soufflerie TCM2, Thèse de doctorat; Phys.; Aix-Marseille 1; 1999.
- [94] Studer D., Vervisch P., Raman scattering measurements within a flat plate boundary layer in an inductively coupled plasma wind tunnel, J. Appl. Phys. 102, 033303 (2007), DOI:10.1063/1.2768067
- [95] Ramos A. , Maté B., Tejeda G. , Fernández J. M., Montero S., Raman spectroscopy of hypersonic shock waves, Phys. Rev. E 62, 4940–4945 (2000), DOI : 10.1103/PhysRevE.62.4940
- [96] A.C. Eckbreth, Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species, (2nd ed), Gordon and Breach, Amsterdam (1996)
- [97] R. J. H. Clark, R. E. Hester, Advances in non-linear spectroscopy, Wiley, Chichester, vol 15 (1988)
- [98] Aldén M., Bengston P. E., Edner H., Rotational CARS generation through a multiple four colour interaction, Appl. Opt., **25**, 4493 (1986)
- [99] Péalat M., Lefebvre M., Temperature measurement by single-shot dual-line CARS in low-pressure flows, Appl. Phys., B53, 23 (1991)
- [100] Grisch F., Bouchardy P., Koch II., Gilhan A., Esser B., "Rotational and Vibrational temperature and density measurements by coherent anti-Stokes Raman spectroscopy in a nonequilibrium shock layer flow", RTO/AGARD fluid dynamics panel symposium, Advanced aerodynamic measurement technology, Seattle, USA, 22-25 September 1997.
- [101] Grisch F., Bouchardy P., Pealat M., Chanetz B., Pot T., Co& M.C., "Rotational temperature and density measurements in a hypersonic flow by Dual-Line CARS", Appl. Phys. B., 56, pp 14-20, 1993.
- [102] Lefebvre M., Péalat M., Strempel J., Single-shot time-domain coherent anti-Stokes Raman scattering: application to temperature and velocity measurements in supersonic flows, Opt. Lett., 17, n°24, 1806 (1992)
- [103] Ribet I., Scherrer B., Bouchardy P., Pot T., Taran J.-P., Lefebvre M., *Supersonic flow diagnostics by single-shot time-domain CARS*, J. Raman Spectrosc., **31**, 689 (2000)
- [104] A. Mohamed, J.P. Faléni, M. Lefebvre, P. Bouchardy, J.Soutadé, DLAS and CARS measurements in the F4 wind tunnel, 2<sup>nd</sup> International Symposium on Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon (France), March 25-29, 2001
- [105] Roy S. , Gord J.R., Patnaik A.K., Recent advances in coherent anti-Stokes Raman scattering spectroscopy: Fundamental developments and applications in reacting flows, Progress in Energy and Combustion Science , Volume 36 (2), Elsevier – Apr 1, 2010
- [106] M. Smith, A. Smits, and R. Miles, "Compressible boundarylayer density cross sections by UV Rayleigh scattering," Opt. Lett. 14, 916-918 (1989)
- [107] R.B. Miles, J.N. Forkey, and W.R. Lempert, "Filtered Rayleigh Scattering Measurements in Supersonic/Hypersonic Facilities," Paper #AIAA-92-3894, AIAA 17th Aerospace Ground Testing Conference, Nashville, TN, July 6-8, 1992
- [108] Forkey J. N., Lempert W. R. and Miles R. B., Accuracy limits for planar measurements of flow field velocity, temperature and pressure using Filtered Rayleigh Scattering, Experiments in Fluids, Volume 24, Number 2, 151-162, DOI: 10.1007/s003480050162

- [109] Boguszko M., Elliott G.S., Property measurement utilizing atomic/molecular filter-based diagnostics, Progress in Aerospace Sciences 41 (2005) 93–142
- [110] Mohamed A., "EBF in blow-down hypersonic wind tunnels", Phd Dissertation, Paris XI, 1991
- [111] Lengrand J.-C., "Mesure des températures de rotation dans l'azote à basse densité par la sonde à faisceau électronique. Application à l'étude d'écoulements.", Thèse de Doctorat en Sciences Physiques, Université Paris VI, 1974
- [112] Muntz E. P., "The Electron Beam Fluorescence Technique", AGARDograph 132, 1968
- [113] Gorchakova N., Kuznetsov L., Yarygin V., Chanetz B., Pot T., Bur R., Taran J. P., Pigache D., Schulte D., and Moss J., "Progress in Hypersonic Studies Using Electron-Beam-Excited X-Ray Detection," AIAA Journal, Vol. 40, No. 4, 2002, pp. 593–598.
- [114] Lutfy FM, Muntz EP, Spectroscopic survey of gases found in hypersonic flows using pulsed electron beam fluorescence, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 35th, Los Angeles, CA, USA (1999)
- [115] Wehrmeyer JA, Pulsed Electron Beam Spectroscopy of N+ for Temperature and Density Measurement, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA (2006).
- [116] A.K. Mohamed, J. Bonnet, S. Larigaldie, T. Pot, J. Soutadé, B. Diop, « Electron beam fluorescence in hypersonic facilities », Aerospace Lab, the ONERA Journal, Issue 1, December 2009
- [117] Diop, B.; Bonnet, J.; Schmid, T.; Mohamed, A. Compact Electron Gun Based on Secondary Emission Through Ionic Bombardment. Sensors 2011, 11, 5202-5214.
- [118] Mohamed A. , Dunet G. 'Mise en oeuvre de la fluorescence par faisceau d'électrons (FFE) à la soufflerie F4', ONERA RT 8/4505 PY, octobre 1992
- [119] Mohamed A., Bonnet J., Faléni J.-P., Koch U., Esser B., Ghulan A., ESA ITI project-Demonstration of Electron Beam Fluorescence (EBF). Feasibility for Flight application in the DLR LBK wind tunnel new electron gun for hypersonic flow, ONERA report RF 1/10453 DMPH - April 2007
- [120] Larigaldie, S., Bize, D., Mohamed, A. K., Ory, M., Soutadé, J., and Taran, J. P., Velocity Measurement in High Enthalpy, Hypersonic Flows Using an Electron-Beam-Assisted Glow Discharge, AIAA Journal, Vol 36, No 6, (1998)
- [121] Farley D. R., Cattolica R. J., Spectroscopic modeling of the CO<sub>2</sub>+ A2Δu→X2Δg (110-010) Renner-Teller bands in electron beam fluorescence of carbon dioxide, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Volume 59, Issues 1–2, January–February 1998, Pages 25-31, ISSN 0022-4073, 10.1016/S0022-4073(97)00130-1.
- [122] Diop B., Développement d'un instrument de mesure basée sur la FFE (Fluorescence par Faisceau d'Electrons) pour la caractérisation d'écoulements hypersoniques de basses densités en aérodynamique de rentrée, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau, Décembre 2011
- [123] Kawashima, T.; Oyama K.; Suzuki K. A Measurement of Vibrational-Rotational Temperature and Density of Molecular Nitrogen in the Upper Atmosphere by Rocket-Borne Electron Beam Induced Luminescence. The Institute of Space and Astronautical Science (Japan Aerospace Exploration Agency) report n° 672, 1999. (ISSN : 0285-6808)
- [124] C Krafft and A S Volokitin ,Electron beam interaction with space plasmas , 1999 Plasma Phys. Control. Fusion 41 B305 doi: 10.1088/0741-3335/41/12B/322

- [125] Lavergnat J , 1982 The French–Soviet experiment ARAKS: main results Artificial Particle Beams in Space Plasmas Studies ed B Grandal (New York: Plenum)
- [126] Obayashi T et al 1984 Science 225 195
- [127] U. Koch, J. Riehmer, B. Esser, and A. Gu“ Ihan, “Laser induced fluorescence and diode laser absorption spectroscopy mea- surements of CO/CO<sub>2</sub> hypersonic flows of LBK,” in Proceedings of the 6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles,Versailles, France, November 2008, ESA SP-659.
- [128] Mohamed A., Verant J. L., Soutade J., Viguier P. ,Van Ootgem B. and Tran P., “Mid-infrared diode laser absorption spectroscopy measurements in CO/CO<sub>2</sub> hypersonic flows of F4 and Simoun,” in Proceedings of the 6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Versailles, France, November 2008, ESA SP-659.
- [129] A. K. Mohamed and M. Lefebvre, “Laser absorption spectroscopy to probe chemically reacting flows,” Aerospace Lab, the ONERA Journal, Issue 1, no. 1, pp. 1–12, December 2009.
- [130] Wienhold, F.G et al, TRISTAR - A tracer in-situ TDLAS for atmospheric research, Applied Physics, B67, 411-417, 1998
- [131] Moreau G., Robert, C., Catoire V., Camy-Perret, C., Huret, N., Pirre, M., Pomathiod, L., and Chartier, M.: SPIRALE: A mul- tispecies in situ balloon-borne instrument with six tunable diode laser spectrometers, Appl. Optics, 44, 5972–5989, 2005.
- [132] Frank K. Tittel, Dirk Richter, Alan Fried, “Mid-infrared laser applications in spectroscopy,” in Solid-State Mid-Infrared Laser Sources, I.T Sorokina, and K.L. Vodopyanov (Eds.), Springer Verlag, Topics Appl. Phys. 89, 445–516 (2003)
- [133] J. Faist and F. Capasso and D.L. Sivco and C. Sirtori and A.L. Hutchinson and A.Y. Cho, "Quantum cascade laser", Science 264, 553-556 (1994)
- [134] Michael T. McCulloch, Erwan L. Normand, Nigel Langford, Geoffrey Duxbury, and D. A. Newham, "Highly sensitive detection of trace gases using the time-resolved frequency downchirp from pulsed quantum-cascade lasers," J. Opt. Soc. Am. B 20, 1761-1768 (2003)
- [135] Duxbury, G. and Langford, N. and McCulloch, M. T. and Wright, S., Rapid passage induced population transfer and coherences in the 8 micron spectrum of nitrous oxide. Molecular Physics, 105 (5-7). pp. 741-754, (2007). ISSN 1362-3028.
- [136] Welzel, S. , Röpcke J., Non-symmetrical line broadening effects using short-pulse QCL spectrometers as determined with sub-nanosecond time-resolution, Applied Physics B: Lasers and Optics, Volume 102, Number 2, 303-311, DOI: 10.1007/s00340-010-4093-8
- [137] Gus Hancock, Grant Ritchie, Jean-Pierre van Helden, Richard Walker and Damien Weidmann, "Applications of midinfrared quantum cascade lasers to spectroscopy", Opt. Eng. 49, 111121 (Nov 22, 2010); doi:10.1117/1.3498770
- [138] Evans and J.S. Yu and S. Slivken and M. Razeghi, “Continuous-wave operation of  $\lambda \sim 4.8 \mu\text{m}$  quantum-cascade lasers at room temperature”, Appl. Phys. Lett. 85, 2166-2168 (2004).).
- [139] J. B. McManus, D. D. Nelson, J. H. Shorter, R. Jimenez, S. Herndon,S. Saleska, and M. Zahniser, “A high precision pulsed quantum cascade laser spectrometer for measurements of stable isotopes of carbon dioxide,” J. Mod. Opt. 52(16), 2309–2321 (2005)
- [140] S. Bartalini, S. Borri, P. Cancio, A. Castrillo, I. Galli, G. Giusfredi,D. Mazzotti, L. Gianfrani, and P. De Natale, “Observing the intrinsic linewidth of a quantum-cascade

- laser: Beyond the Schawlow-Townes limit," Phys. Rev. Lett. 104, 083904-083901–083904-083904 (2010)).
- [141] A. Hugi, R. Terazzi, Y. Bonetti, A. Wittmann, M. Fischer, M. Beck, J. Faist, and E. Gini, "External cavity quantum cascade laser tunable from 7.6 to 11.4  $\mu\text{m}$ ," Appl. Phys. Lett. 95, 061103 (2009))
- [142] Salhi, A.; Barat, D.; Romanini, D.; Rouillard, Y.; Ouvrard, A.; Werner, R.; Seufert, J.; Koeth, J.; Vicet, A.; Garnache, A. Single-frequency Sb-based distributed-feedback lasers emitting at 2.3  $\mu\text{m}$  above room temperature for application in tunable diode laser absorption spectroscopy. Appl. Opt. 2006, 45, 4957-4965
- [143] A. S. Pine, "High-resolution methane V3-band spectra using a stabilized tunable difference-frequency laser system," J. Opt. Soc. Am. 66, 97-108 (1976)
- [144] K.P. Petrov, R.F. Curl and F.K. Tittel, Compact laser difference-frequency spectrometer for multicomponent trace gas detection, Applied Physics B: Lasers and Optics, Volume 66, Number 5, 531-538, DOI: 10.1007/s00340005043
- [145] Weidong Chen, Julien Cousin, Emmanuelle Poulet, Jean Burie, Daniel Boucher, Xiaoming Gao, Markus W. Sigrist, Frank K. Tittel, Continuous-wave mid-infrared laser sources based on difference frequency generation, Comptes Rendus Physique, Volume 8, Issue 10, December 2007, Pages 1129–1150
- [146] Jean-Philippe Fève, Olivier Pacaud, Benoît Boulanger, Bertrand Ménaert, Jonas Hellström, Valdas Paskevicius, and Fredrik Laurell, "Widely and continuously tunable optical parametric oscillator based on a cylindrical periodically poled KTiOPO4 crystal," Opt. Lett. 26, 1882-1884 (2001)
- [147] Berrou A., Raybaut M., Godard A. and Lefebvre M., High-resolution photoacoustic and direct absorption spectroscopy of main greenhouse gases by use of a pulsed entangled cavity doubly resonant OPO, Applied Physics B: Lasers and Optics, Volume 98, Number 1, 217-230, DOI: 10.1007/s00340-009-3710-x
- [148] B. Hardy, A. Berrou, S. Guilbaud, M. Raybaut, A. Godard, and M. Lefebvre, "Compact, single-frequency, doubly resonant optical parametric oscillator pumped in an achromatic phase-adapted double-pass geometry," Opt. Lett. 36, 678-680 (2011)
- [149] Vallon, R.; Soutadé, J.; Vérant, J.-L.; Meyers, J.; Paris, S.; Mohamed, A. A Compact Tunable Diode Laser Absorption Spectrometer to Monitor CO<sub>2</sub> at 2.7  $\mu\text{m}$  Wavelength in Hypersonic Flows. Sensors 2010, 10, 6081-6091.
- [150] Vancassel X., Delhaye D., Lefebvre M., Mohamed A., Raybaut M., Vallon R., Etude de l'impact de l'aviation sur l'atmosphère, ONERA RF 2/14076 DMPH, 2009
- [151] Vérant J.-L./Pélissier C./Mohamed A.;CONFIDENTIEL ONERA-CNES. Amélioration de la connaissance des écoulements haute enthalpie de CO<sub>2</sub> à F4 pour application EXOMARS.;;ONERA RT 2/12165 DMAE;;2010
- [152] Saad M, Tassé J.-S., Fluoride glasses draw fiber into the mid-infrared, Laser Focus World, May 2007
- [153] J. A. Harrington, "Infrared Fibers," in Handbook of Optics: Fiber and Integrated Optics, Vol. 4, M. Bass, J. M. Enoch, E. W. Van Stryland, and W. L. Wolfe, Eds., McGraw-Hill, New York (2000).
- [154] Antoine Lacan, François-Marie Bréon, Alain Rosak, Frank Brachet, Lionel Roucayrol, Pierre Etcheto, Christophe Casteras, and Yves Salaün, "A static Fourier transform spectrometer for atmospheric sounding: concept and experimental implementation," Opt. Express 18, 8311-8331 (2010)

- [155] Badache-Damiani C., Étude en laboratoire des propriétés d'un spectromètre de Fourier hétérodyne imageur pour applications spatiales, Thèse de doctorat, Observatoire de Paris, juillet 2009
- [156] Hébert, P., C. Pierangelo, A. Rosak, E. Cansot, F. Bernard, C. Camy-Peyret, Progress in static Fourier Transform infrared spectroscopy : assessment of SIFTI preliminary performances, Sixth International Conference on Space Optics (ICSO 2006), 27 - 30 June 2006, CNES - ESA/ESTEC, Noordwijk, The Netherlands
- [157] C. Damiani, P. Drossart, A. Sémy, J. Réess, and J. Maillard, " An Imaging Heterodyne Spectrometer for Planetary Exploration," in Fourier Transform Spectroscopy/ Hyperspectral Imaging and Sounding of the Environment, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper FTuC3
- [158] YE Jun et ; CUNDIFF Steven T., Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Applications (Springer, 2004)
- [159] T. Udem, R. Holzwarth, and T.W. Hänsch, "Optical frequency metrology", Nature 416, 233-237 (2002).
- [160] Diddams, S. A.; Hollberg, L.; Mbele, V., Molecular fingerprinting with the resolved modes of a femtosecond laser frequency comb. Nature 2007, 445, 627-630.
- [161] Titus Gherman and Daniele Romanini, "Modelocked Cavity-Enhanced Absorption Spectroscopy," Opt. Express 10, 1033-1042 (2002)
- [162] Florian Adler, Kevin C. Cossel, Michael J. Thorpe, Ingmar Hartl, Martin E. Fermann, and Jun Ye, "Phase-stabilized, 1.5 W frequency comb at 2.8–4.8  $\mu\text{m}$ ," Opt. Lett. 34, 1330-1332 (2009)
- [163] P. Del'Haye, T. Herr, E. Gavartin, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, Octave Spanning Tunable Frequency Comb from a Microresonator, Phys. Rev. Lett. 107, 063901 (2011).
- [164] Michael J. Thorpe, David Balslev-Clausen, Matthew S. Kirchner, and Jun Ye, "Cavity-enhanced optical frequency comb spectroscopy: application to human breath analysis," Opt. Express 16, 2387-2397 (2008)
- [165] Birgitta Bernhardt, Akira Ozawa, Patrick Jacquet, Marion Jacquay, Yohei Kobayashi, Thomas Udem, Ronald Holzwarth, Guy Guelachvili, Theodor W. Hänsch & Nathalie Picqué, Cavity-enhanced dual-comb spectroscopy, Nature Photonics 4, 55 - 57 (2010) ; doi:10.1038/nphoton.2009.217
- [166] Kippenberg, et al. Microresonator-Based Optical Frequency Combs, Science, 29 April 2011
- [167] Julien Mandon, "Spectroscopie de Fourier par peignes de fréquences femtosecondes", Thèse, Université Paris XI, 2009

## Partie 2 : Carrière

Page sans texte

## 1 Coordonnées

	MOHAMED Ajmal Khan
	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) Département Mesures Physiques Unité Sources Laser et Métrologie
Adresse professionnelle	Chemin de la Hunière 9120 Palaiseau Tél. : 01-80-38-61-88 Email : ajmal_khan.mohamed@onera.fr

## 2 Titres Universitaires

1982	Baccalauréat série C Académie de Paris
1984	DEUG Science et Structure de la Matière Université de Paris 6
1985	Licence de Physique Université de Paris 6
1986	Maîtrise de Physique Spécialité: Mécanique Quantique, Champ et Particules Université de Paris 6
1987	DEA en Physique Atomes Molécules et Lasers Lab. Aimée Cotton/Université de Paris 11
(1987-88)	(Service Militaire, 9 <sup>eme</sup> RAMa Allemagne)
1991	Doctorat d'Université spécialité Physique Moléculaire - Université de Paris 11 "Sondage des écoulements à rafales brèves par fluorescence par Faisceau d'Electrons (FFE)". Effectué à l'ONERA Châtillon. Soutenue le 17 décembre 1991.

## 3 Parcours

1989-1991	Doctorant à l'ONERA
1992-2005	Ingénieur de Recherche en diagnostics optiques dans la branche Physique 1994 : Position 2 1997 : Position 3 2004 : Position 4
Depuis 2007	2007 : Ingénieur Senior, Maître de Recherches 1 (ONERA)

## 4 Activités d'enseignements

2005	Cours sur « Flight experiments for Hypersonic Vehicle Development », ‘Advanced concept for air data system using EBF and Lidar’, dans le cadre du RTO AVT/VKI Special Course, Von Karman Institute for Fluid Dynamics (VKI), Bruxelles, Belgique , 24-27 Octobre 2005
2011- ..	Maitre de conférences à temps partiel (PAST 96h) à l'Univ. Paris 10 – IUT Ville d'Avray (Responsable des modules Mesures Physiques et Eclairage)

## 5 Activités liées à l'administration

Participation à des groupes de prospection sur la recherche aérospatiale (interne ONERA)  
Participation à la rédaction des pages web <http://www.onera.fr/dmhp/diagnostics-optiques/index.php>  
Séminaire prospective de la branche Pysique de l'ONERA, Nov 2009 sur « Peignes de fréquences pour la spectroscopie large bande rapide »,  
Séminaire des Directeurs de Recherche de l'ONERA, Jul 2010 sur « Les lasers femtosecondes et leurs applications»

## 6 Activités liées à la recherche

Management de projets	1997-2002 : Management du projet Européen FP4 OHDETA <i>ONERA, LPCE(fr), Manchester Univ.(uk), ENEA(it)</i>  2002-2005 : Chef de projet PRF ‘Mesures embarquées pour l’Hypersonique’ <i>(Interne Onera)</i>  2002-2003 : Management du projet INTAS ‘EBF on CO <sub>2</sub> ’ <i>ONERA, LA(fr), VKI, St. Petersburg Univ.(ru), Inst. Thermophysics(ru)</i>  2003-2005 : Management du projet européen FP5 MENELAS « Développement d’instruments laser infrarouge pour caractériser les effluents de moteurs d’avion » <i>ONERA, SNECMA, DLR(de), NLR(nl), RISOE(dk), NEO, TU(de)</i>  2006-2008 : Management de la partie ‘Mesures Innovantes du projet de véhicule de rentrée atmosphérique pre-X du CNES
	2006-2009 : Management du projet ESA Pulsnir (conversion de fréquence optique pour Lidar CO <sub>2</sub> satellitaire) <i>ONERA, IPSL(fr), CSIC(es), NEO(nk)</i>

## 7 ENCADREMENT STAGES et THESES ET JURYS DE THESE

### 7.1 Encadrement de stagiaires

1997 (100%)	Isabelle Ribet, Sup optique « DLAS pour caractériser un tube à choc hypersonique »
-------------	---

1998 (100%)	Lionel Herve, Sup optique « Fibres optiques infrarouges et chimiluminescence de OH »
2000 (100%)	Julie Pruvost, Polytechnique « Doublage intracavité d'un laser Titane-Saphir » (1 publi dans optics letters)
2001 (100%)	Alex Mustelier, DEA Paris 6 « Triplage intracavité d'un laser Titane-Saphir» (1 publi dans optics letters)
2006 (100%)	Jérémie Courtois, DEA Paris 6 « CRDS rapide et multipassage pour détecter O <sub>2</sub> dans une soufflerie à arc»
2007 (100%)	Marco Lamponi, 3 <sup>eme</sup> année Supelec Laser Telecom (DFB suivi d'un amplificateur à fibre dopée Erbium) doublé en fréquence utilisée dans un montage de CRDS 'Cavity Ring Down Spectroscopy'
2010 (100%)	Fabien Caty, ECL 2eme année « Etude des micro résonateurs à mode de galerie »

## 7.2 Encadrement de thèses

2002-2005 (90%)	I. Debecker (Université de Paris X1) «Développement de dispositifs de Cavity Ring Down Spectroscopy rapide pour la caractérisation d'écoulements transitoires et inhomogènes », soutenue le 3 Mai 2006 à ORSAY (1 publi dans optics express)
2006-2009 (90%)	J. Courtois « Développement de systèmes multipassages pour application à la spectroscopie d'absorption : Cavity Ring Down Spectroscopy multimode & cellules à passages multiples», soutenue le 9 décembre 2009 au Laboratoire Aimé Cotton, Paris XI, 91405 Orsay (1 publi dans optics express + 1 en soumission)
2007-2011 (90%)	Babacar DIOP « Développement d'un instrument embarquable à base de Fluorescence par faisceau d'électrons » (1 publi dans Sensors + 1 en soumission )
2008-2010 (100%)	R. Vallon (post-doctorant CNES) « Mini-TDLAS entre 2-3µm avec sonde optique » (1 publi dans Sensors)

## 7.3 Jury de thèses

2006	Isabelle Debecker (ONERA) " Développement de dispositifs de Cavity Ring Down Spectroscopy rapide pour la caractérisation d'écoulements transitoires et inhomogènes", soutenue 3 Mai 2006, These de doctorat Université Paris XI <i>Examinateur + Encadrant</i>
2006	Mickaël Playez (von Karman Institute for Fluid Dynamics), "Etude spectroscopique de plasmas représentatifs des conditions d'entrée dans l'atmosphère de Titan.", thèse Ecole Centrale soutenue le 21 Juin 2006 à ECP/Laboratoire EM2C <i>Examinateur</i>

2009	J. Meyers ‘Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy Characterization of Impulse Hypervelocity CO <sub>2</sub> Flows’, ISBN 978-2-930389-46-X, PhD Thesis from the von Karman Institute / Université Libre de Bruxelles, Belgium, September 2009 <i>Examinateur</i>
2009	J. Courtois « Développement de systèmes multipassages pour application à la spectroscopie d'absorption : Cavity Ring Down Spectroscopy multimode & cellules à passages multiples», soutenue le 9 décembre 2009 au Laboratoire Aimé Cotton, Paris XI, 91405 Orsay <i>Examinateur + Encadrant</i>
2011	Babacar DIOP « Développement d'un instrument embarquable à base de Fluorescence par faisceau d'électrons », soutenue le 15 décembre 2011.

## 8 Liste de publications

### 8.1 Articles dans des revues internationales avec comité de lecture

- [P1] Mohamed A. ; Rosier B. ; Henry D. ; Louvet Y. ; Varghese P.L. ; Tunable diode laser measurements on nitric oxide in a hypersonic wind-tunnel, (ONERA TP 1996-197), AIAA Journal, Vol.34, n°3, p. 494-499, mars 1996
- [P2] Mohamed A. K. , Rosier B., Sagnier P., Henry D., Louvet Y., Bize D., Application of Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy to the F4 High Enthalpy Wind Tunnel, Aerospace Science and Technology, n°4,241-250, 1998
- [P3] Larigaldie S. ,Bize D., Mohamed A.K., Ory M., Soutade J., Taran J.P., Velocity measurement in Hypersonic Flows using electron-beam-assisted glow discharge, AIAA Journal, vol.36, No 6., June 1998
- [P4] Chanetz B. ; Bur R. ; Joly V. ; Larigaldie S; ; Lefebvre M. ; Marmignon C. ; Mohamed A.K. ; Perraud J. ; Pigache D. ; Sagnier P. : Pot T. : Verant J.L. ; William J. ; High-enthalpy hypersonic project at ONERA, (ONERA TP 2000-221), AST Aerospace Science and Technology volume 4, n°5, p. 347-361, Juillet 2000
- [P5] A.K. Mohamed, J.-A. Pruvost, I. Ribet, M. Lefebvre, E.Rosencher, D.J. Binks, Laser diode Injected Intracavity-Doubled Ti:Sapphire Laser for single-Mode Tunable UV Sources, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol 37, pp 290-295, 2001
- [P6] A. K. Mohamed, A. Mustellier, J.-P. Faleni, and E. Rosencher, Tunable ultraviolet intracavity tripled Ti:sapphire laser, OPTICS LETTERS, Vol. 27, No. 16, p1457, August 15, 2002
- [P7] I. Debecker, A. Mohamed, and D. Romanini, "High-speed cavity ringdown spectroscopy with increased spectral resolution by simultaneous laser and cavity tuning," Opt. Express 13, 2906-2915 (2005)
- [P8] Thomas Behrendt, Christoph Hassa, Ajmal Mohamed, and Jean-Pierre Faleni, "In Situ Measurement and Validation of Gaseous Species Concentrations of a Gas Turbine Model Combustor by Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy (TDLAS), American Society of Mechanical Engineers(ASME) 2008, 273 (2008), DOI:10.1115/GT2008-51258"
- [P9] A.K. Mohamed, J. Bonnet, S. Larigaldie, T. Pot, J. Soutadé, B. Diop, « Electron beam fluorescence in hypersonic facilities », Aerospace Lab, the ONERA Journal, Issue 1, December 2009
- [P10] A.K. Mohamed, M. Lefebvre , "Laser Absorption Spectroscopy to Probe Chemically Reacting Flows", Aerospace Lab, the ONERA Journal, Issue 1, December 2009
- [P11] J.Courtois, A. K. Mohamed, D. Romanini, "High-speed multimode Cavity Ring Down Spectroscopy with reentrant configuration for spectral resolution enhancement", Opt. Express 18, 4845-4858 (2010)
- [P12] Vallon R., Soutadé J., Vérant J.-L., Meyers J., Paris S., Mohamed A., " A Compact Tunable Diode Laser Absorption Spectrometer to Monitor CO<sub>2</sub> at 2.7 μm Wavelength in Hypersonic Flows", Sensors. 2010; 10(6):6081-6091

- [P13] Babacar Diop, Jean Bonnet, Thomas Schmid, Ajmal Mohamed, "Compact electron gun based on secondary emission through ionic bombardment", Sensors 2011, 11(5), 5202-5214

## 8.2 Articles dans des revues nationales avec comité de lecture

- [P14] Masson A. ; Sagnier P. ; Mohamed A.K. ; The ONERA F4 high enthalpy wind tunnel, (ONERA TP 2001-14 ), Revue Scientifique et Technique de la Défense (RSTD), n° 50, 2000-4, p. 83-97, STTC2 - Décembre 2000
- [P15] A.Bresson, N. Dorval, A. Godard, F. Grisch, S. Larigalde, M. Lefebvre, A. Mohamed, D. Packan et B. Attal-Trétout, Plasmas et mesures laser, Revue RSTD, 1-24, (2004).

## 8.3 Livres ou chapitres de livres

Contribution d'un chapitre sur la spectroscopie d'absorption au livre à éditer en 2011 par A. Boutier intitulé « Vélocimétrie et techniques laser pour la mécanique des fluides »

## 8.4 Brevets

2006	« Oscillateur Paramétrique Optique avec retour de pompe à maintien de phase achromatique », M. Lefèvre, A. Mohamed, A. Godard Demande de brevet déposée à l'Institut National de la propriété industrielle (INPI) le 26 juin 2006 sous le n° 05.05782
2010	« Pitot Laser » - Sonde optique permettant de caractériser par spectroscopie d'absorption laser un écoulement gazeux en termes de vitesse, température, pression et concentrations d'espèces chimiques Demande de brevet déposée à l'Institut National de la propriété industrielle (INPI) le 18 dec 2010

## 8.5 Articles dans des conférences internationales avec comité de lecture

- [C1] Mohamed A.K. *Electron beam velocimetry*, (ONERA TP 1993-104), New trends in instrumentation for hypersonic research, LE FAUGA-MAUZAC, 27 avril - 1 mai 1992
- [C2] Mohamed A.K., Pot T., Chanetz B., *Diagnostics by Electron Beam Fluorescence in Hypersonics*, (ICIASF'95 Record 95-CH3482-7,14.1), International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, Wright-Patterson AFB, Ohio, USA, 18-21 July 1995
- [C3] Sagnier P. ; Masson A. ; Mohamed A.K. ; Verant J.L. ; Devezzaux D. ; *Synthesis of MSTP calibration campaigns in ONERA F4 hot shot wind Tunnel*, (ONERA TP 1995-86), 16th international congress on instrumentation in aerospace simulation facilities (ICIASF), DAYTON, 18-21 July 1995
- [C4] S. Novopashin, C. Dankert, K. Lehmköster, A. Mohamed, T. Pot, *Rotational Temperatures of N<sub>2</sub>-molecules Reflected from a Wall*, Rarefied Gas Dynamics, Proceedings of the 20<sup>th</sup> International Symposium, 19-23 August 1996, Beijing/China, Ed. Ching Shen, Peking University Press, Beijing, China, 1997
- [C5] C. Dankert, G. Gundlach, A. Mohamed, S. Novopashin, T. Pot, Gas-surface interaction experiments at high kinetic energy, (ONERA TP 1998-135), 21<sup>st</sup> RGD Symposium, Marseille, July 26-31, 1998
- [C6] Babacar DIOP (1),, Ajmal-Khan MOHAMED (1),, Jean BONNET (1),, “Development of a compact Electron Beam Fluorescence (EBF) instrument for high enthalpy flow characterization”, 3rd European conference for aero-space sciences, Versailles, July 6-9th, 2009

## 8.6 Articles dans des conférences nationales avec comité de lecture

### 8.7 Conférences invitées dans des congrès nationaux ou internationaux

- [C7] Ajmal Mohamed, "IR Absorption & CRDS of hypersonic flows ", Aerospace Thematic Workshop: Fundamentals of Aerodynamic Flow and Combustion Control by Plasmas, Les Houches – Mont-Blanc , France, October 11-16, 2009 (conférence invitée)

### 8.8 Communications orales avec articles dans des conférences

- [C8] Mohamed A. K., Rosier B., Henry D., Louvet Y., Varghese P. L., *Tunable diode laser measurements on nitric oxide in a hypersonic wind-tunnel*, AIAA Paper 95-0428
- [C9] Bonnet J. ; Chanetz B. Henry D. Larigalde S. ; Lefebvre M. ; Mohamed A.K. ; Pigache D. ; Pot T. ; Rosier B. ; Taran J.P. ; Gorchakova N. ; *Optical diagnostics for hypersonic flows*, (ONERA TP 1996-95), ICMAR'96, International conference on methods of aerophysical research, NOVOSIBIRSK , 2-6 septembre 1996
- [C10] Sagnier P. ; Verant J. L. ; Devezeaux D. Masson A. ; Mohamed A.K. ; Comparison between measurements and modelling in the ONERA F4 hot shot wind tunnel, (ONERA TP 1997-68), 87th Supersonic tunnel association meeting , MODANE, 4-6 mai 1997
- [C11] Sagnier P. ; Devezeaux D. Verant J. L. ; Masson A. ; Mohamed A.K. ; Mesure de flux de chaleur dans la soufflerie à haute enthalpie F4 de l'ONERA., (ONERA TP 1997-88), SFT 97 - Congrès Français de Thermique , TOULOUSE , 20-22 mai 1997
- [C12] Y. Louvet, E. de Borniol, D. Henry, A. Mohamed, B. Rosier, and W. Jones\*,*Automotive exhaust gas analysis by infrared tunable diode laser absorption spectroscopy*, (ONERA TP 1997-79), 'Envirosense'97 European symposium on environmental sensing III', 16-20 June 1997
- [C13] W. H. Beck, O. Trinks, M. Wollenhaupt, A. Mohamed, C. Niederbaumer, P. Andresen, T. Kishimoto, H. Bito, Probing of the reservoir, free stream and shock layers in HEG using spectroscopic techniques, Paper 1350, 21st International symposium on Shock Waves, Great Keppel Island, Australia, July 20-25, 1997
- [C14] Ph.Sagnier, J.L.Vérant, D.Devezeaux, A.K.Mohamed, A.Masson, *REAL GAS FLOW CHARACTERIZATION IN THE ONERA F4 HIGH ENTHALPY WIND TUNNEL*, (ICIASF'97 Record 97-CH36121, p378-388), 17th ICIASF, Naval Postgraduate School, Monterey, CA, September 29 - October 2, 1997
- [C15] C. Dankert, G. Gundlach, A.Mohamed, S. Novopashin, T. Pot,*GAS-SURFACE-INTERACTION MEASURED BY SPECTROSCOPY METHODS*, (ICIASF'97 Record 97-CH36121, p329-335), 17th ICIASF, Naval Postgraduate School, Monterey, CA, September 29 - October 2, 1997
- [C16] Mohamed A. K., Beck W.H., Henry D., Bize D., *Infrared diode laser absorption measurements in the HEG free stream flow*, AIAA paper 98-2870
- [C17] A. Mohamed, D. Henry, J. P. Faléni, P. Sagnier, A. Masson,W.Beck, *Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy Measurements in the S4MA, F4 and HEG Hypersonic Flows*, International Symposium on Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon (France),16-18 March 1999
- [C18] Beck W.H., Trinks O., Mohamed A., Characterization of high enthalpy flows using diode laser absorption spectroscopy of nitric oxide, rubidium and carbon monoxide, ISSW22 conference, London, July 1999
- [C19] W. H. Beck, O. Trinks, A. Mohamed, *Diode laser measurements in high enthalpy flows : HEG free stream conditions and driver gas arrival*, ISSW22 Paper 0120, 22<sup>nd</sup> International Symposium on Shock Waves, Imperial College, London, UK, July 18-23, 1999

- [C20] Chanetz B. ; Bur R. ; Dussillols L. ; Joly V. ; Larigalde S. ; Lefebvre M. Marmignon C. ; Oswald J. ; Perraud J. ; Pot T. ; Mohamed A.K. ; Sagnier P. ; Verant J.L. ; William J. ; « *Hyperenthalpic Hypersonic Project at ONERA* », International Symposium on Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon (France), 16-18 March 1999
- [C21] Larigalde S. ; Lefebvre M. ; Mohamed A.K. ; Ribet I. ; Taran J.P. ; *Velocity measurements in hypersonic flows.*, (ONERA TP 2000-165), ICMAR 2000, 10-14 juillet 2000
- [C22] A. Mohamed, J.P. Faleni, M. Lefebvre, P. Bouchardy, J.Soutadé, *DLAS and CARS measurements in the F4 wind tunnel*, ONERA TP 2001-54, Paper 14-75, 2nd International Symposium on Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon (France), March 25-29, 2001
- [C23] A.K. Mohamed, S. Larigalde, P.C. Palma, C. Dankert , Diode Laser Absorption Spectroscopy and Electron Beam Fluorescence in Hypersonic Facilities, ODAS 2001, 3rd ONERA - DLR, AEROSPACE SYMPOSIUM, PARIS, France, JUNE 20-22, 2001
- [C24] Mohamed A.K. ; Verant J.L. ; Soutade J. ; *Infrared diode laser absorption spectroscopic characterisation on the free-stream in the F4 wind tunnel*, 19th International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities (ICIASF) , CLEVELAND , 27-30 août 2001, ONERA TP 2001-183
- [C25] A. Enzian , D. Devezeaux , A. Mohamed , F. Thivet, Ph. Tran , J-P. Tribot , *Flight Experiments to Address Unsolved Aerothermodynamics Issues for a Future European Reusable Space Launcher*, 4th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Capua, Italy, October 15-18,2001
- [C26] Mohamed A. K., Bonnet J., Lefebvre M., Desormeaux A., Millan P., Hoonaert A., Pot T, Development of optical techniques at ONERA for hypersonic reentry", Session V.6 - In Flight Experimental Vehicles, 54th International Astronautical Congress (IAC2003), Bremen, Germany, September 29 - October 2003,
- [C27] A. Mohamed, S. Larigalde, J. Soutadé ,T. Pot, "Mesures de vitesses par diode laser et fluorescence par faisceau d'électrons à la soufflerie F4", 13ème journée thématique de l'afvl, mesures optiques dans les écoulements à haute vitesse, CNRS Meudon, Avril 2003
- [C28] I. Debecker, A. Mohamed, « 4th CRD Cavity Ringdown user meeting 2004», Heeze (Netherlands), 7-8th October 2004
- [C29] J.Muylaert, H.Ottens, L.Walpot, F.Cipollini, G.Tumino, M.Caporicci, G. Saccoccia, L. Basile, A. Schettino, A. Mohamed, J. Bonnet, Flight Measurement Technique Developments for EXPERT, the ESA in-flight Aerothermodynamic Research programme, paper V6.06, International Astronautical Congress, Vancouver, 4-8th Oct. 2004.
- [C30] I. Debecker, A. Mohamed, "Fast measurements with Cavity Ring Down Spectroscopy", Cavity Ringdown user Meeting 2005, Oxford, 20-21 September 2005.
- [C31] I. Debecker, A. Mohamed, D. Romanini, J. P. Faleni, "High speed Cavity Ring Down Spectroscopy for molecular oxygen measurements in blow-down wind tunnel," Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, 21-23/03/2005, Arcachon, France
- [C32] J. Bonnet, M. Ory, T. Pot, A. Mohamed," Development of an Electron Beam Fluorescence instrument for in-flight characterization of shock-layer chemistry around the ESA-EXPERT atmospheric reentry demonstrator vehicle" Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, 21-23/03/2005, Arcachon, France,
- [C33] A. Mohamed, J. P. Faleni, D. Ponziani, "Development of a Rayleigh Lidar for in-flight measurements of local atmospheric density around the pre-X reentry demonstrator vehicle", Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, 21-23/03/2005, Arcachon, France
- [C34] I. Debecker, A. Mohamed, D. Romanini , "High speed Cavity Ring Down Spectroscopy by simultaneous laser and cavity tuning : towards O<sub>2</sub> sensing in blow-down wind tunnel", Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) US 2005, 22-27/03/2005, Baltimore, US.
- [C35] I. Debecker, A. Mohamed, D. Romanini, "High speed Cavity Ring Down Spectroscopy with increased spectral resolution by synchronous laser and cavity tuning," CLEO Europe 12-17/06/2005, Munich.

- [C36] I. Debecker, A. Mohamed, "Fast measurements with Cavity Ring Down Spectroscopy", Cavity Ringdown user meeting 2005, 20-21/09/2005, Oxford, UK
- [C37] Mohamed, A.K.; Bonnet, J. (2007) Advanced Concept for Air Data System using EBF and Lidar. In Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development (pp. 16-1 – 16-32). Educational Notes RTO-EN-AVT-130, Paper 16. Neuilly-sur-Seine, France: RTO. Available from: <http://www.rto.nato.int/abstracts.asp>.
- [C38] Mohamed A. , Bonnet. J., Koch U. , Esser B., Guelhan A. , Electron Beam Fluorescence (EBF) experiments in the LBK wind tunnel In 2nd European Conference for Aerospace Sciences(EUCASS), Brussels, Belgium, July 1-6, 2007.
- [C39] A. Mohamed, J.-L. Verant, J. Soutadé, P. Viguier, B. Van Ootegem, P. Tran, " Mid-Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy Measurements in CO-CO<sub>2</sub> Hypersonic Flows of F4 and SIMOUN", 6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Palais des Congrès, Versailles,3-5 November 2008.
- [C40] B. Diop, A. Mohamed, J. Bonnet, "Development of an in-flight measurement instrument based on electron beam fluorescence (EBF) for shock layer characterisation",6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Palais des Congrès, Versailles,3-5 November 2008.
- [C41] J. Courtois, A. Mohamed, D. Romanini, "Development of Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy for O<sub>2</sub> measurements in re-entry flows",6th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Palais des Congrès, Versailles,3-5 November 2008.
- [C42] Raphaël Vallon, Ajmal Mohamed, "Compact transportable diode laser absorption spectrometer for multi-species probing of gases", session Optical Sensing and Metrology, CLEO/Europe-EQEC 2009, Munich 14-19 June 2009
- [C43] Raybaut M., Schmid Th., Mussio L., Hardy B., Godard A., Mohamed A.-K., Lefebvre M., Marnas F., Flamant P., Bohman A. Geiser P., Kaspersen P., « *Development and validation of an unseeded optical parametric source for remote sensing - Application to CO<sub>2</sub> detection* », 3<sup>rd</sup> International Workshop on active CO<sub>2</sub> DiAL Remote Sensing, National Institute of Aerospace, Hampton, VA, 13-15 October, 2009
- [C44] B. Diop, A. K. Mohamed, J. Bonnet, T. Schmid, "Development of a compact Electron Beam Fluorescence (EBF) instrument for high enthalpy flows characterizationFourth International Symposium on Non-equilibrium Processes", Plasma, Combustion, and atmospheric Phenomena, Sochi, Russia, October 5 - 9, 2009
- [C45] 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting , 4 - 7 January 2010, Orlando, Florida; Mohamed A. et al, "Hypersonic flows probing with a compact absorption spectrometer monitoring CO<sub>2</sub> at 2.7μm" ; AIAA paper 2010-304
- [C46] L. Mussio, B.Hardy, M.Raybaut, A.Godard, A.Mohamed, M.Lefebvre, "Broadband High-Resolution Spectroscopy Based on Adjustable Vernier-Frequency-Scale Sliding Application to CO<sub>2</sub> Remote Sensing", Laser Applications to Chemical, Security and Environmental Analysis (LACSEA 2010), Jan 31-Feb 4, 2010, San Diego
- [C47] M.Raybaut, A.Godard, A. Mohamed, M. Lefebvre, F. Marnas, P. Flamant, "High Brightness, Parametric Frequency Conversion Based, 2 μm Laser Transmitter for CO<sub>2</sub> DIAL", Laser Applications to Chemical, Security and Environmental Analysis (LACSEA 2010), Jan 31-Feb 4, 2010, San Diego
- [C48] Bertrand Hardy1, Myriam Raybaut1, \*Antoine Godard1, Ajmal K. Mohamed1, Jean-Michel Melkonian1, Michel Lefebvre1, "Remote Gas Leak Detection Using a Portable Mini-Lidar Based on a Doubly-Resonant OPO", CLEO/Europe-EQEC 2011, 22-26 May 2011, Munich, Germany

## 8.9 Rapports de recherche

- [R1] MOHAMED A., CONFIDENTIEL INDUSTRIE. Mesures de vitesse en Ecoulement hypersonique à l'aide d'un faisceau d'électrons pulsé., ONERA RS 19/3409 PY, 1989
- [R2] MOHAMED A., Fluorescence de l'azote et de l'oxygène atomiques excités par faisceau d'électrons (essais effectués par l'ONERA en coopération avec le D.P.A.M. de l'Université de Rennes), ONERA CRE 36/3409 PN, 1990
- [R3] MOHAMED A.;LEFEVRE J.;PICHARD D.;PHILBERT M.;POT T. , *Mesures de vitesse en écoulement hypersonique à l'aide d'un faisceau d'électrons*, ONERA RF 37/3409 PY, 1991
- [R4] MOHAMED A.;DUNET G., Mise en oeuvre de la fluorescence par faisceau d'électrons (FFE) à la soufflerie F4, Rapport final 8/4505 PY, octobre 1992
- [R5] MOHAMED A.K.;POT T. , *Mesures de vitesses hypersoniques par fluorescence induite par faisceau d'électrons*, ONERA RF 13/4505 PY, 1993
- [R6] ROSIER B.;MOHAMED A.K.;HENRY D.;JUVILLE S., *Mesures par spectroscopie d'absorption diode laser à la soufflerie F4*, ONERA RF 8/4383 PY , 1993
- [R7] MOHAMED A.;HENRY D.;ROSIER B., *Essais diode laser à la soufflerie F4 pour Dassault Aviation*, ONERA RF 9/4383 PY, 1994
- [R8] MOHAMED A.;HENRY D., LOUDET Y. ACHARD V., ROSIER B., *Essais Electre à la soufflerie F4. Mesures par diode laser*, Rapport Technique ONERA n° 1/8908 GYP, Octobre 1994
- [R9] MOHAMED A.K.;FALENI J.P.;BIZE D., *Essais ELECTRE à la soufflerie F4. Fluorescence par faisceau d'électrons*, ONERA RT 5/8908 GYP, 1995
- [R10] MOHAMED A.,, *MSTP Phase 2 Progress Report. Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy in Wind Tunnels. I-Experimental Setup, II-Data Reduction Procedures* (ESA -HT-TN-E34-701&702&703-ONER), ONERA Technical Report n° 8 and 9 /7301 PY, 1996.
- [R11] LARIGALDIE S.;ORY M.;MOHAMED A.K., Réalisation d'un vélocimètre par fluorescence excitée par électrons générés par "pseudospark", ONERA FI 7/3723 GNP, 1996
- [R12] MOHAMED A.;POT T.;NOVOPASHIN S.;DANKERT C.;LEHMKHOSTER K., Mesure de la température de rotation des molécules N2 réfléchies par une surface, ONERA RT 11/7301 PN, 1996
- [R13] BOUTIER A.;LEFEVRE J.;MICHELI F.;MOHAMED A.K., Velocity measurements in hypersonics, ONERA PUB 1996-2, 1996
- [R14] MOHAMED A.K.;BIZE D.;SAGNIER P.;HENRY D., *MSTP 2 synthesis report: infrared diode laser absorption spectroscopy in wind tunnels*, ONERA RTS 16/7301 PY, 1997
- [R15] MOHAMED A.K.;HENRY D.;BIZE D.;ORY M.;BECK W.H.;CARL M.;FRENZIEL U., *MSTP phase 2 synthesis report : infrared diode laser absorption spectroscopy in the HEG shock tube facility*, ONERA RTS 14/7301 PY, 1997
- [R16] RIBET I.;MOHAMED A.K.;QUELIN C., Mesures par spectroscopie diode laser au tube à choc de Chalais-Meudon, ONERA RT 10/9895 PN, 1997
- [R17] Mohamed A. K., M. Ory, D. Bize, J. Soutadé, Spectroscopie d'absorption par diode laser à la soufflerie F4. Mesures dans l'écoulement libre de la tuyère 3. ONERA Rapport Technique n° 14/9895 PN DMPH, Janvier 1998.
- [R18] MOHAMED A.K.;FALENI J.P., Mesures de vapeur d'H<sub>2</sub>O à S4MA par spectroscopie d'absorption à Diode laser, ONERA RT 2/3880 DMPH/N/DSMA, 1999
- [R19] GUFFOND D.;ROSENCHER E.;MOHAMED A. , *Airborne Instrumentation for OH Measurement in the low Stratosphere (OHDETA)*, ONERA RTS 4/6895 DMPH/Y, 2000
- [R20] MASSON A.;MOHAMED A.K .. *CD Trajectographie de particules micrométriques dans la soufflerie F 4*, ONERA RF 1/6323 DSFM/Y, 2001
- [R21] MOHAMED A.;REULET P.;NORTHERSHAUSER D.;MILLAN P.;NOVELLI P., Techniques de mesure innovantes pour les essais en vol d'un véhicule de rentrée atmosphérique. ONERA RT 1/05561 DPRS/DMAE/DMPH, Mars 2001

- [R22] MOHAMED A., FESART:Feasibility Study for Aerothermodynamic Re-entry Tools Low Costs Flight Validation. WP4200 ONERA Contribution., ONERA RTS 1/06546 DMPH, Avril 2002
- [R23] MOHAMED A., ETUDE DE FAISABILITE DE L'EXPERIENCE LIDAR pour le véhicule expérimental pre-X, ONERA RTS 1/06344 DMPH, Septembre 2002
- [R24] MOHAMED A.K.;THIVET F.;MILLAN P., Caractéristiques physiques des moyens de mesures innovantes pour Pre-X., ONERA RT 2/06344 DMPH/DMAE, 2002
- [R25] MOHAMED A.;LEFEBVRE M.;VEERMAN H.;KASPERSEN P.;GEIZER P.;SCHADE W.;CLAUSEN S.;HASSA C.;HARIVEL N., Minority effluent measurements of aircraft Engine emissions by infrared Laser Spectroscopy. Mid-Term Report., ONERA RTS 1/06344 DMPH, Septembre 2002
- [R26] LOUVET Y.;MOHAMED A.K.;LEFEBVRE M.;CARIOU J.P.;MERMET J.F.;BESSON C.;FALENI J.P., Instruments optiques pour le PRF AIRPUR, ONERA RT 2/06810 DMPH/DOTA, Février 2003
- [R27] MOHAMED A. et al, PRF "mesures embarquées pour l'hypersonique. Rapport d'activites 2002., ONERA RT 10/06811 DMPH, Mars 2003
- [R28] RAMAROSON R.;COPALLE A.;COURBET B.;DUTOYA F.;GUIN C.;JANIN F.;LEFEBVRE M.;LOUVET Y.;MOHAMED A.K.;PAUX E.;RUIZ E.;TALBAUT M.;VANNIER F.;VUILLOT F.;WEILL M., AERONET II. AIRPort Emissions Characterisation and nUmerical foRecast of ambient air quality., ONERA RF 1/06371 DMPH, Decembre 2003
- [R29] MOHAMED A.;BONNET J.;LENGRAND J.C.;FLETCHER D.;GORCHAKOVA N.G.;SOKOLOV E.I.;KRYLOV A.;SAVINOV E., Final report for project INTAS 00-385 : "New Development of the Electron Beam Technique in CO<sub>2</sub> containing rarefied flows",, ONERA RF 2/06235 DMPH, Decembre 2003
- [R30] MOHAMED A. et al, *Rapport d'activités 2003 du PRF "Mesures embarquées pour l'hypersonique"*,, ONERA RT 1/08202 DMPH, Janvier 2004
- [R31] MOHAMED A.;LEFEBVRE M., "CONFIDENTIEL ONERA SAGEIS CSO. Evaluation of a "fiber OPO" approach for multiple-wavelength injection seeding lasers", ERA RTS 1/08520 DMPH, 2004
- [R32] MOHAMED A.;THIVET F.;BONNET J.;LEFEBVRE M.;DESORMEAUX A.;DEBECKER I.;CHANETZ B.;VANDOMME L.;BENAY R.;PERRAUD J.;POT T.;LE SANT Y.;HOORNAERT A.;PÉLISSIER C.;ROUZAUD O.;SOUBRIÉ T., "Rapport du Conseil Scientifique tenu le 15 juin 2004 sur le Projet de Recherche Fédératriceur "Mesures embarquées pour l'hypersonique" (PRF MH)", ONERA RT 3/09005 DMPH, 2005
- [R33] MOHAMED A.;BONNET J.;LEFEBVRE M.;DESORMEAUX A.;DEBECKER I.;CHANETZ B.;BENAY R.;PERRAUD J.;POT T.;LE SANT Y.;HOORNAERT A.;PÉLISSIER C.;ROUZAUD O.;SOUBRIÉ T., PRF MH "Mesures Embarquées pour l'Hypersonique" : Rapport d'activités 2004, ONERA RT 4/09005 DMPH, Mars 2005
- [R34] MOHAMED A.;BONNET J.;ORY M., EXPERT. PHASE B. PAYLOAD 09. EBF. WP3000PL09. Synthesis Report, ONERA RF 3/09428 DMPH, Septembre 2005
- [R35] BRESSON A.;LEFEBVRE M.;MOHAMED A.;CARIOU J.P.;BESSON C., Projet SOFIA : Bilan des activités scientifiques et techniques, ONERA RT 1/10234 DMPH, Novembre 2005
- [R36] MOHAMED A.;BONNET J., Première phase de démonstration d'un LIDAR Rayleigh embarqué pour les expérimentations Pre-X, ONERA RTS 1/09698 DMPH, Novembre 2005
- [R37] MOHAMED A.;BONNET J.;LEFEBVRE M.;DESORMEAUX A.;DEBECKER I.;CHANETZ B.;BENAY R.;PERRAUD J.;POT T.;LE SANT Y.;HOORNAERT A.;PÉLISSIER C.;ROUZAUD O.;SOUBRIÉ T.;THIVET F., "Synthèse des travaux du PRF MH "Mesures Embarquées pour l'Hypersonique"" , RF 1/11640 DMPH, Mai 2006
- [R38] Behrendt T, Hassa C., Mohamed A., Faleni J.P., Geiser P., "Results from measurements on the DLR APZ combustor", MENELAS report D11, DLR Report, 2006
- [R39] H.W. Jentink, H.P.J. Veerman, A.K. Mohamed1 and P. Geiser, "Spectroscopic Measurements of Aircraft Exhaust Gas", MENELAS Report D12, NLR-CR-2006-10, 2006
- [R40] MOHAMED A. et al, "Minority effluent measurements of aircraft Engine emissions by infrared Laser Spectroscopy (MENELAS) project - Final Technical Report", RF 3/07279 DMPH, Septembre 2006

- [R41] MOHAMED A./LEFEBVRE M./FALÉNI J.P.;Minority effluent measurements of aircraft Engine emissions by infrared Laser Spectroscopy (MENELAS) project - Final Technical Report;;ONERA RF 3/07279 DMPH;;2006
- [R42] MOHAMED A./BONNET J./LEFEBVRE M./DESORMEAUX A./DEBECKER I./CHANETZ B./BENAY R./PERRAUD J./POT T./LE SANT Y./HOORNAERT A./PÉLISSIER C./ROUZAUD O./SOUBRIÉ T./THIVET F.;"Synthèse des travaux du PRF MH ""Mesures Embarquées pour l'Hypersonique""";ONERA RF 1/11640 DMPH;;2006
- [R43] LEFEBVRE M./MOHAMED A./MARTINEZ R. Z./DOMENECH J.L./BERMEJO D.;ESA Project PULSNIR 'Pulsed Laser Source in NIR for LIDAR Applications'. Technical Note 1 (TN1) : State-of-the-Art Technology Review.;;ONERA RT 1/11819 DMPH;;2007
- [R44] LEFEBVRE M./MOHAMED A./GODARD A./RAYBAUT M./BERROU A./MARTINEZ R. Z./DOMENECH J.L./BERMEJO D./KASPERSEN P./BOHMAN A./GEISER P./MARNAS F./GIBERT F./FLAMANT P.;"ESA Project PULSNIR ""Pulsed Laser Source in NIR for LIDAR Applications"" Technical Note 2 (TN2) : ""Frequency Converter Unit Baseline Design Selection""";ONERA RT 2/11819 DMPH;;2007
- [R45] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.P./KOCH U./ESSER B./GHULAN A./JANOVSKY R./VAHLENKAMP P.;ESA ITI project- Demonstration of Electron Beam Fluorescence (EBF) Feasibility for Flight Application in the DLR LBK wind tunnel;;ONERA RF 1/10453 DMPH;;2007
- [R46] RAYBAUT M./MOHAMED A./LEFEBVRE M./GODARD A./BERROU A./KASPERSEN P./BOHMAN A./GEISER P./MARNAS F./GIBERT F./FLAMANT P./EDOUART D.;"ESA TRP Project PULSNIR ""Pulsed Laser Source in NIR for LIDAR Applications"" TECHNICAL NOTE TN3 - 'LABORATORY TESTBED DESIGN AND TEST PLAN"';;ONERA RT 3/11819 DMPH;;2007
- [R47] MOHAMED A./BONNET J./TANGUY N./FALÉNI J.P.;AVP - ST - 2319100 - 01 - ONER - 01 - Lidar Pre-X : Technical specifications;;ONERA RT 1/10688 DMPH;;2007
- [R48] MOHAMED A./BONNET J./TANGUY N./FALÉNI J.P.;AVP - DF - 2319100 - 01 - ONER - 01 - LIDAR Pre-X - Preliminary Definition File;;ONERA RT 2/10688 DMPH;;2007
- [R49] MOHAMED A./BONNET J./TANGUY N./FALÉNI J.P.;AVP - DV - 2319100 - 01 - ONER - 01 - LIDAR Pre-X - DV : Preliminary Development Plan;;ONERA RT 4/10688 DMPH;;2007
- [R50] MOHAMED A./BONNET J./TANGUY N./FALÉNI J.P.;AVP - DJ - 2319100 - 01 - ONER - 01 - LIDAR Pre-X - DJF : Design Justification File;;ONERA RT 3/10688 DMPH;;2007
- [R51] MOHAMED A./FALÉNI J.P./SCHMID T./VAN OOTEGEN B.;ESA TRP CO2 Validation - DLAS Measurements in SIMOUN Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy (DLAS) measurements on CO2 flows generated in the SIMOUN wind tunnel;;ONERA RF 1/12017 DMPH;;2007
- [R52] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.P./SCHMID T.;"Electron Beam Fluorescence (EBF) technique for ATD applications - TN 1.1 ; EBF-TD ; Description of the EBF technique";;ONERA RT 1/12105 DMPH;;2007
- [R53] MOHAMED A./TOURON C./VÉRANT J.L./VIGUIER P.;"ESA TRP ""CFD Validation in CO2 Environment"" : F4 Performance Tests Campaign : ONERA Contribution WP 1330 - D5 Report.";;ONERA RT 3/12062 DMAE;;2007
- [R54] TOURON C./MOHAMED A.;"ESA TRP ""CFD Validation in CO2 Environment"" : Calibration and performance test campaigns in ONERA F4 high enthalpy wind tunnel.";;ONERA PV 4/12062 DMAE/DSFM;;2007
- [R55] RAYBAUT M./MOHAMED A./LEFEBVRE M./GODARD A./BERROU A./KASPERSEN P./BOHMAN A./GEISER P./MARNAS F./GIBERT F./FLAMANT P./EDOUART D.;"ESA TRP Project PULSNIR ""Pulsed Laser Source in NIR for LIDAR Applications"" TECHNICAL NOTE TN4 'Experimental Validation of Preliminary Conceptual Design"';;ONERA RT 4/11819 DMPH;;2007
- [R56] MOHAMED A./BONNET J./KOCH U./ESSER B./GUELHAN A.;Electron Beam Fluorescence (EBF) experiments in the LBK wind tunnel.;;ONERA TP 2008-14;;2007
- [R57] RAYBAUT M./MOHAMED A./LEFEBVRE M./GODARD A./BERROU A./KASPERSEN P./BOHMAN A./GEISER P./MARNAS F./GIBERT F./FLAMANT P./EDOUART D.;"ESA TRP Project PULSNIR ""Pulsed Laser Source in NIR for LIDAR Applications"" TECHNICAL NOTE TN5 'Frequency

- Converter Unit for CO<sub>2</sub> Dial Application:Detailed Design and Test Plan";;ONERA RT 5/11819 DMPH;;2008
- [R58] MOHAMED A./BONNET J./VÉRANT J.-L./PÉLISSIER C./LEFEBVRE M./GRISCH F./KOCH U./MARTINEZ SCHRAMM J.;ESA TRP Project HYFIE 'Hypersonic Facility Instrumentation Enhancements For Improved Flight Extrapolation and Scaling'. Deliverable D2 : In-situ non-intrusive measurement techniques.;;ONERA RT 1/13462 DMAE/DMPH;;2008
- [R59] MOHAMED A./BONNET J./COURTOIS J./FALÉNI J.P./SCHMID T.;Synthèse des activités sur les actions de mesures embarquées pour les applications spatiales;;ONERA RF 1/12428 DMPH;;2008
- [R60] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.P./SCHMID T.;ELECTRON BEAM FLUORESCENCE (EBF) TECHNIQUE FOR ATD APPLICATIONS. Final Summary report.;;ONERA RF 8/12105 DMPH;;2008
- [R61] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.P./SCHMID T.;ELECTRON BEAM FLUORESCENCE (EBF) TECHNIQUE FOR ATD APPLICATIONS. Qualification review for the laboratory prototype.;;ONERA RT 7/12105 DMPH;;2008
- [R62] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.P./SCHMID T.;"ELECTRON BEAM FLUORESCENCE (EBF) TECHNIQUE FOR ATD APPLICATIONS. TN 1.6; EBF-AIV; Assembly, Integration and Verification Plan and qualification tests";;ONERA RT 6/12105 DMPH;;2008
- [R63] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.P./SCHMID T.;"ELECTRON BEAM FLUORESCENCE (EBF) TECHNIQUE FOR ATD APPLICATIONS. TN 1.5; EBF-DDJF; Detailed Design and Justification File.";;ONERA RT 5/12105 DMPH;;2008
- [R64] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.P./SCHMID T.;"ELECTRON BEAM FLUORESCENCE (EBF) TECHNIQUE FOR ATD APPLICATIONS. TN 1.4; EBF-DVP; Development and Verification Plan.";;ONERA RT 4/12105 DMPH;;2008
- [R65] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.P./SCHMID T.;"ELECTRON BEAM FLUORESCENCE (EBF) TECHNIQUE FOR ATD APPLICATIONS. TN 1.3; EBF-PD; Preliminary Design for the EBF laboratory Prototype.";;ONERA RT 3/12105 DMPH;;2008
- [R66] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.P./SCHMID T.;"Electron Beam Fluorescence (EBF) technique for ATD applications. Technical note TN1.2; EBF-TS; TECHNICAL SPECIFICATIONS";;ONERA RT 2/12105 DMPH;;2008
- [R67] RAYBAUT M./MOHAMED A./LEFEBVRE M./GODARD A./SCHMID T./BERROU A./KASPERSEN P./BOHMAN A./GEISER P./MARNAS F./GIBERT F./FLAMANT P.;"ESA TRP Project PULSNIR ""Pulsed Laser Source in NIR for LIDAR Applications"" TECHNICAL NOTE TN6 ""Characterisation tests results""";;ONERA RT 6/11819 DMPH;;2008
- [R68] RAYBAUT M./MOHAMED A./LEFEBVRE M./GODARD A./SCHMID T./KASPERSEN P./BOHMAN A./GEISER P./FLAMANT P./MARNAS F./BERMEJO D.;"ESA TRP Project PULSNIR ""Pulsed Laser Source in NIR for LIDAR Applications"" - Summary Report";;ONERA RF 7/11819 DMPH;;2008
- [R69] COURTOIS J./MOHAMED A./ROMANINI D.;Development of Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy for O<sub>2</sub> measurements in reentry flows.;;ONERA TPND 2008-306;;2008
- [R70] DIOP B./MOHAMED A./BONNET J.;Development of an in-flight measurement instrument based on Electron Beam Fluorescence (EBF) for shock layer characterisation.;;ONERA TPND 2008-307;;2008
- [R71] MOHAMED A./VERANT J.L./SOUTADE J./VIGUIER P./VAN OOTEGEM B./TRAN PH.;Mid-Infrared Diode Laser Absorption Spectroscopy Measurements in CO/CO<sub>2</sub> Hypersonic Flows of F4 and SIMOUN.;;ONERA TPND 2008-308;;2008
- [R72] VANCASSEL X./DELHAYE D./LEFEBVRE M./MOHAMED A./RAYBAUT M./VALLON R.;Etude numérique et expérimentale de l'impact des effluents d'avion sur l'atmosphère;;ONERA RA 1/14076 DMPH;;2009
- [R73] VANCASSEL X./DELHAYE D./LEFEBVRE M./MOHAMED A./RAYBAUT M./VALLON R.;Etude de l'impact de l'aviation sur l'atmosphère;;ONERA RF 2/14076 DMPH;;2009
- [R74] DOR J.B./DOREY P./GUICHETEAU P./LANGLOIS S./LESTURGIE M./MOHAMED A./PAQUET

J.B./PIET-LAHANIER N./SIGUIER J.M.;"CONFIDENTIEL ONERA. Rapport de synthèse du Groupe de Travail "" études prospectives "" n°7 du Centre de Prospective Aérospatiale.";ONERA RT 1/15008 DPRS;;2009

- [R75] RAYBAUT M./SCHMID T./GODARD A./MOHAMED A./LEFEBVRE M./MARNAS F./FLAMANT P./BOHMAN A./GEISER P./KASPERSEN P.;High-energy single-longitudinal-mode nearly-diffraction-limited optical parametric source with 3 MHz frequency stability for CO2 DIAL.;;ONERA TP 2010-82;01/07/2009;2009
- [R76] COURTOIS J./MOHAMED A./ROMANINI D;High-speed multimode Cavity Ring Down Spectroscopy with reentrant configuration for spectral resolution enhancement.;;ONERA TP 2010-08;24/02/2010;2010
- [R77] MOHAMED A.;Faisabilité à la soufflerie F4 d'un prototype mini-DLAS à diodes lasers non cryogéniques pour caractériser des écoulements à base de CO2.;;ONERA RT 1/17519 DMPH/DMAE;;2010
- [R78] MOHAMED A.;Synthèse des activités sur les actions de mesures embarquées pour les applications spatiales et l'environnement.;;ONERA RT 1/14923 DMPH;;2010
- [R79] MOHAMED A./BONNET J./FALÉNI J.-P./DIOP B.;Electrical interfaces and remote control of an Electron Beam Fluorescence (EBF) assembly.;;ONERA RF 1/16722 DMPH;;2010
- [R80] VÉRANT J.-L./PÉLISSIER C./MOHAMED A.;CONFIDENTIEL ONERA-CNES. Amélioration de la connaissance des écoulements haute enthalpie de CO2 à F4 pour application EXOMARS.;;ONERA RT 2/12165 DMAE;;2010
- [R81] MOHAMED A./BONNET J./VALLON R./DIOP B.;Synthèse des activités sur les actions de mesures embarquées pour les applications spatiales et l'environnement. (RG MPH 728D);;ONERA RF 1/16781 DMPH;2011
- [R82] BARAT M. ; DOLFI-BOUTEYRE A. ; JANGAL F. ; LESIRE C. ; MAMETSA H.-J. ; MOHAMED A. ; PASCAL S.,Rapport de synthèse des travaux du Groupe de Travail "Etudes Prospectives" n° 8 (GTEP8). CONFIDENTIEL ONERA., ONERA RT 1/15021 DPRA, 2011
- [R83] GARRAUD J. ; PÉLISSIER C. ; MOHAMED A. ; VIGUIER P. ; SOUTADÉ J. ; BRAZIER J.-P., TRP HyFIE : F4 Test Campaign, Low and High Enthalpy Conditions, ONERA PV 2/13462 DMAE/DSFM, 2011

## Papiers en soumission

- [P16] Jérémie Courtois, Daniele Romanini, and Ajmal Khan Mohamed, "Degenerate Lissajous-like modal patterns in an optical cavity", à soumettre à Optics Express en 2012
- [P17] B. Hardy, L. Mussio, L. Chauvin, M. Raybaut\*, A. Godard, A. K. Mohamed, M. Lefebvre, "Adjustable virtual free-spectral-range mode-hop tuning: a new tool for spectroscopy", à soumettre à Optics Letters 2012
- [P18] A. Mohamed , J.L. Vérant , J. Soutadé , P. Viguer, B. Van Ootegem, P. Tran, J. Beck, "Mid-Infrared TDLAS measurements in CO<sub>2</sub> flows in the Astrium-SIMOUN and ONERA-F4 high enthalpy hypersonic wind tunnels", à soumettre à à AIAA Journal 2012
- [P19] B. Diop, J. Bonnet, V.Lago, A. Mohamed, "Electron beam fluorescence tests in CO/CO<sub>2</sub> flows", à soumettre à AIAA Journal 2012

## Liste des installations visitées et liste des projets à instrumentation embarquée

	<b>Soufflerie</b>	<b>Lieu</b>	<b>Technique</b>	<b>Paramètres</b>
1	R5	ONERA Meudon	FFE	Visualisation, Tr, Tv, N <sub>2</sub> , NO
			CRDS	O <sub>2</sub>
			Langmuir	Vitesse
2	R3		FFE canon plan	N <sub>2</sub>
3	F4	ONERA Le Fauga	FFE	N <sub>2</sub> , NO, Tr, Tv
			DLAS	Vitesse, T, NO, CO, CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O
			CRDS /Multipass	O <sub>2</sub>
			Spectro. d'émission	OH, Espèces atomiques
			LIF Cu	Cu
4	S4	O NERA Modane	DLAS	H <sub>2</sub> O, T
5	Simoun	Astrium bordeaux	DLAS	Vitesse, T, NO, CO, CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O
6	Longshot	VKI Bruxelles	DLAS	Vitesse, T, CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O
7	V2G	DLR Göttingen	FFE	Tr
8	HEG	DLR Göttingen	DLAS	Vitesse, T, NO, CO
9	LBK	DLR Cologne	FFE	Tr, Tv, N <sub>2</sub> , NO
			DLAS	NO, CO
	<b>Banc de combustion</b>	<b>Lieu</b>	<b>Technique</b>	<b>Paramètres</b>
10	APZ	DLR Cologne	DLAS	CO, CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O
11	SNECMA	SNECMA Villaroche	DLAS	CO, CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O
12	Epictete	ONERA Palaiseau	DLAS	CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O
13	Moteur Cessna	Piste aeroport Amsterdam/NLR	DLAS	CO, H <sub>2</sub> O
	<b>Projets à instrument en vol</b>	<b>Organisme</b>		
	SPIRALE	CNES/INSU	DLAS	NO, CO
	OHDETA	INSU/FP5	LIF	OH
	EXPERT	ESA	FFE	N <sub>2</sub> , NO, Tr, Tv
	preX	Astrium/ESA	Lidar Rayleigh	Densité totale





## Métrologie optique en hypersonique à haute enthalpie pour la rentrée atmosphérique

### Résumé :

Ce document synthétise mes actions de recherches dans la métrologie optique pour l'hypersonique à haute enthalpie rencontré lors d'une rentrée atmosphérique. Je présente en début de ce document la problématique de la rentrée atmosphérique dont la maîtrise est primordiale pour le retour sur Terre d'un vol habité ou d'une sonde de retour d'échantillons. Je décris ensuite les moyens de mesures servant à caractériser le gaz en écoulement autour d'un véhicule de rentrée en test dans une soufflerie ou en vol de démonstration. En particulier les moyens d'optique linéaire que sont la fluorescence par faisceau d'électrons (FFE) ou de laser, la spectroscopie d'absorption ou d'émission et le LIDAR à diffusion Rayleigh.

**Mots clés :** FLUORESCENCE PAR FAISCEAU D'ELECTRONS, FFE, HYPERSONIQUE, ECOULEMENT A HAUTE ENTHALPIE, RENTREE ATMOSPHERIQUE, DEMONSTRATEURS DE RENTREE, METROLOGIE OPTIQUE, DIAGNOSTICS OPTIQUES, MESURES EN VOL, VITESSE HYPERSONIQUE, TEMPERATURE DE ROTATION, TEMPERATURE DE VIBRATION, DENSITE ATMOSPHERIQUE, AZOTE MOLECULAIRE N<sub>2</sub>, MONOXYDE D'AZOTE NO, DIOXIDE DE CARBONE, CO, CO<sub>2</sub>, SPECTROSCOPIE PAR ABSORPTION DIODE LASER, SDLA, QCL, LIF, DRASC, MONOXIDE DE CARBONE, SOUFFLERIE A ARC, TUBE A CHOC, F4, HEG, R5, SIMOUN, ATMOSPHERE MARTIENNE, LIDAR RAYLEIGH.

## Optical Metrology in high enthalpy hypersonics for atmospheric reentry

### Abstract :

This document is a review of my research work in optical metrology to probe high enthalpy hypersonic flows encountered during atmospheric reentry. I relate at first the critical issues of atmospheric reentry which must be well understood and mastered for safe return of human flight from space or successful planetary probing and sample return. I then describe different measurement techniques to characterize gas flows around reentry vehicles in test in ground facilities or in flight. Particularly, linear optical methods like Electron Beam Fluorescence (EBF), laser induced fluorescence, laser absorption spectroscopy (TDLAS), emission spectroscopy and Rayleigh Lidar.

**Keywords :** ELECTRON BEAM FLUORESCENCE, EBF, HYPERSONICS, HIGH ENTHALPIE FLOWS, ATMOSPHERIQUE REENTRY, REENTRY DEMONSTRATOR, OPTICAL METROLOGY, OPTICAL DIAGNOSTICS, IN-FLIGHT MEASUREMENTS, HYPERSONIC VELOCITY, ROTATIONAL TEMPERATURE, VIBRATIONAL TEMPERATURE, ATMOSPHERIC DENSITY, MOLECULAR NITROGEN, N<sub>2</sub>, NIROGEN OXIDE, NO, CARBON DIOXIDE, CO<sub>2</sub>, CO, MARTIAN ATMOSPHERE, DIODE LASER ABSORPTION SPECTROSCOPY, TDLAS, QCL, LIF, CARS, ARC JET FACILITY, SHOCK TUBE, R5, F4, HEG, SIMOUN, RAYLEIGH LIDAR.