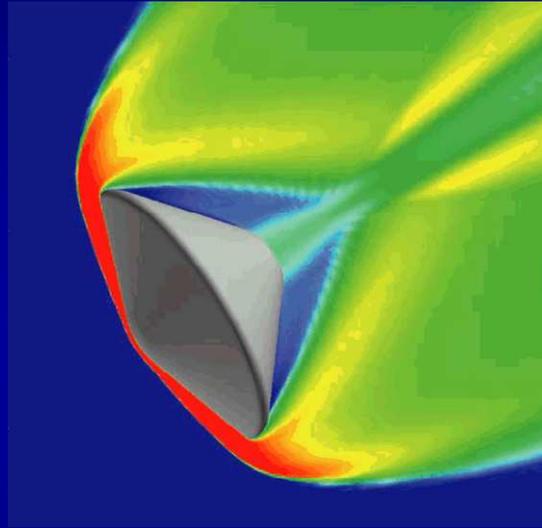


AEROFREINAGE STRATOSPHERIQUE

Pascal Boubert, Université de Rouen

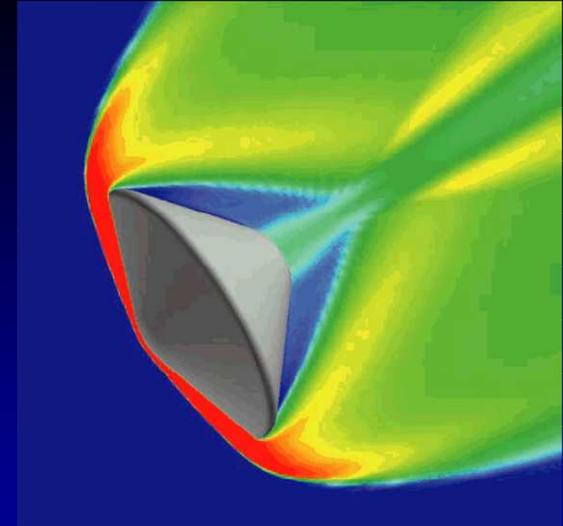


Etude de la physico-chimie hors d'équilibre
dans les plasmas d'entrée atmosphérique

Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie

- Aérodynamique
- Thermophysique
- Cinétique chimique

Etude physico-chimie hors d'équilibre dans les plasmas d'entrée atmosphérique



- Aérodynamique
 - ** Mécanique des fluides compressibles
 - ** Turbulence
- Thermophysique
 - ** Haute températures – Plasmas - Rayonnement
 - ** Thermodynamique hors d'équilibre
- Cinétique chimique
 - ** Physique atomique et moléculaire
 - ** Sections efficaces de collisions
 - ** Interaction plasma-matériau

Etude de la physico-chimie hors d'équilibre dans les plasmas d'entrée atmosphérique

1. Problématique de l'entrée atmosphérique
2. Ondes de choc et transferts convectifs
3. Le plasma hors d'équilibre
4. Rayonnement et cinétique chimique
5. La couche limite : interactions plasma-matériau
6. Etudes en laboratoire

Etude de la physico-chimie hors d'équilibre dans les plasmas d'entrée atmosphérique

1. Problématique de l'entrée atmosphérique
2. Ondes de choc et transferts convectifs
3. Le plasma hors d'équilibre
4. Rayonnement et cinétique chimique
5. La couche limite : interactions plasma-matériau
6. Etudes en laboratoire

1. Problématique de l'entrée atmosphérique

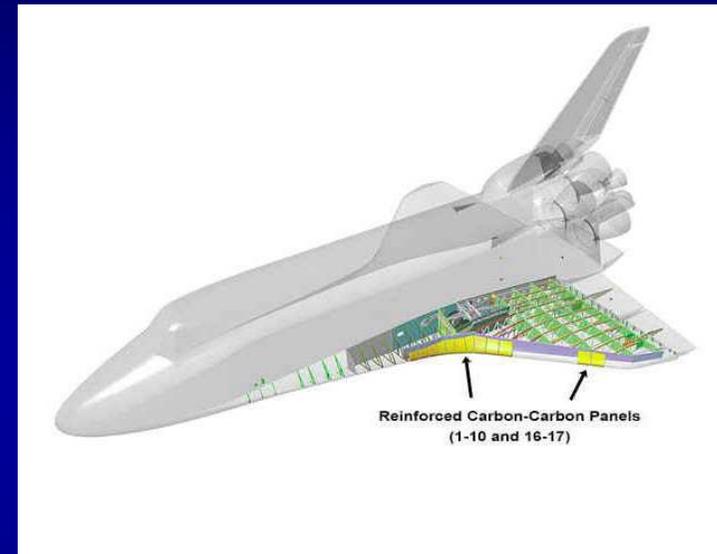
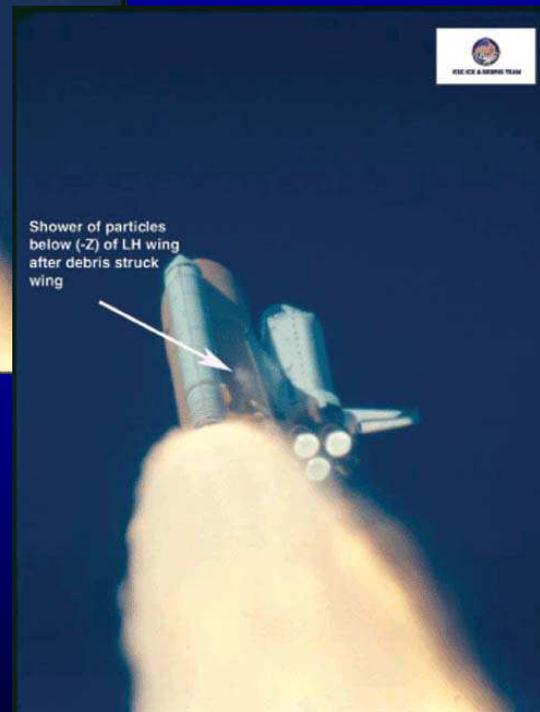
Le cas des météores



1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Des conséquences dramatiques

Navette spatiale Columbia – 1^{er} février 2003

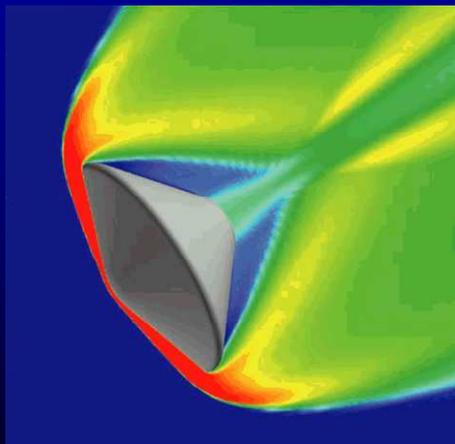


Moment de l'accident

- 70 km
- Mach = 18,3

1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Objectif : freinage



Entrée d'Huygens dans l'atmosphère de Titan



1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Premier regard sur les flux

Permettre à une sonde spatiale de pénétrer les hautes couches d'une atmosphère planétaire à haute vitesse (5-15 km/s) sans être détruite !

Important flux d'énergie sur le bouclier :

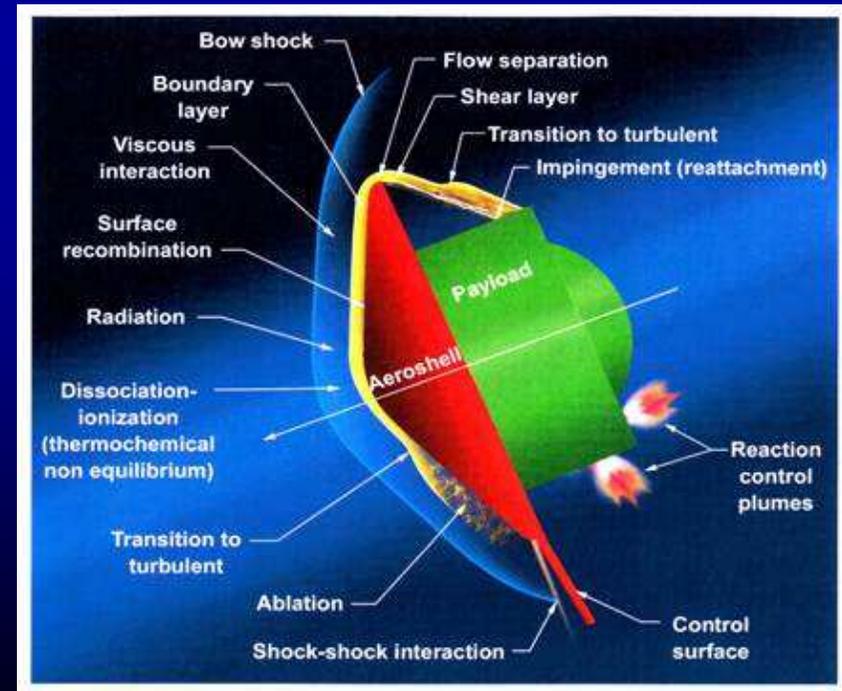
- Convectif (écoulement)
- Chimique (catalycité)
- Radiatif (relaxation des modes internes)

Le flux dépend de :

- la forme
- la masse
- la vitesse
- la pression
- la composition de l'atmosphère

Excitation vibrationnelle \Rightarrow dissociation

Excitation électronique \Rightarrow ionisation



1. Problématique de l'entrée atmosphérique

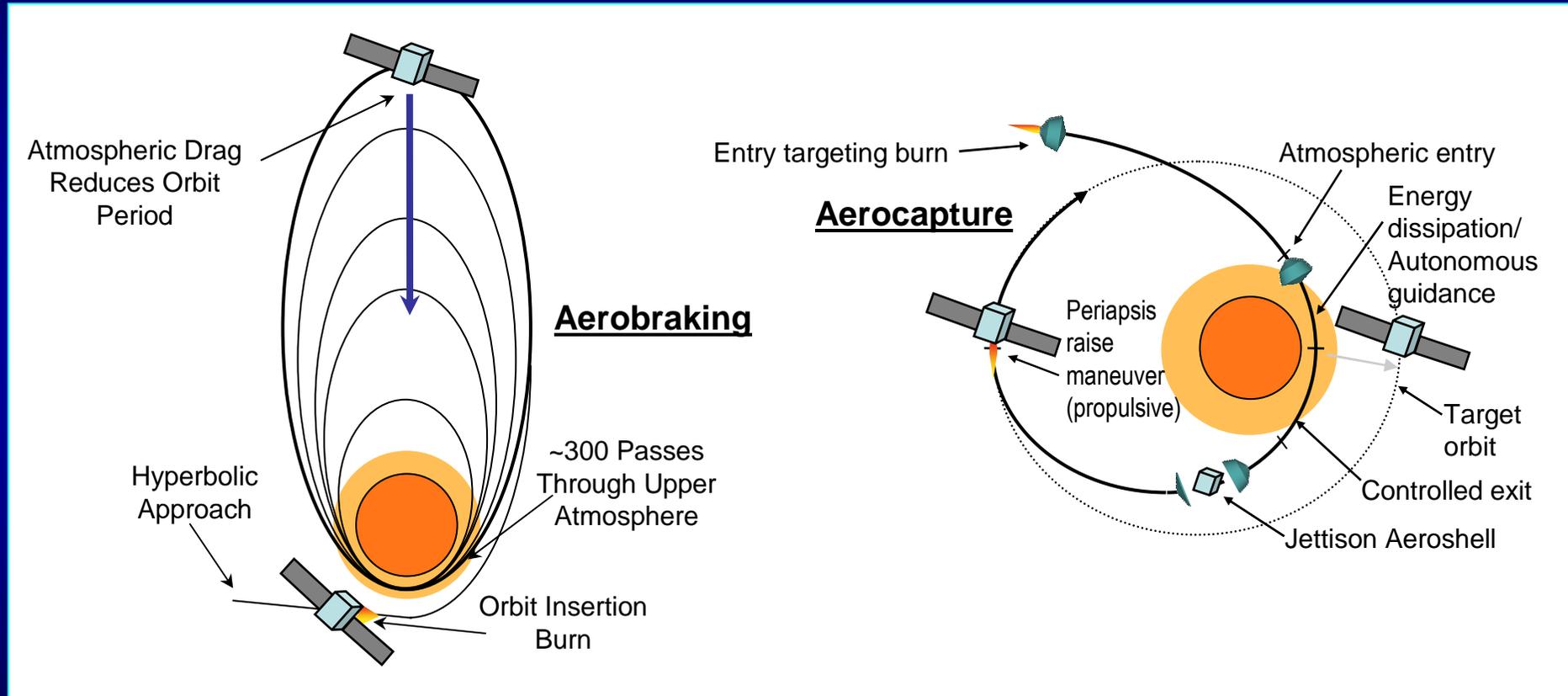
Entrée atmosphérique



Huygens

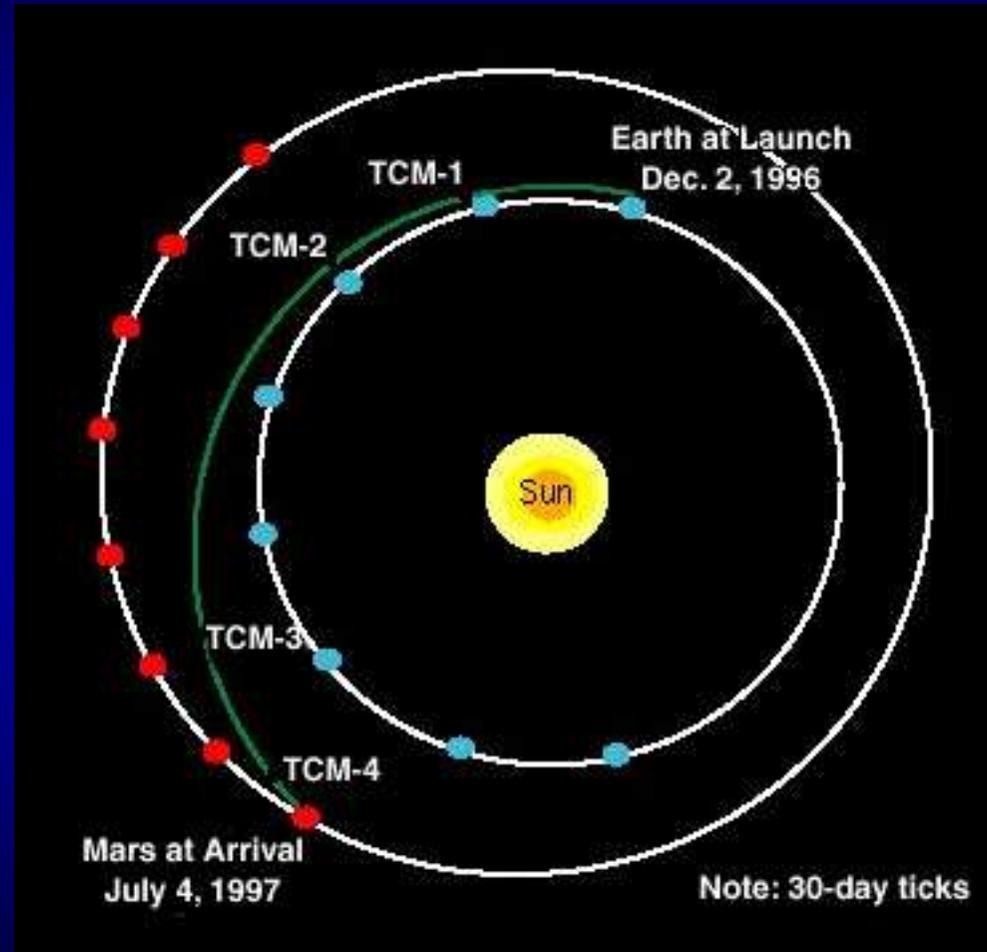
1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Aéofreinage et Aérocapture



1. Problématique de l'entrée atmosphérique

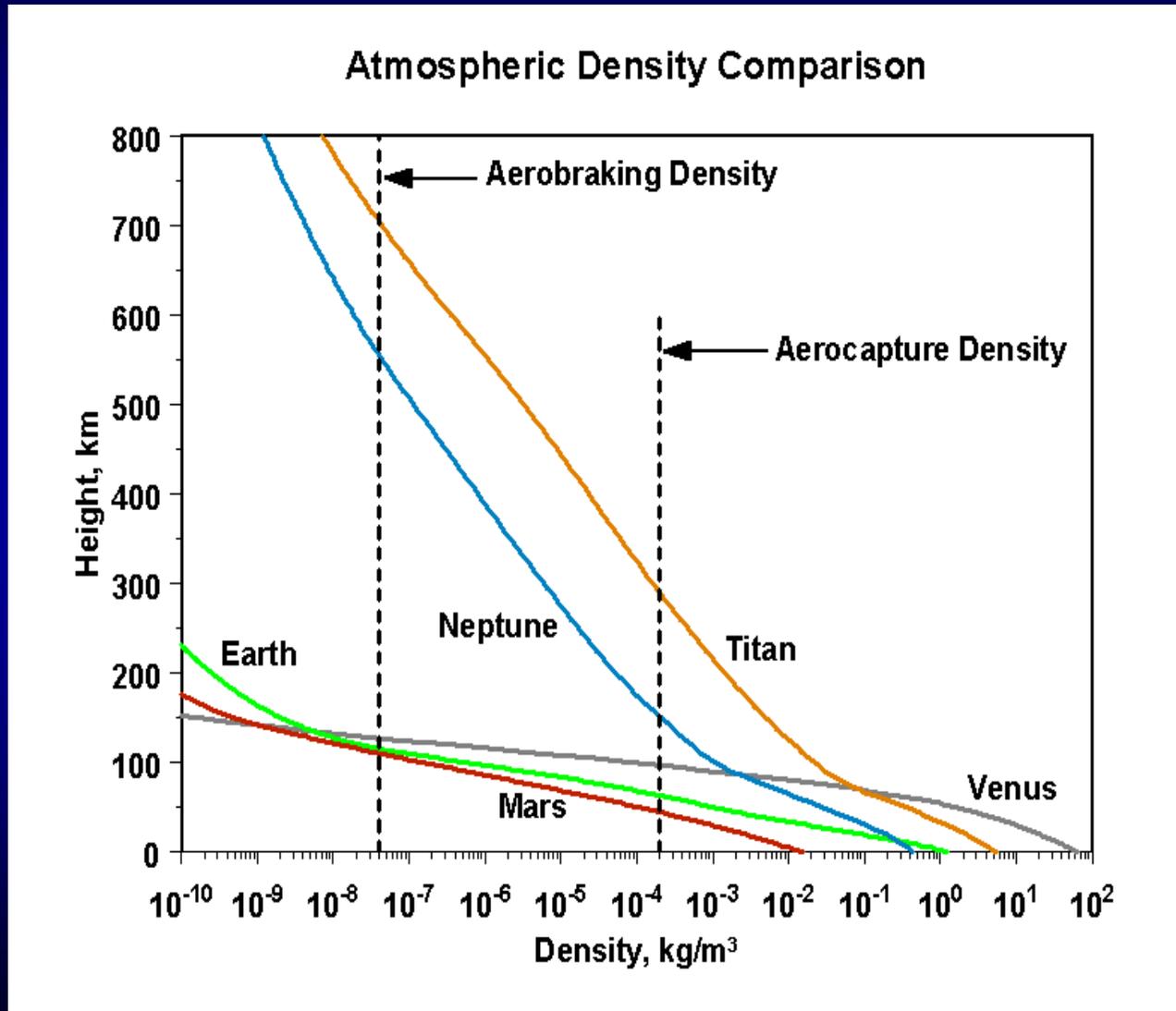
Trajectoires interplanétaires



Mars Pathfinder

1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Densité des Atmosphères



1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Nombre de Mach et enthalpie spécifique

Spacecraft	Planet	Atmosphere	Entry altitude (km) <i>Temperature (K)</i>	Velocity (km/s)	Mach number	Specific enthalpy (MJ/kg)	Temperature behind the shock front (K) <i>'perfect gas'</i>
Pathfinder	Mars	95% CO ₂ 3% N ₂ 2% Ar	75 <i>210</i>	7.3	39	26.6	34000
Apollo	Terre	79% N ₂ 21% O ₂	53 <i>270</i>	11	33.4	55.5	55000
Galileo	Jupiter	89% H ₂ 11% He	1000 <i>800</i>	60	28	1800	124000

- Le nombre de Mach n'est pas le paramètre dimensionnant
- L'enthalpie spécifique est une mesure plus pertinente de l'énergie mise en jeu

1. Problématique de l'entrée atmosphérique

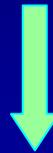
Densité de flux et densité totale d'énergie

Spacecraft	Year	Mass (kg)	Entry velocity (km/s)	Peak heat flux density (MW/m ²)	Total heat load density (MJ/m ²)
Viking	1976	992	4.7	0.26	11
Mars Exploration Rover	2004	830	5.5	0.44	36.87
Phoenix	2008	600	5.67	0.58	32.45
Mars Pathfinder	1997	584	7.26	1.00	39
Mars Science Laboratory	2011	2800	6	1.55	< 60

1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Densité de flux à la paroi

$$\varphi = \varphi_c + \varphi_{Ré} + \varphi_{Ra}$$



Contribution conductive

Contribution réactive

Contribution radiative

$$\varphi_c = -k_{\text{plasma}} \left(\frac{\partial T_A}{\partial y} \right)_{y=0}$$

$$\varphi_{Ré} = \sum_{\text{esp.exc.i}} \varphi_i^{\text{catalyse}} = \sum_i \underbrace{\gamma_i \beta_i}_{\text{Fonction de la physico-chimie du plasma}} \varphi_i$$

$$\varphi_{Ra} = \iiint_{V_{\text{plasma}}} \underbrace{\tau(r) \varepsilon(r)}_{\text{Fonction de la physico-chimie du plasma}} \frac{d^3V}{4\pi r^2}$$

Fonction de la physico-chimie du plasma

1. Problématique de l'entrée atmosphérique

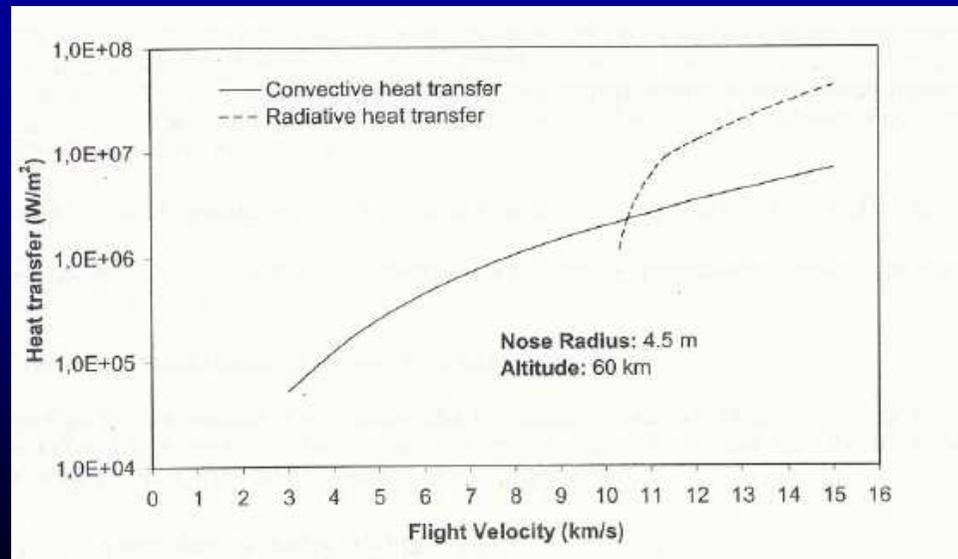
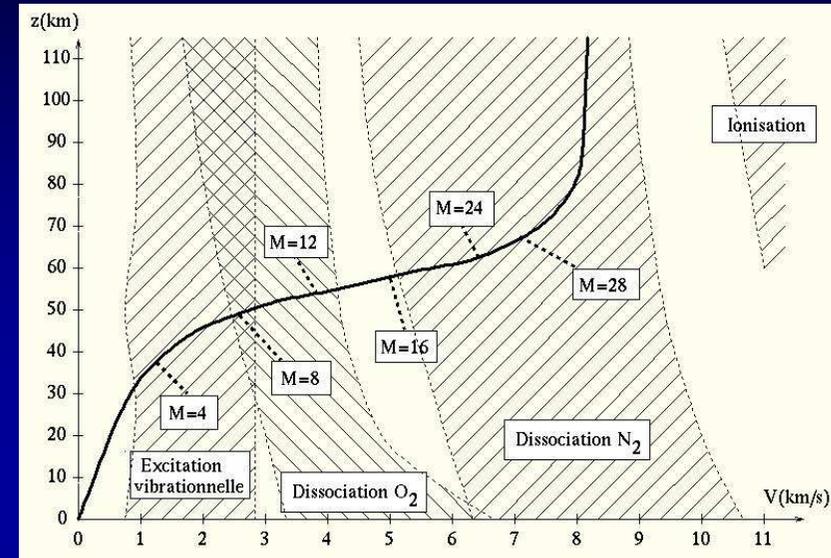
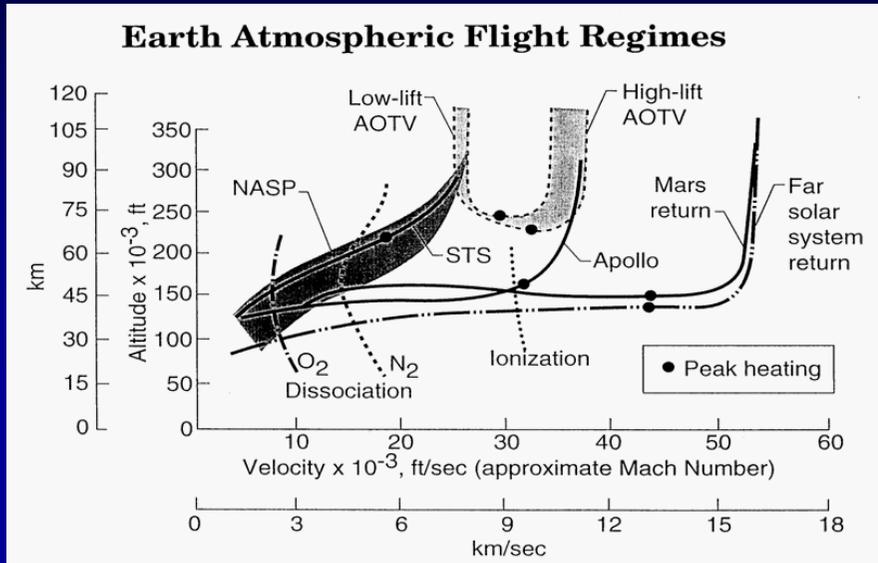
Angle d'attaque



- Angle trop faible
 - faible traînée
 - faible freinage
 - flux important
- Angle trop fort
 - portance trop importante
 - risque de rebond
- Instabilités aérodynamiques
 - sonde \neq avion
 - navette = mauvais avion
- Profils non-axisymétriques
- Tolérance sur l'angle $< 1^\circ$

1. Problématique de l'entrée atmosphérique

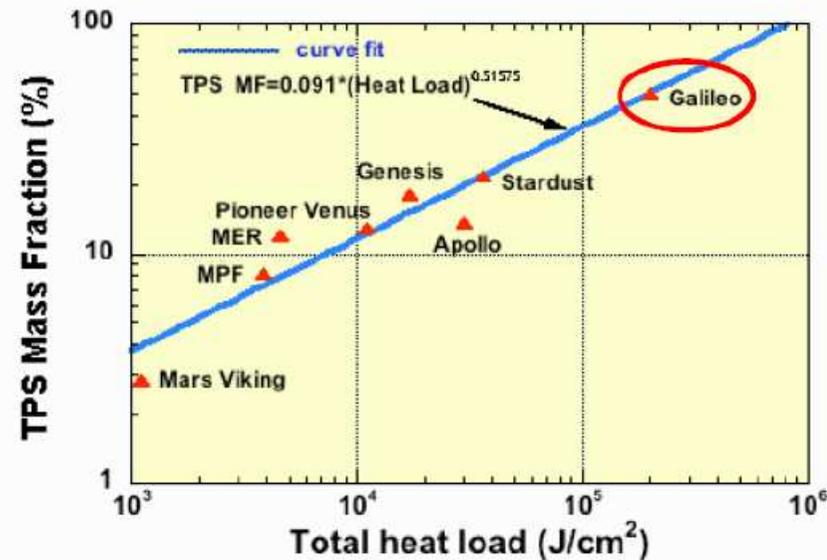
Trajectoires



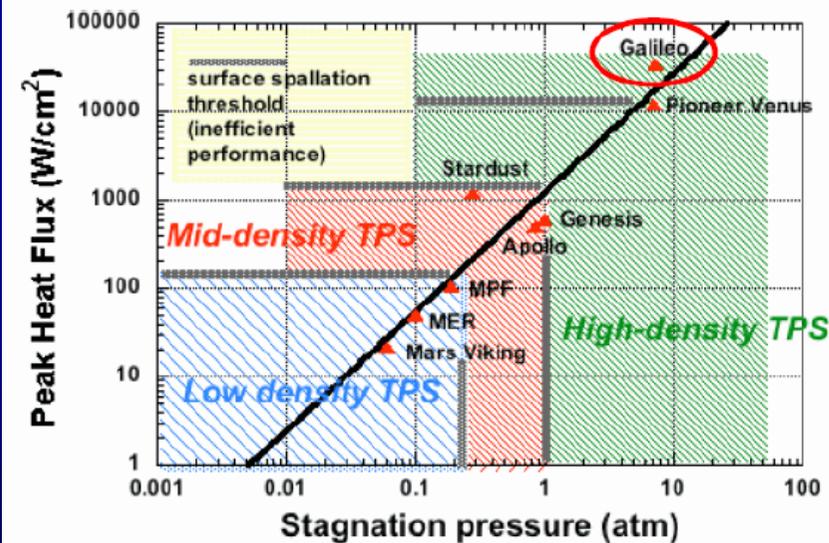
1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Système de protection thermique - Thermal Protect System (TPS)

- Matériaux non-ablatifs
- Matériaux ablatifs



TPS mass fraction over integrated heat load
(from B. Laub and E. Venkatapathy, 2003)



Mission environments for ablative TPS applications and spallation limitations
(from B. Laub and E. Venkatapathy, 2003)

1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Modélisation du gaz

- Gaz thermiquement parfait : $p=nk_B T$ ($p=\rho r T$)
- Gaz caloriquement parfait : chaleur spécifique indépendante de la température
- Gaz parfait : gaz thermiquement et caloriquement parfait
- Gaz réel : gaz non-parfait
- Gaz figé

- Equilibre thermique : une seule température permet de connaître toutes les populations dans tous les modes énergétiques (translation, excitation électronique, rotation, vibration)
- Equilibre chimique : toutes les réactions sont équilibrées à l'échelle microscopiques et la composition du système n'évolue plus : les concentrations peuvent être décrites par deux variables thermodynamiques comme la température et la pression
- Non-équilibre : pas d'équilibre thermique et chimique

1. Problématique de l'entrée atmosphérique

Nombres adimensionnels

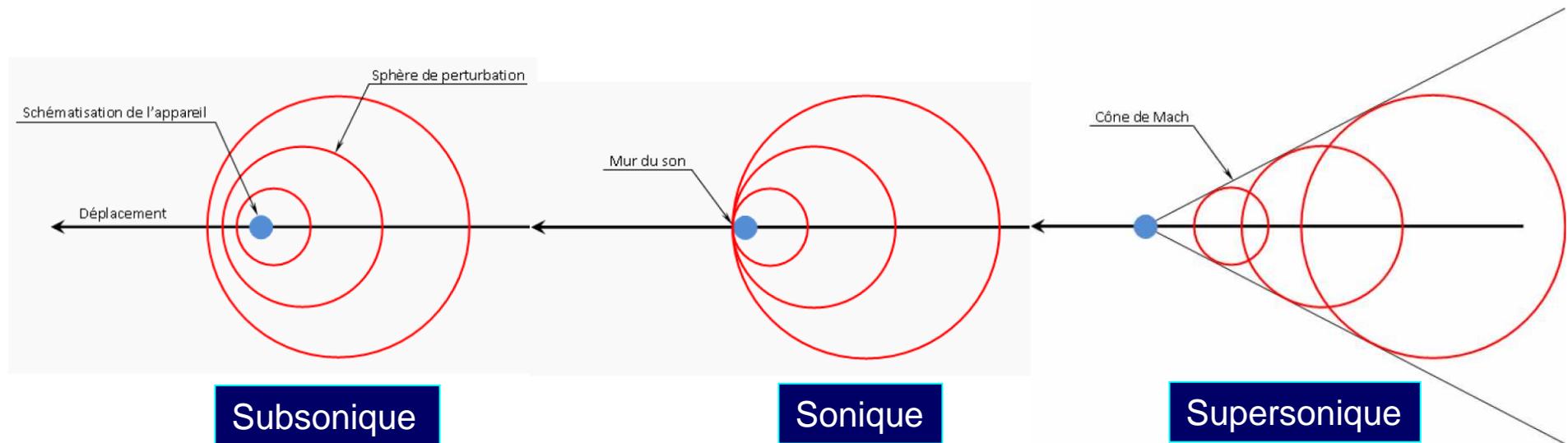
- Mach $M = V / a$: rapport de la vitesse du fluide à la vitesse du son, mesure de la compressibilité
- Reynolds $Re = VL / \nu$: rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité
- Knudsen $Kn = \lambda / L$: rapport du libre parcours moyen à la dimension caractéristique ($=M/Re$)
- Nusselt $Nu = hL / k$: rapport de l'échange total d'énergie à l'échange par conduction
- Prandtl $Pr = \nu / \kappa$: rapport de la diffusivité thermique à la diffusivité mécanique
- Damkohler $Da = \tau_{aéro} / \tau_{chim}$: rapport des temps aérodynamique et chimique
- Schmidt, $Sc = \nu / D$: Rapport de la diffusivité mécanique à la diffusivité des espèces
- Lewis, $Le = \kappa / D$: Rapport de la diffusivité thermique à la diffusivité des espèces (Sc/Pr)
- Eckert, $E = u^2 / h$: rapport de l'énergie cinétique à l'énergie thermique

Etude de la physico-chimie hors d'équilibre dans les plasmas d'entrée atmosphérique

1. Problématique de l'entrée atmosphérique
2. Ondes de choc et transferts convectifs
3. Le plasma hors d'équilibre
4. Rayonnement et cinétique chimique
5. La couche limite : interactions plasma-matériau
6. Etudes en laboratoire

2. Ondes de choc et transferts convectifs

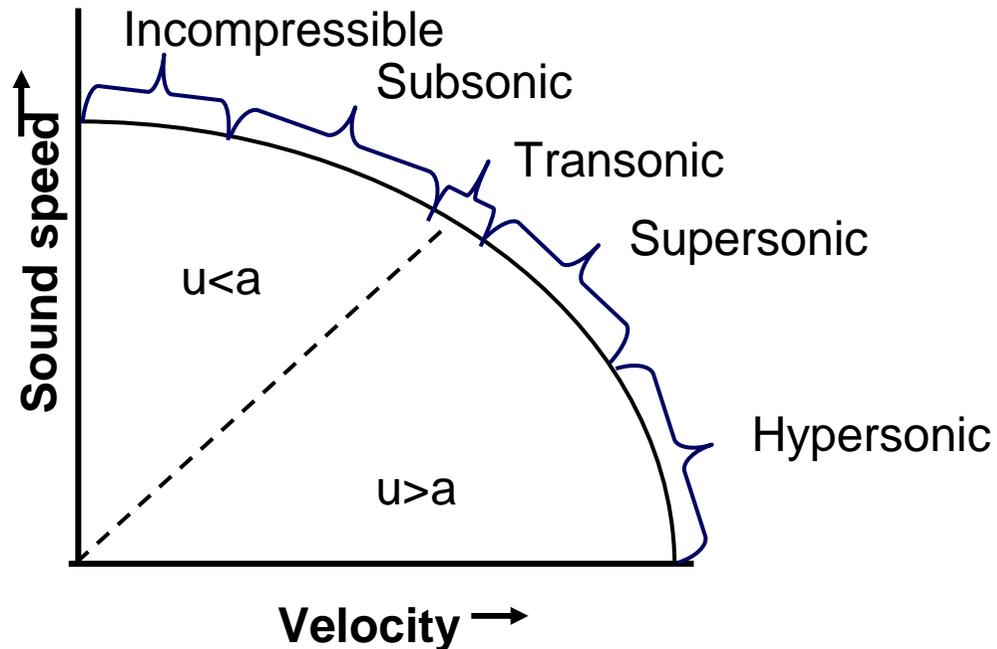
Ecoulements subsoniques, soniques et supersoniques



2. Ondes de choc et transferts convectifs

Caractéristiques des écoulements compressibles

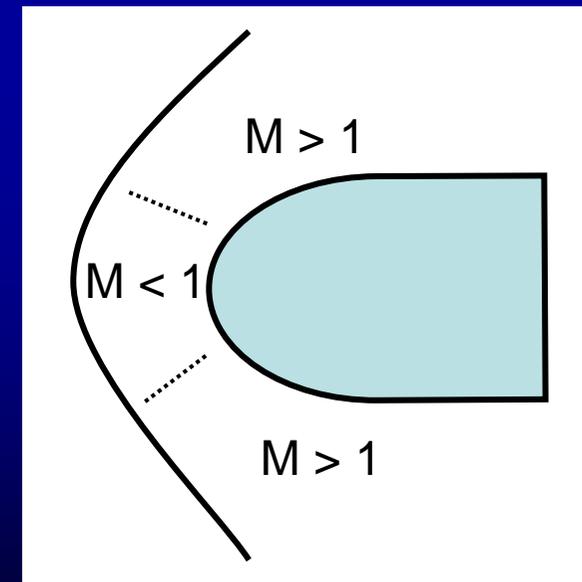
Les écoulements compressibles sont classés en fonction du nombre de Mach M



$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s$$

$$a^2 = \gamma RT$$

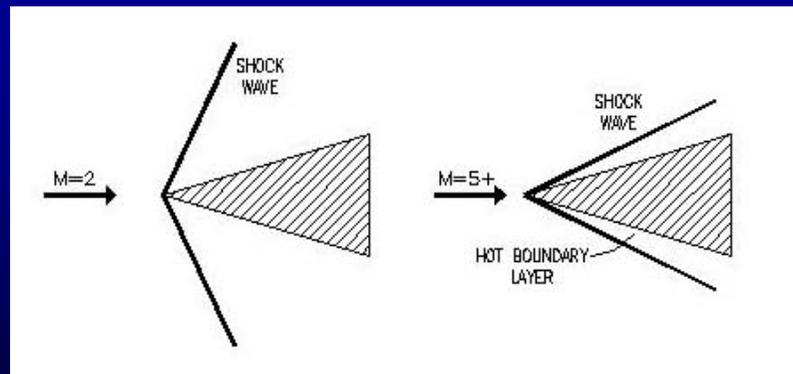
Gaz parfaits



2. Ondes de choc et transferts convectifs

Caractéristiques des écoulements compressibles

- L'information se propage dans des directions caractéristiques qui dépendent du nombre de Mach local
- Les masses volumiques ne sont plus constantes
- Le couplage entre énergie interne et énergie cinétique doit être pris en compte
- Il existe des régions de types différents : supersonique, sonique, subsonique, ...
- Il y a discontinuité des grandeurs physiques : choc

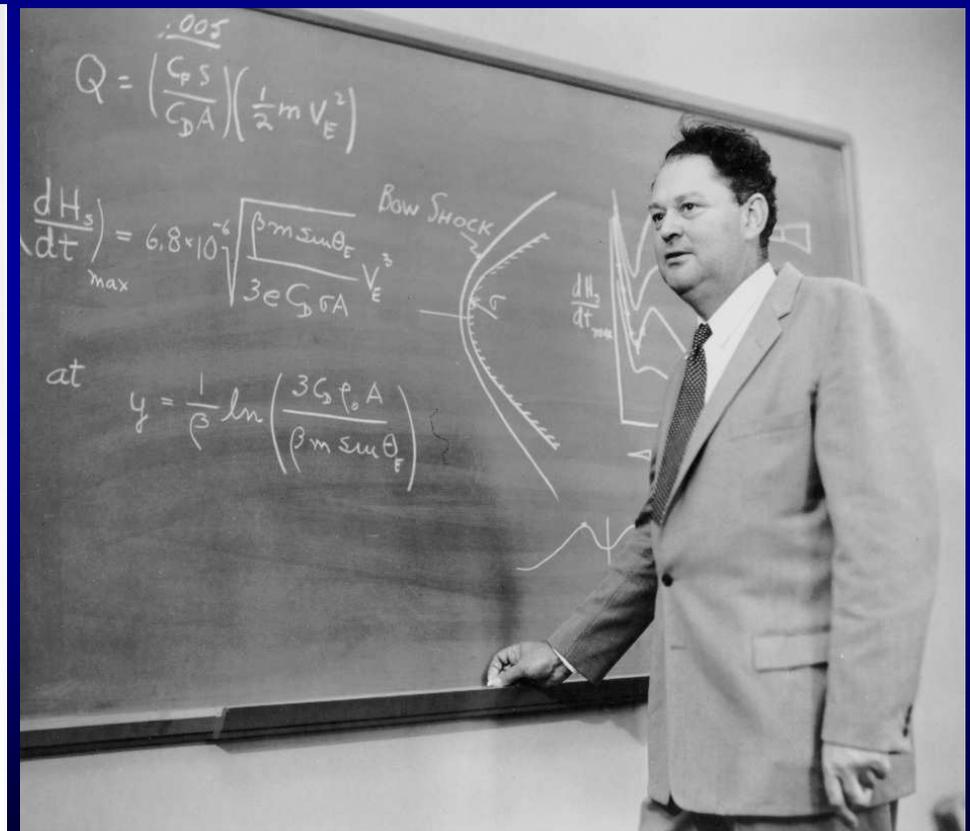
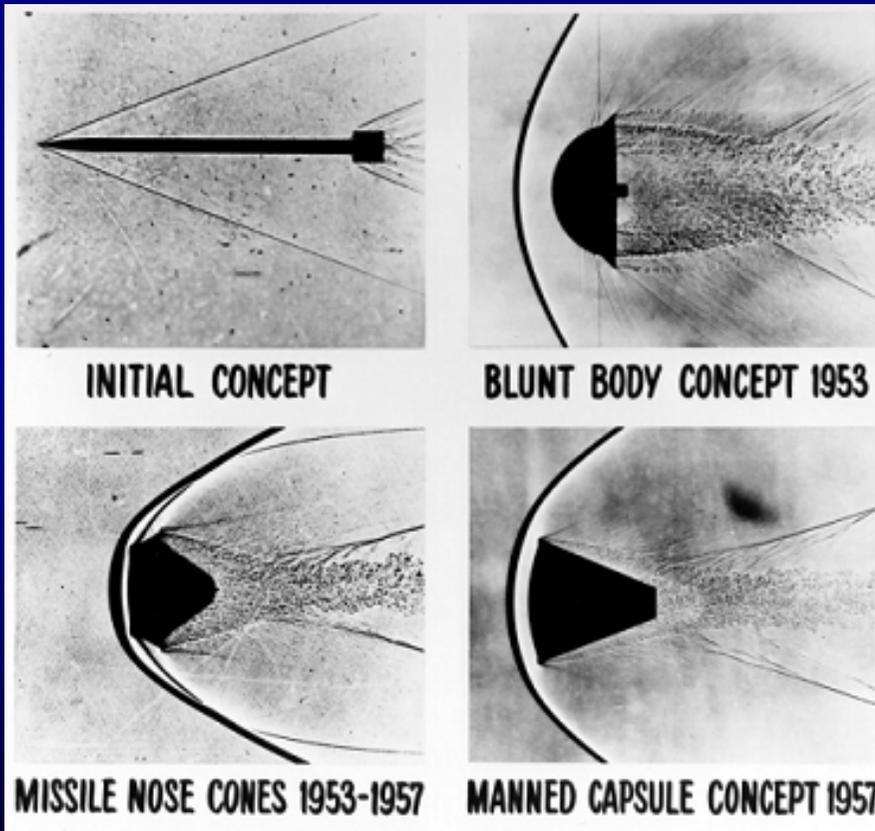


2. Ondes de choc et transferts convectifs

Influence de la forme de l'engin sur le flux convectif

- Résultat contre-intuitif : plus la traînée est importante et plus le flux convectif est faible !

Harvey Allen (1951)



2. Ondes de choc et transferts convectifs

Influence de la forme de l'engin sur le flux convectif

- Résultat contre-intuitif : plus la traînée est importante et plus le flux convectif est faible !

Ecoulement laminaire

Sutton-Graves (1971)

$$\phi = C\rho^n V^m$$

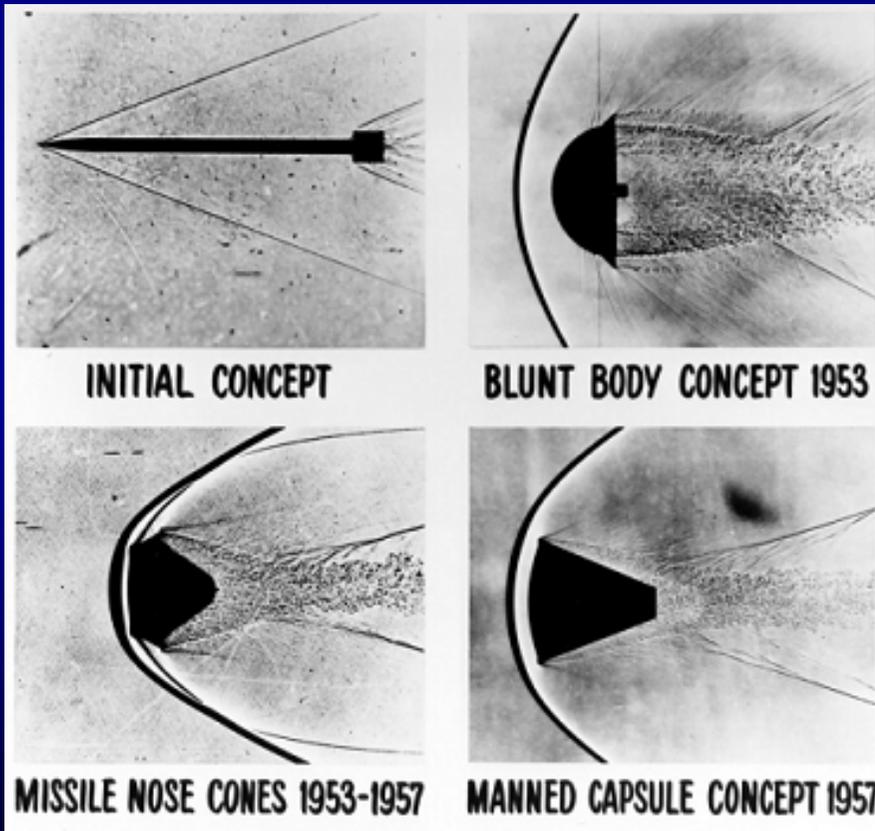
$$\phi = C\sqrt{\frac{\rho}{R}}V^3(1-g) \quad (W/m^2)$$

$$g = \frac{h_w}{h_0} = \frac{c_w T_w}{h_a + \frac{V^2}{2}}$$

$$\phi = C\sqrt{\frac{\rho}{R}}V^3\left(1 - \frac{c_w T_w}{h_a + \frac{V^2}{2}}\right) \quad (W/m^2)$$

Terre : $C = 1,83 \cdot 10^{-4}$

Mars : $C = 1,89 \cdot 10^{-4}$



2. Ondes de choc et transferts convectifs

Influence de la forme de l'engin sur le flux convectif

- Résultat contre-intuitif : plus la traînée est importante et plus le flux convectif est faible !

Ecoulement laminaire

Sutton-Graves (1971)



$$\phi = C\rho^n V^m$$

$$\phi = C\sqrt{\frac{\rho}{R}}V^3(1-g) \quad (W/m^2)$$

$$g = \frac{h_w}{h_0} = \frac{c_w T_w}{h_a + \frac{V^2}{2}}$$

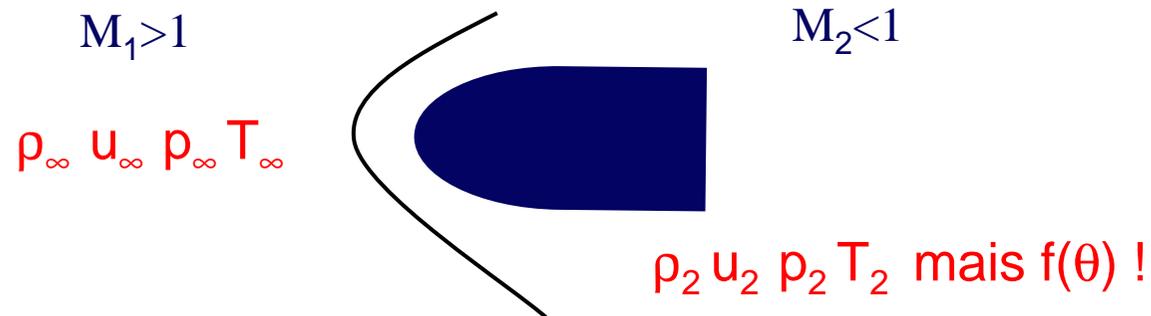
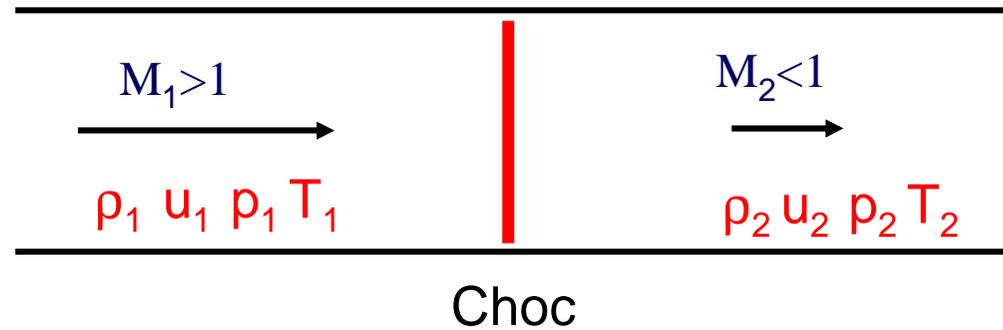
$$\phi = C\sqrt{\frac{\rho}{R}}V^3\left(1 - \frac{c_w T_w}{h_a + \frac{V^2}{2}}\right) \quad (W/m^2)$$

Terre : $C = 1,83 \cdot 10^{-4}$

Mars : $C = 1,89 \cdot 10^{-4}$

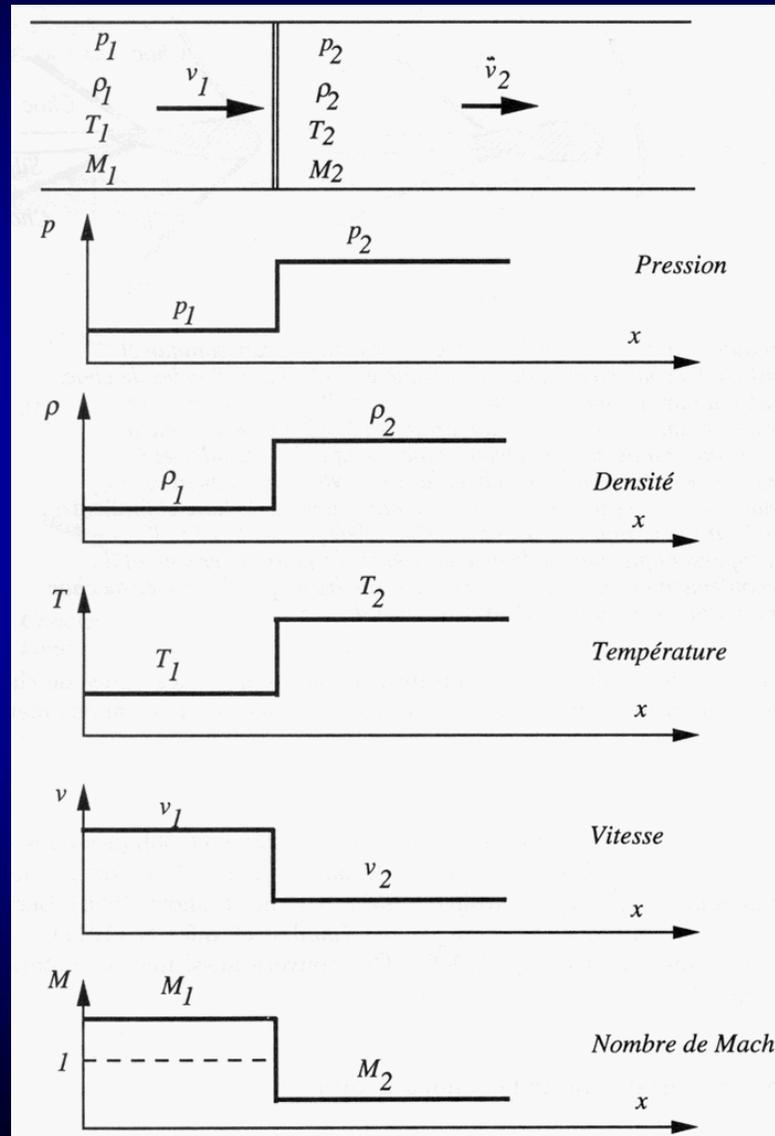
2. Ondes de choc et transferts convectifs

Ondes de choc droites et obliques



2. Ondes de choc et transferts convectifs

Onde de choc droite



2. Ondes de choc et transferts convectifs

Equations de conservation de Rankine-Hugoniot

$$\dot{m} = \rho_1 v_1 A_1 = \rho_2 v_2 A_2 \implies \rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$$

$$\dot{m} v_2 - \dot{m} v_1 = p_1 A_1 - p_2 A_2 \implies p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2$$

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2} \implies e_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = e_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2}$$

$$h = h(p, \rho), \quad s = s(p, \rho)$$

$$\text{Gaz parfait} : h = c_p T \quad \text{Gaz réel } c_p = c_p(T)$$

2. Ondes de choc et transferts convectifs

Relations entre les conditions de chaque côté du choc

Equation de l'énergie

$$c_p T + \frac{v_1^2}{2} = c_p T + \frac{v_2^2}{2}$$

$$c_p T + \frac{v^2}{2} = c_p T \left(1 + \frac{v^2}{2c_p T} \right)$$

$$M = \frac{v}{a}, \quad a = \sqrt{\gamma r T}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad r = c_p - c_v, \quad \implies \frac{v^2}{2c_p T} = \frac{\gamma - 1}{2} M^2$$

$$T_1 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right) = T_2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2 \right)$$

Equation de l'impulsion

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2$$

$$p + \rho v^2 = p \left(1 + \frac{\rho v^2}{p} \right) = p (1 + \gamma M^2)$$

$$p_1 (1 + \gamma M_1^2) = p_2 (1 + \gamma M_2^2)$$

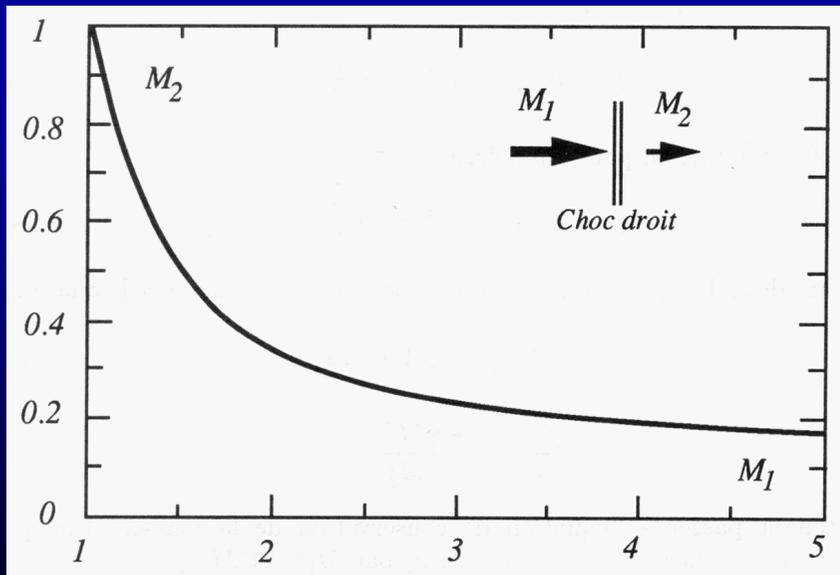
Equation de la masse

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \implies \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{M_1 a_1}{M_2 a_2}$$

2. Ondes de choc et transferts convectifs

Relations entre les conditions de chaque côté du choc

Nombres de Mach



$$a = \sqrt{\gamma r T}, \quad \rho = \frac{p}{r t}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{M_1 a_1}{M_2 a_2} \implies \frac{p_2}{p_1} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \implies \frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma M_2^2} = \frac{M_1}{M_2} \sqrt{\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}}$$

$$M_2^2 = \frac{M_1^2 + \frac{2}{\gamma-1}}{\frac{2\gamma M_1^2}{\gamma-1} - 1}$$

2. Ondes de choc et transferts convectifs

Onde de choc obliques

$$\frac{\rho_1 u_{n1}}{u_{t1}} = \frac{\rho_2 u_{n2}}{u_{t2}} \Rightarrow \tan(\beta - \theta) = \frac{\tan \beta}{\rho_2 / \rho_1}$$

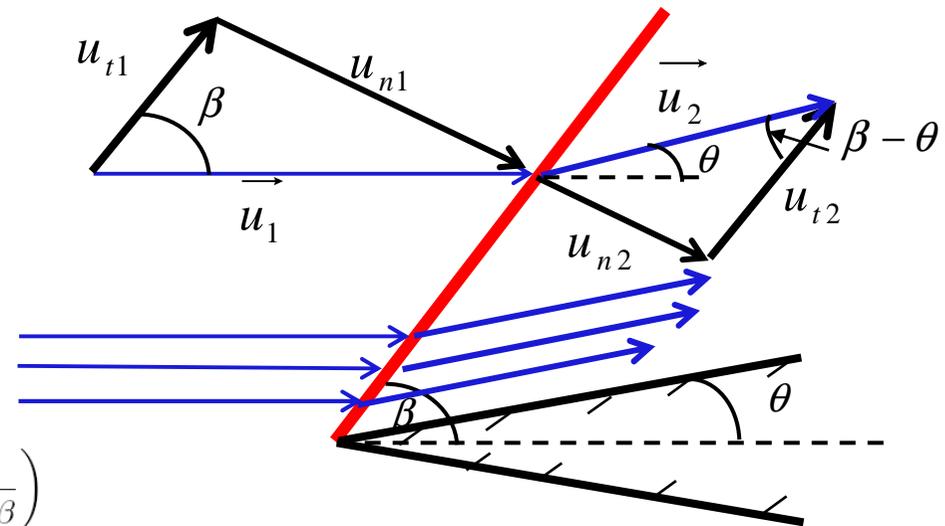
$$\frac{1}{\tan \theta} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \frac{M_1^2}{M_1^2 \sin^2 \beta - 1} \right) \tan \beta$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_{n1}}{u_{n2}} = \frac{(\gamma + 1) M_1^2 \sin^2 \beta}{(\gamma - 1) M_1^2 \sin^2 \beta + 2}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{2}{(\gamma + 1) M_1^2 \sin^2 \beta} \right)$$

$$M_2^2 \sin^2(\beta - \delta) = \frac{M_1^2 \sin^2 \beta + \frac{2}{\gamma - 1}}{\frac{2\gamma M_1^2 \sin^2 \beta}{\gamma - 1} - 1}$$

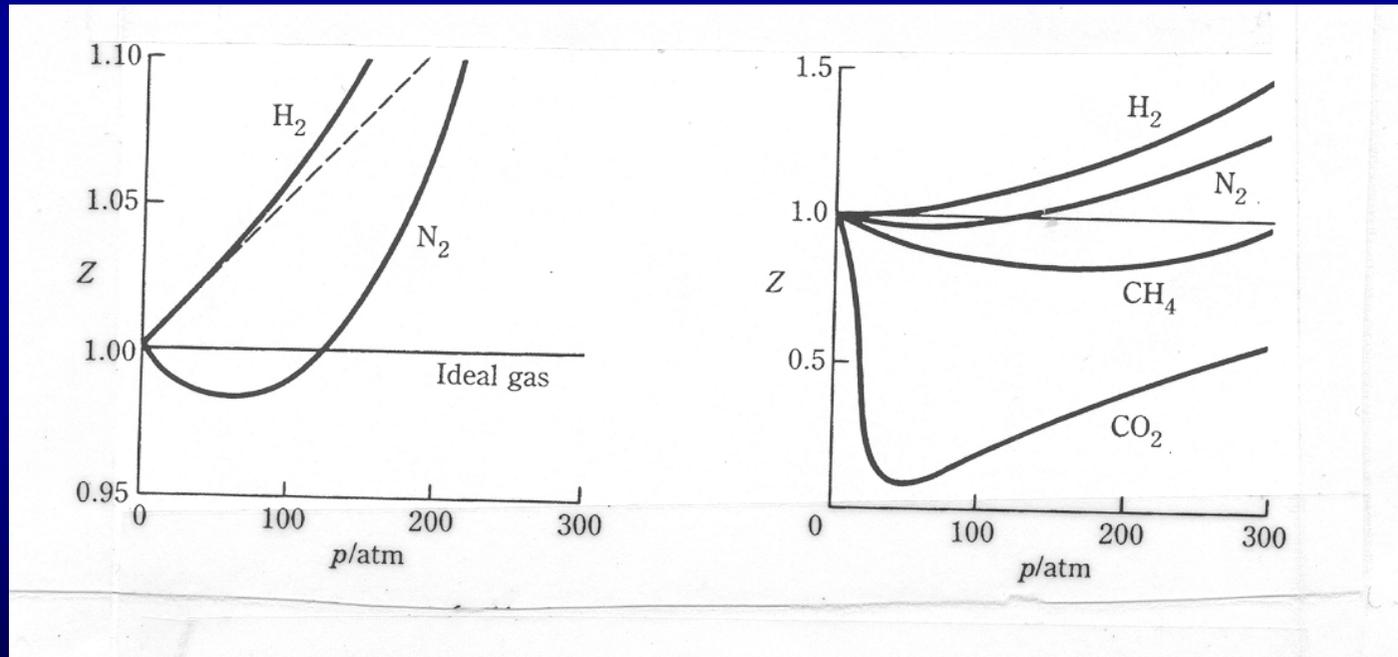


2. Ondes de choc et transferts convectifs

Gaz réels : étude de la compressibilité

Compressibilité

$$\beta = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right) \quad \text{Gaz parfait : } \beta = \left(\frac{1}{T} \right) \quad Z = \beta T$$



2. Ondes de choc et transferts convectifs

Gaz réels : influence de la vibration

Exc. électronique : contribution négligeable au-dessous de 8000 K (attention au atomes d'oxygène !)

Translation : toutes les particules, quelle que soit la température

Rotation : toutes les molécules, même à basses températures

Vibration : toutes les molécules mais à partir d'une haute température (dépend de la molécule)

$$\left. \begin{array}{l} c_v|_{el} = \textit{negligible} \\ c_v|_{tr} = \frac{3}{2}R \end{array} \right\} c_v = \frac{3}{2}R$$
$$\left. \begin{array}{l} c_v|_{rot} = \frac{2}{2}R \end{array} \right\} c_v = \frac{5}{2}R$$

$$c_v|_{vib} = \left[\frac{\theta_v / 2T}{\sinh(\theta_v / 2T)} \right]^2 R \quad \frac{c_v}{R} = \frac{5}{2} + \left[\frac{\theta_v / 2T}{\sinh(\theta_v / 2T)} \right]^2$$

2. Ondes de choc et transferts convectifs

Gaz réels : influence de la vibration

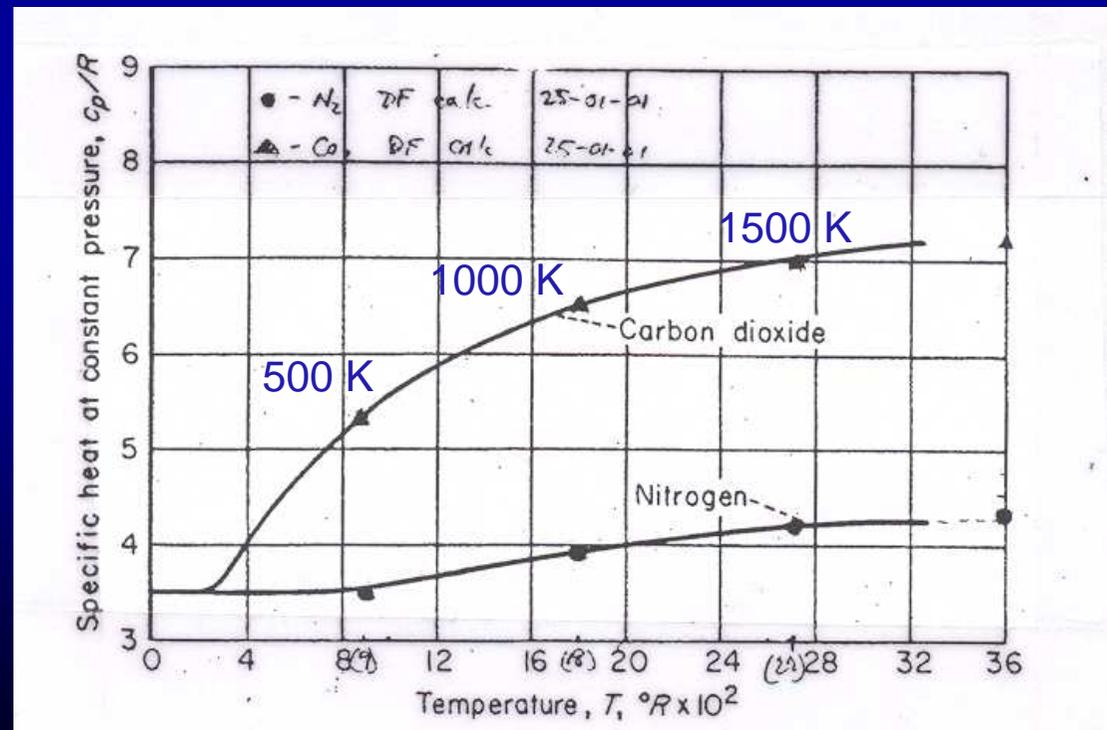
Comparaison entre une molécule diatomique (N_2) et polyatomique (CO_2)

Pour une molécule à n atomes, $m=3n-5$ modes linéaires, $m=3n-6$ modes non linéaires

$$c_v = \frac{5}{2} + \sum_{i=1}^m \left(\frac{\theta_{vi}/2T}{\sinh(\theta_{vi}/2T)} \right)^2$$

CO_2 possède 4 modes de vibration

CO_2 a la capacité de stocker beaucoup plus d'énergie vibrationnelle que N_2 .



2. Ondes de choc et transferts convectifs

Gaz réels : influence de la vibration

Substance	Θ_v °K	Θ_w °K
H ₂	87.5	5320
HD	65.8	5500
D ₂	43.8	4490
HCl	15.2	4330
HBr	12.2	3820
N ₂	2.89	3390
CO	2.78	3120
NO	2.45	2745
O ₂	2.08	2278
Cl ₂	0.351	814
Br ₂	0.116	465
I ₂	0.0537	309

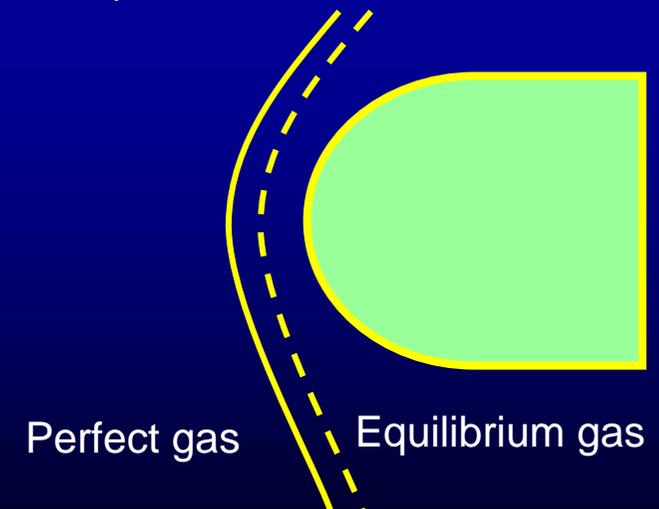
CO ₂	
Mode	Θ_v (K)
1	1343
2	667
3	667
4	2349

Le stockage vibrationnel sera complètement différent lors d'une entrée atmosphérique sur Mars ou Vénus (CO₂) , sur Terre ou Titan (N₂), sur Jupiter (H₂)

2. Ondes de choc et transferts convectifs

Gaz réels : influence de la vibration

- Air : effet de gaz réels pour $M > 2,5$
- $E_{\text{vib}} \nearrow \Rightarrow T_k \searrow$ (la vibration prend de l'énergie à la translation) \Rightarrow densité \nearrow
- distance d'accrochage du choc \searrow (conservation du débit)
- mêmes effets dus à la physico-chimie :
 - dissociation de l'oxygène (Terre)
 - dissociation du dioxyde de carbone (Mars, Vénus)
 - dissociation du méthane (Titan)
 - dissociation de l'hydrogène (Jupiter)

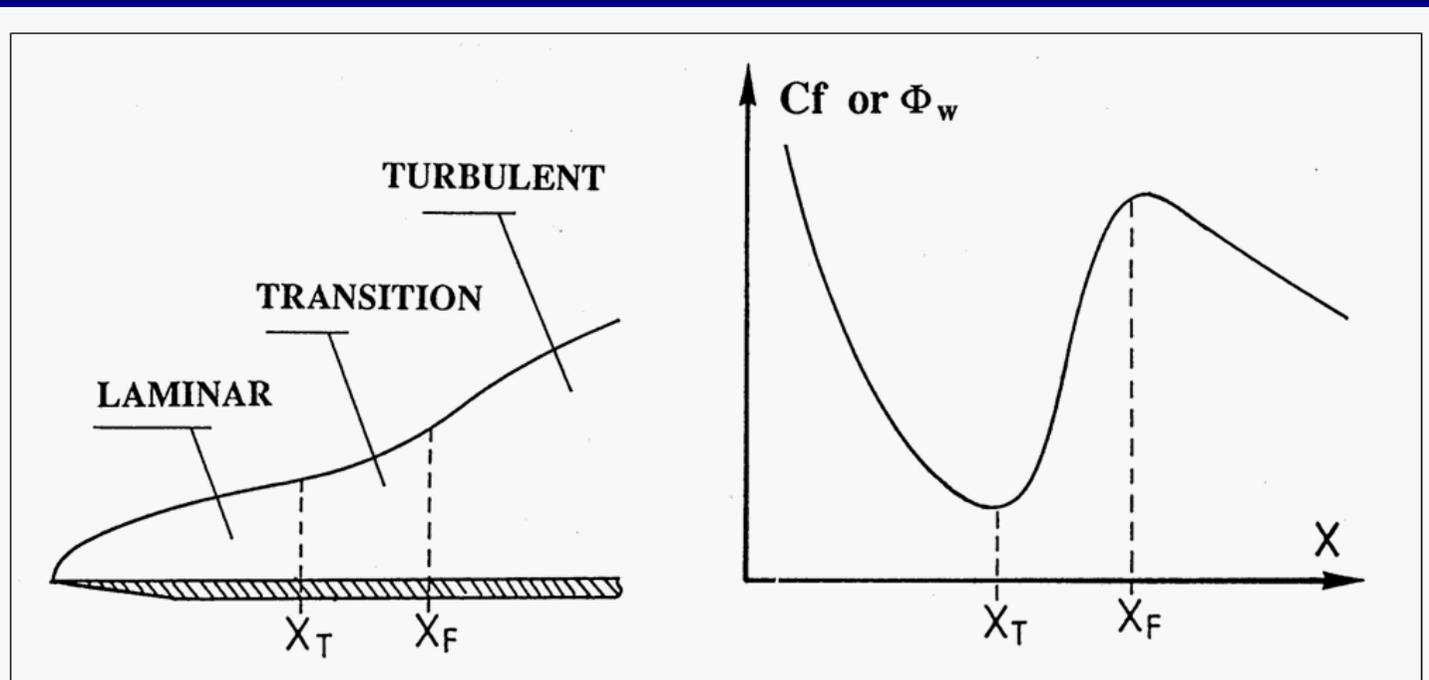


2. Ondes de choc et transferts convectifs

Régime d'écoulement et transfert convectif

Le transfert est très important dans la zone de transition

→ maîtrise du passage à la turbulence indispensable



• C_F = skin friction coefficient

Φ_w = heat flux to wall

Etude de la physico-chimie hors d'équilibre dans les plasmas d'entrée atmosphérique

1. Problématique de l'entrée atmosphérique
2. Ondes de choc et transferts convectifs
3. Le plasma hors d'équilibre
4. Rayonnement et cinétique chimique
5. La couche limite : interactions plasma-matériau
6. Etudes en laboratoire

3. Le plasma hors d'équilibre

Déséquilibre chimique

$\tau_{\text{aéro}}$: temps mis par une particule pour traverser la couche de choc

- $\tau_{\text{aéro}} \searrow$ quand $V \nearrow$ ($M \nearrow$) mais quand $V \nearrow$, $p \nearrow$ (plus de collisions \Rightarrow équilibre)
- les entrées à très hautes vitesses se font à l'équilibre

- $\tau_{\text{aéro}} \ll \tau_{\text{chim}}$: écoulement "figé", collisions insuffisantes, pas de changement de composition
- $\tau_{\text{aéro}} \approx \tau_{\text{chim}}$: l'équilibre n'est jamais atteint, système hors d'équilibre
- $\tau_{\text{aéro}} \gg \tau_{\text{chim}}$: collisions nombreuses, système toujours à l'équilibre local.

3. Le plasma hors d'équilibre

Déséquilibre thermique

Modes de stockage de l'énergie

- Translation (électrons et particules lourdes) : τ_k petit (5 collisions) - $\tau_k \neq \tau_{aéro}$ - $T_k \neq T_e$
 - ordre de grandeur de T_k derrière l'onde choc : $10000 \text{ K} \Leftrightarrow 1 \text{ eV}$
- Rotation : τ_{rot} petit (10 collisions), $\tau_{rot} \approx \tau_k \rightarrow T_{rot} = T_k$
 - ordre de grandeur de l'énergie rotationnelle : $qq \text{ cm}^{-1} \Leftrightarrow 10^{-4} \text{ eV}$
- Vibration : $\tau_{vib} \gg \tau_k$
 - ordre de grandeur de l'énergie vibrationnelle : $qq \text{ } 1000 \text{ cm}^{-1} \Leftrightarrow 0,1 \text{ eV}$
- Excitation électronique : $\tau_{exc} \gg \tau_k$
 - ordre de grandeur de l'énergie d'excitation électronique : $qq \text{ eV}$

- $\tau_{aéro} \ll \tau_{vib}, \tau_{exc}$: écoulement "figé", collisions insuffisantes, excitation figée
- $\tau_{aéro} \approx \tau_{vib}, \tau_{exc}$: déséquilibre entre les modes, éventuellement T_{vib}, T_{exc}
- $\tau_{aéro} \gg \tau_{vib}, \tau_{exc}$: équilibre, $T_{vib} = T_{exc} = T_{rot} = T_k$

3. Le plasma hors d'équilibre

Modélisation du gaz

Quatre descriptions du gaz dans la couche de choc

- Gaz parfait
 - valable pour des nombres de Mach faibles
 - problèmes aérodynamiques d'Apollo et de Columbia
- Gaz réel à l'équilibre
 - valable pour les entrées très rapides (Galileo)
 - non valable derrière l'onde de choc mais possiblement en s'approchant de la paroi
 - minimisation de l'enthalpie libre de Gibbs, calcul des fonctions de partition
- Gaz réel hors d'équilibre
 - situation derrière l'onde de choc
 - chimie hors équilibre : concentrations différentes de l'équilibre
 - populations des niveaux d'énergie hors d'équilibre : rayonnement
 - rayonnement : importance limitée sur Terre ($V < 11 \text{ km/s}$), essentiel sur Mars, Vénus, Titan
- Gaz figé
 - forte vitesse, faible pression : détente, situation sur l'arrière-corps

3. Le plasma hors d'équilibre

Modélisation du gaz

Quatre descriptions du gaz dans la couche de choc

- Gaz parfait

- valable pour des nombres de Mach faibles
- problème aérodynamique d'Apollo et de Columbia

- Gaz réel à l'équilibre

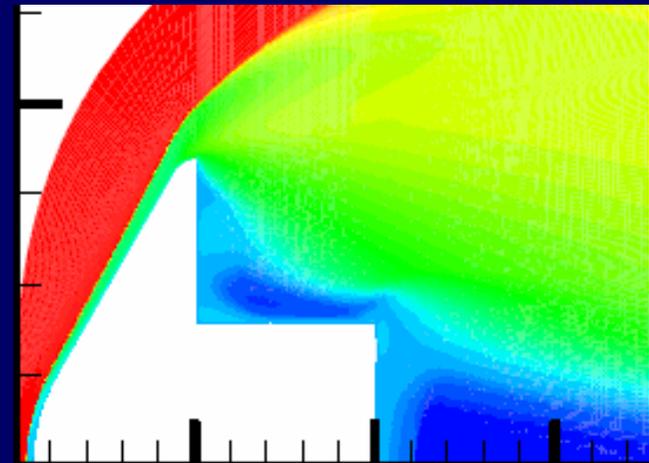
- valable pour les entrées très rapides (Galileo)
- non valable derrière l'onde de choc mais possiblement en s'approchant de la paroi
- minimisation de l'enthalpie libre de Gibbs, calcul des fonctions de partition

- Gaz réel hors d'équilibre

- situation derrière l'onde de choc
- chimie hors équilibre : concentrations différentes de l'équilibre
- populations des niveaux d'énergie hors d'équilibre : rayonnement
- rayonnement : importance limitée sur Terre ($V < 11 \text{ km/s}$), essentiel sur Mars, Vénus, Titan

- Gaz figé

- forte vitesse, faible pression : détente, situation sur l'arrière-corps



3. Le plasma hors d'équilibre

Equations de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \text{div}[\rho_s(\vec{V} + \vec{V}_s)] = \omega_s$$

Terme de production (milieu réactif)

Terme de diffusion (plusieurs espèces)

Densité de flux de diffusion

$$\vec{J}_s = \rho_s \vec{V}_s$$

Loi de Fick

$$\vec{J}_s = \rho D_{s,mel} \overrightarrow{\text{grad}}(Y_s)$$

Fraction massique de l'espèce s

Coefficient de diffusion

3. Le plasma hors d'équilibre

Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial(\rho \vec{V})}{\partial t} + \text{div}[\rho \vec{V} \vec{V} - \bar{\bar{\sigma}}] = 0$$

Tenseur des contraintes

$$\bar{\bar{\sigma}} = -P \bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}$$

Tenseur des contraintes visqueuses

$$\bar{\bar{\tau}} = \lambda \text{div}[\vec{V}] \bar{\bar{I}} + \mu \mathfrak{D}(\vec{V})$$

$$\mathfrak{D}(\vec{V}) = \overrightarrow{\text{grad}} \vec{V} + (\overrightarrow{\text{grad}} \vec{V})^t$$

3. Le plasma hors d'équilibre

Equation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \text{div}[\rho e \vec{V} - \vec{\sigma} \vec{V} + \vec{q}] = 0$$

$$\rho e = \sum_{s=1}^{ns} \rho_s C_{vtr,s} T + \sum_i \rho_i e_{V_i}(T_{V_i}) + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) + \sum_{s=1}^{ns} \rho_s h_s$$

Energie de translation-rotation

Energie de vibration

Energie cinétique

Enthalpie de formation des espèces

$$\begin{aligned} C_{vtr,s} &= C_{vtrans,s} + C_{vrot,s} \\ &= \frac{3}{2} \frac{\mathcal{R}}{M_s} + \left(\frac{\mathcal{R}}{M_s} \right)^* \end{aligned}$$

$$\vec{q} = \vec{q}_T + \vec{q}_{T_V} + \vec{q}_c + \vec{q}_r$$

Equation d'évolution de l'énergie de vibration

$$\frac{\partial(\rho_i e_{V_i})}{\partial t} + \text{div}[\rho_i e_{V_i} (\vec{V} + \vec{V}_i) + \vec{q}_{T_{V_i}}] = \omega_{V_i}$$

3. Le plasma hors d'équilibre

Coefficients de transports : viscosité

- Relation d'interpolation de Blottner ($T < 10000$ K)

$$\mu_s = 0.1 \exp [(A_s \ln(T) + B_s) \ln(T) + C_s]$$

- Théorie cinétique : intégrales de collisions

➤ Lois de mélange

o Wilke ($T < 7000$ K)

$$\mu = \sum_{s=1}^{ns} \frac{X_s \mu_s}{\phi_s}$$

$$\phi_s = \sum_{r=1}^m X_r \left[1 + \sqrt{\frac{\mu_s}{\mu_r}} \left(\frac{M_r}{M_s} \right)^{1/4} \right]^2 \left[\sqrt{8 \left(1 + \frac{M_s}{M_r} \right)} \right]^{-1}$$

o Armaly-Sutton (milieux ionisés)

$$\mu = \sum_{\alpha=1}^{ns} \frac{\mu_{\alpha}}{1 + \sum_{\substack{\gamma=1 \\ \gamma \neq \alpha}}^{ns} \frac{X_{\gamma}}{X_{\alpha}} \Phi_{\alpha\gamma} \frac{M_{\alpha}}{M_{\alpha} + M_{\gamma}} \left(\frac{5}{3A_{\alpha\gamma}} + \frac{M_{\gamma}}{M_{\alpha}} \right)}$$

$$\Phi_{\alpha\gamma} = \sqrt{\frac{M_{\gamma}}{8(M_{\alpha} + M_{\gamma})}} \left(F_{\alpha\gamma} + \sqrt{\frac{\mu_{\alpha} M_{\gamma}^{1/2}}{\mu_{\gamma} M_{\alpha}^{1/2}}} B_{\alpha\gamma} \right)^2$$

o Gupta-Yos

3. Le plasma hors d'équilibre

Coefficients de transports : conductivité thermique

- Translation-rotation

- Relation d'Eucken

$$k_{tr_s} = \mu_s \left(\frac{5}{2} C_{v_{trans,s}} + C_{v_{rot,s}} \right)$$

- Vibration

$$\begin{aligned} \overrightarrow{q_{T_{V_i}}} &= -k_{V_i} \overrightarrow{\text{grad}(T_{V_i})} \\ &= \frac{k_{V_i}}{C_{V_i}} \overrightarrow{\text{grad}(e_{V_i})} \end{aligned}$$

$$k_{V_i} = \rho_i D_{int} C_{V_i}$$

D est indépendant de la nature des espèces

$$\overrightarrow{q_{T_{V_i}}} = -\rho_i D \overrightarrow{\text{grad}(e_{V_i})}$$

3. Le plasma hors d'équilibre

Coefficients de transports : diffusivité

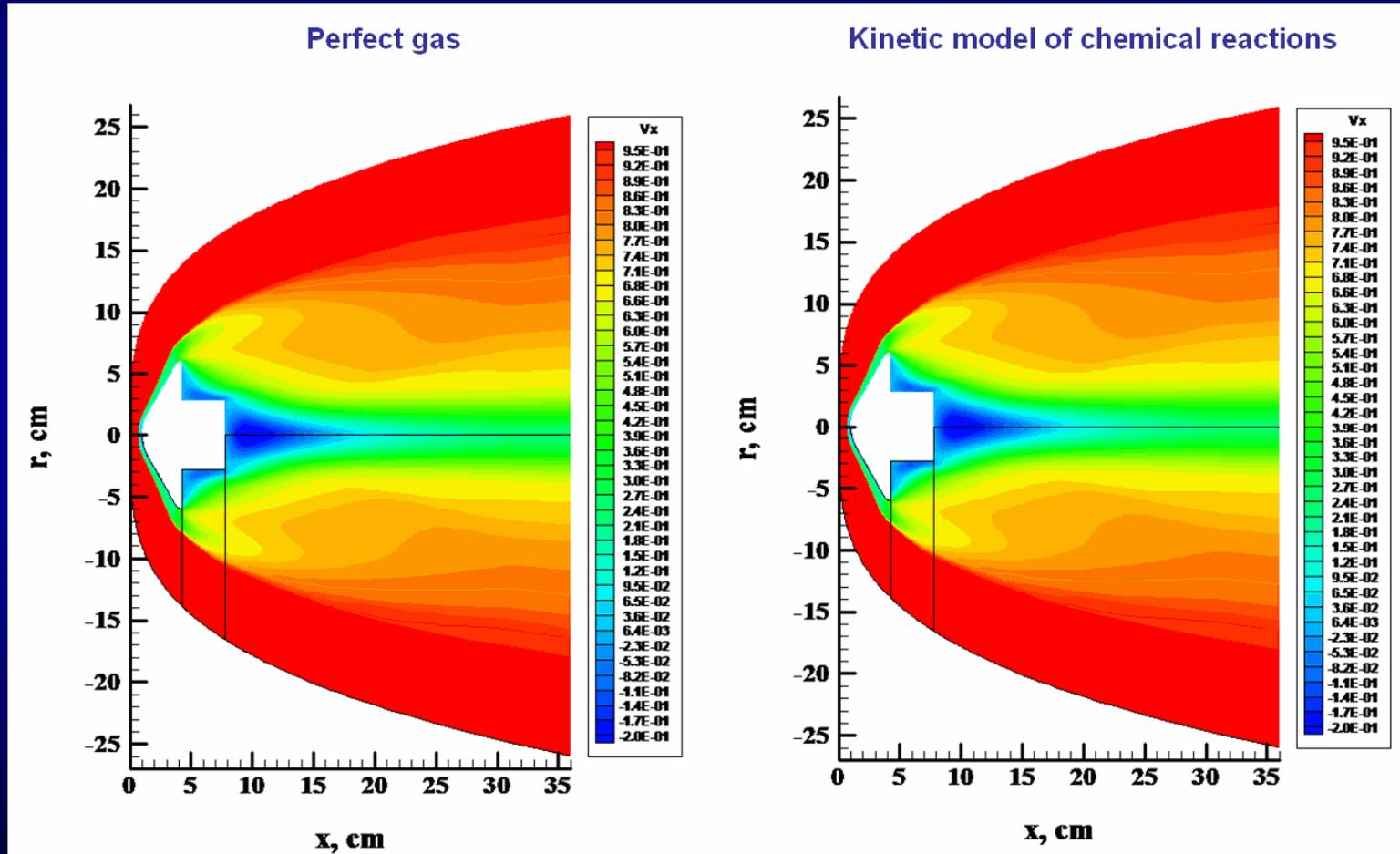
- Corrélations basées sur les nombres de Schmidt et de Lewis

$$Sc = \frac{\nu}{D}$$

$$Le = \frac{\alpha}{D} = \frac{Sc}{Pr}$$

3. Le plasma hors d'équilibre

Simulations numériques

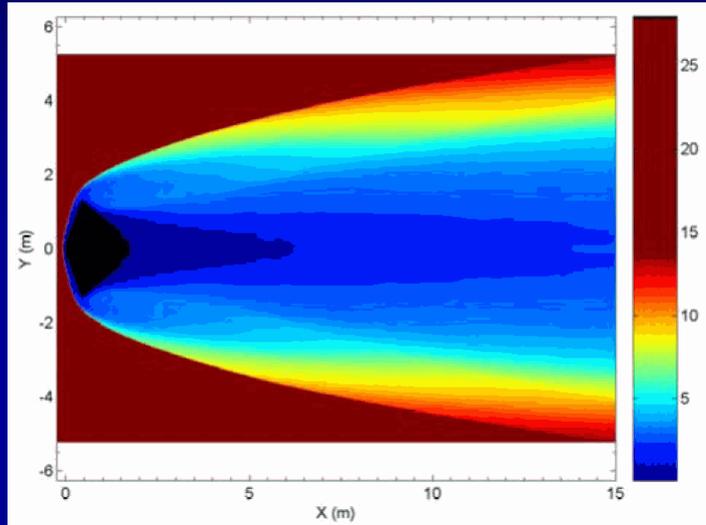


Recirculations

3. Le plasma hors d'équilibre

Simulations numériques

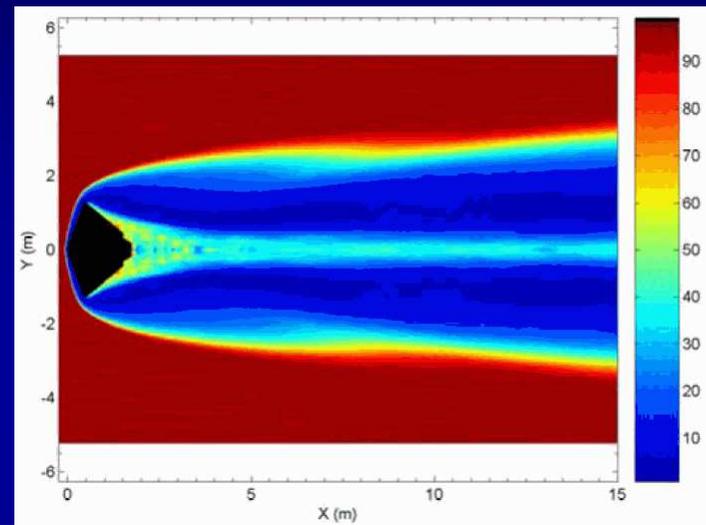
Mission Phoenix (Mars) : 25 mai 2008, $V=5,28$ km/s, $h=44,2$ km



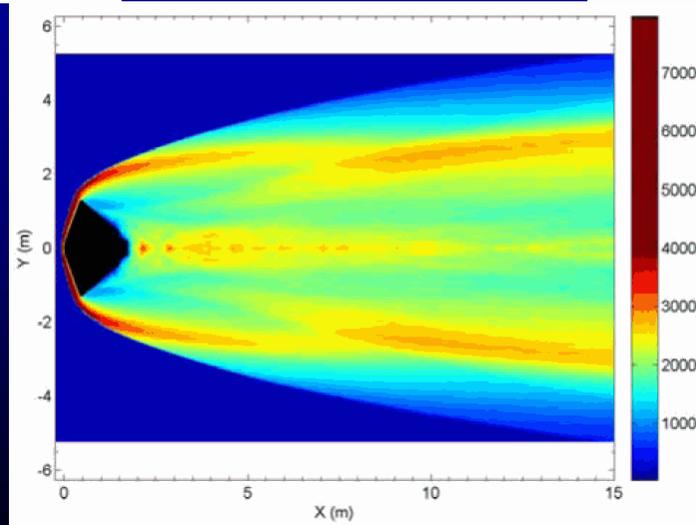
Nombre de Mach



Température



CO₂



Etude de la physico-chimie hors d'équilibre dans les plasmas d'entrée atmosphérique

1. Problématique de l'entrée atmosphérique
2. Ondes de choc et transferts convectifs
3. Le plasma hors d'équilibre
4. Rayonnement et cinétique chimique
5. La couche limite : interactions plasma-matériau
6. Etudes en laboratoire

4. Rayonnement et cinétique chimique

Modèle de prédiction des densités

- Schémas cinétique

- formulation d'Arrhénius
- calcul des constantes d'équilibres
- calcul des taux directs et inverses

- Modèle 1T (équilibre thermique)

- Modèle 2T ($T_v=T_{exc}$, $T_{rot}=T_k$)

- Modèles multitempératures (T_{vn} , T_{exc} , $T_{rot}=T_k$)

- Modèles collisionnels-radiatifs (1 niveau d'énergie = 1 espèce)

- électroniquement spécifique : T_{exc} n'existe pas
- vibrationnel spécifique : T_{vib} n'existe pas

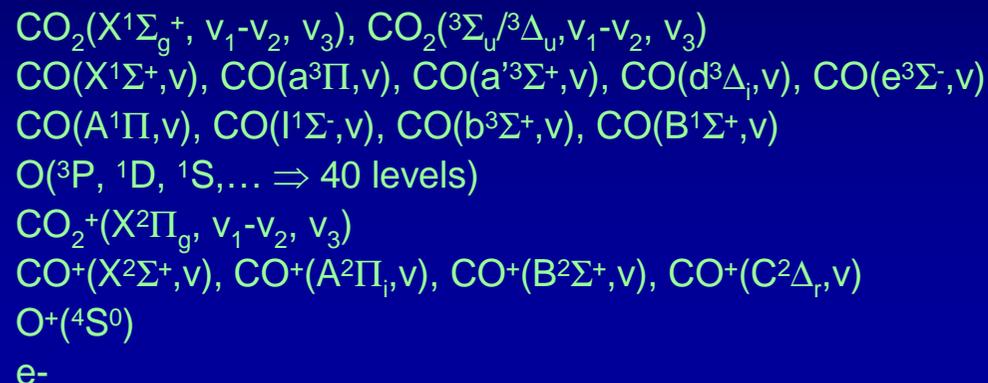
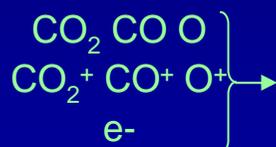
Chimie et
rayonnement sont
découplés

4. Rayonnement et cinétique chimique

Exemples de modèles collisionnels électroniquement spécifiques

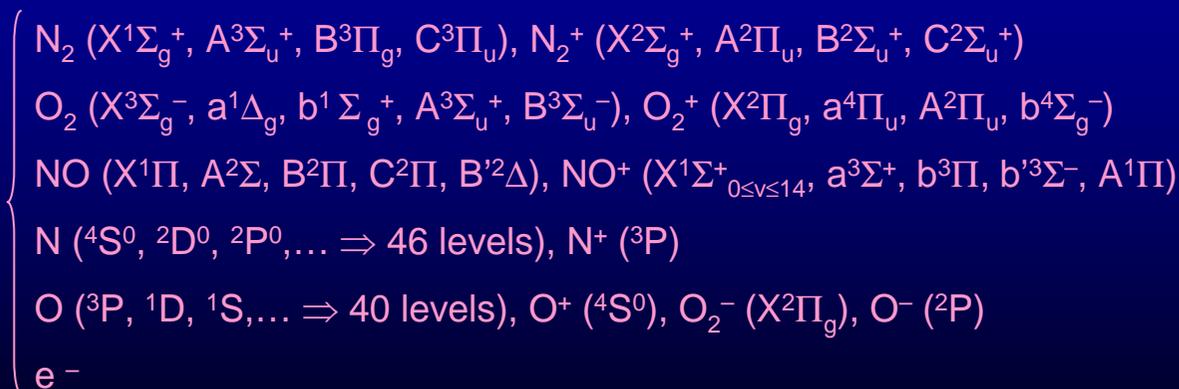
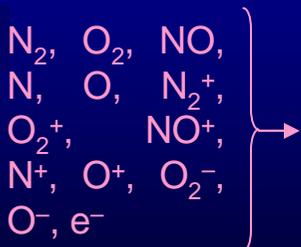
• CO₂

7 Species
1300 levels



• Air

13 Species
131 levels



Arnaud Bultel

4. Rayonnement et cinétique chimique

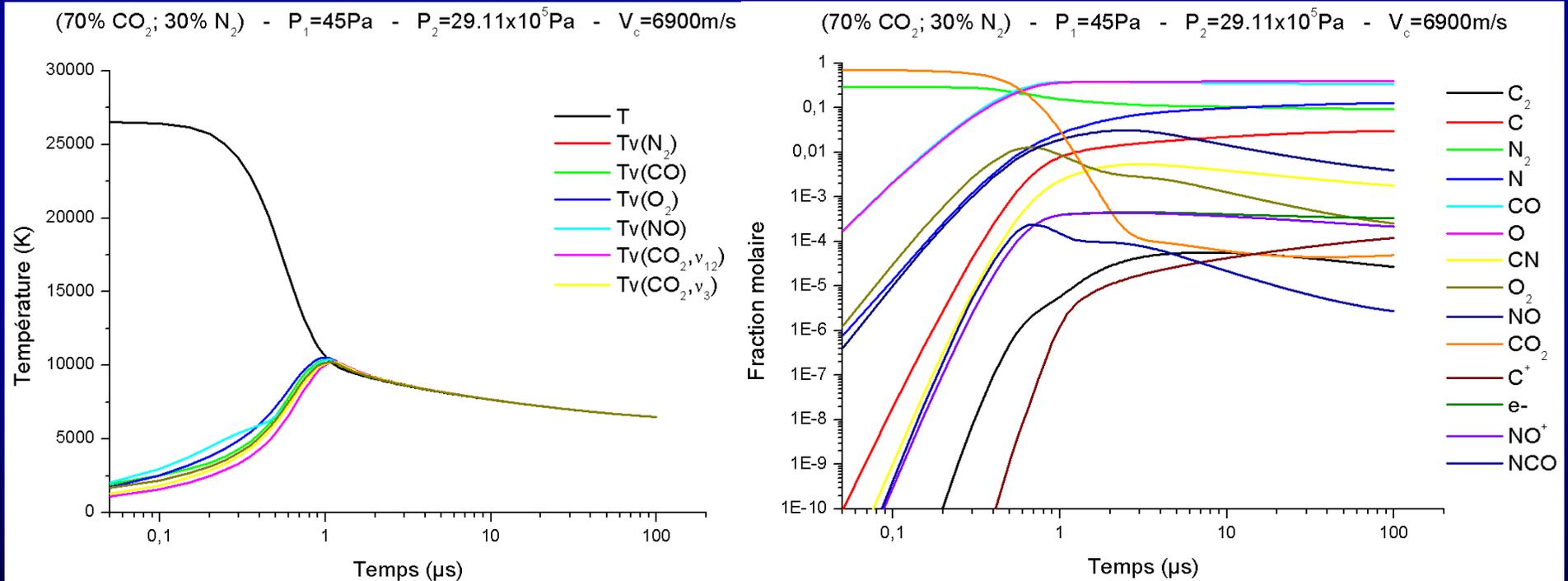
Echanges énergétiques dans un plasma hors d'équilibre

- Chimie : réactions endo- et exothermiques
- Relaxation vibrationnelle
 - Echanges vibration – translation (VT)
 - Echanges vibration – vibration (VV)
 - Echanges vibrationnels intramoléculaires (CO₂)
- Couplage dissociation-vibration
 - Influence de la vibration sur la dissociation (CVD)
 - Influence de la dissociation sur la vibration (CVDV)
- Couplage recombinaison-vibration
 - Influence de la vibration sur la recombinaison (CVR)
 - Influence de la recombinaison sur la vibration (CVRV)
- Relaxation électronique (excitation électronique + translation des électrons)
 - Echanges électronique – translation (ET)
 - Echanges électronique – vibration (EV)

4. Rayonnement et cinétique chimique

Evolution temporelle des densités et températures

Onde de choc de forte intensité dans CO₂/N₂

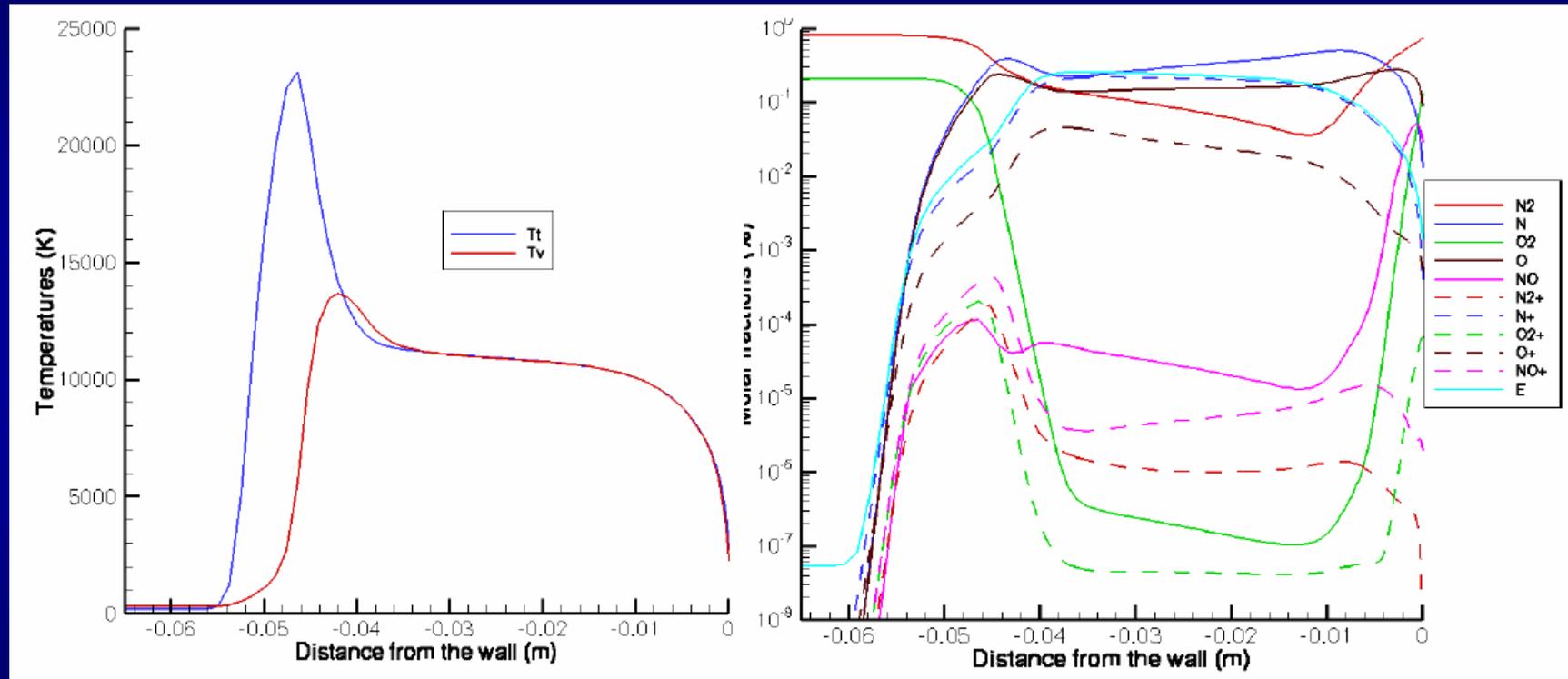


Cathy Rond

4. Rayonnement et cinétique chimique

Evolution spatiale des densités et températures

Profil de couche de choc dans N_2/O_2

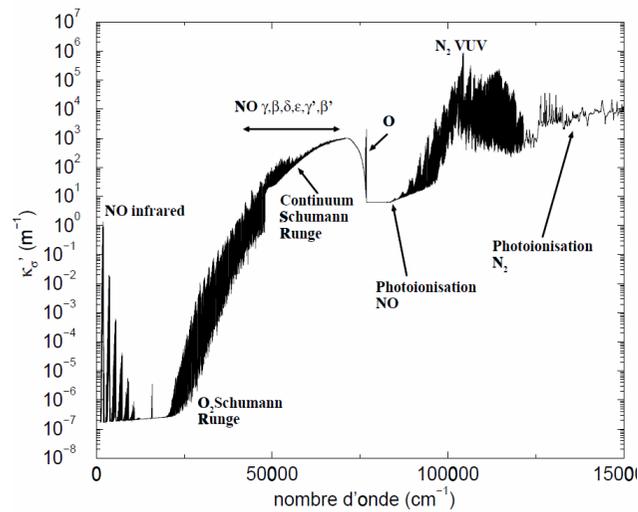


Non-équilibre – Quasi-stationnaire – Couche limite

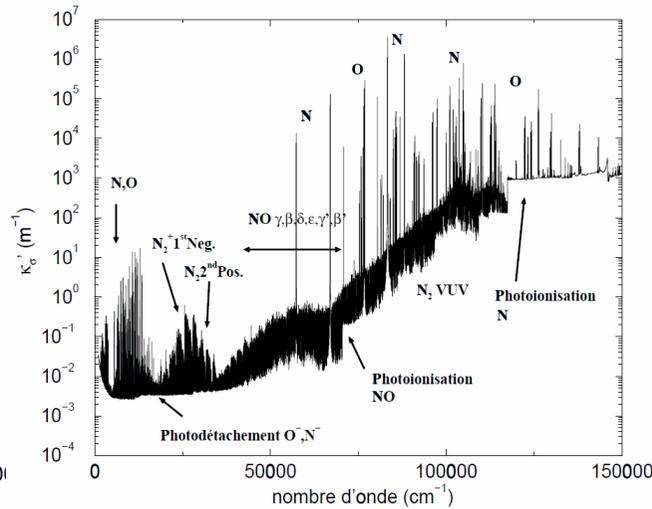
4. Rayonnement et cinétique chimique

Transferts radiatifs dans un plasma d'air

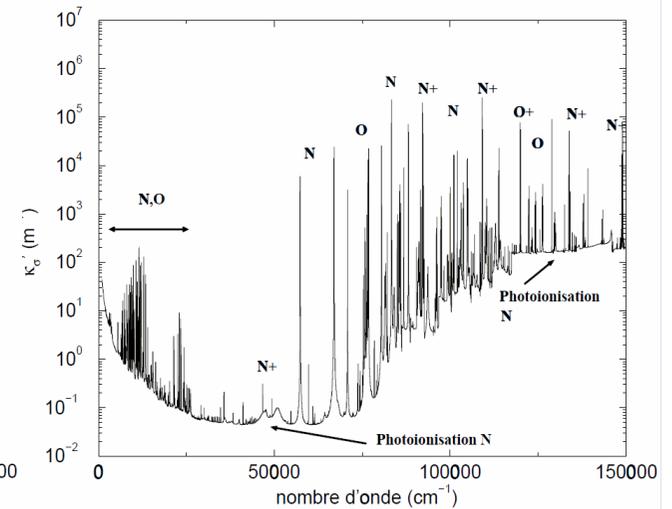
Coefficient d'absorption dans l'air à l'équilibre en fonction du nombre d'onde



2000 K



8000 K



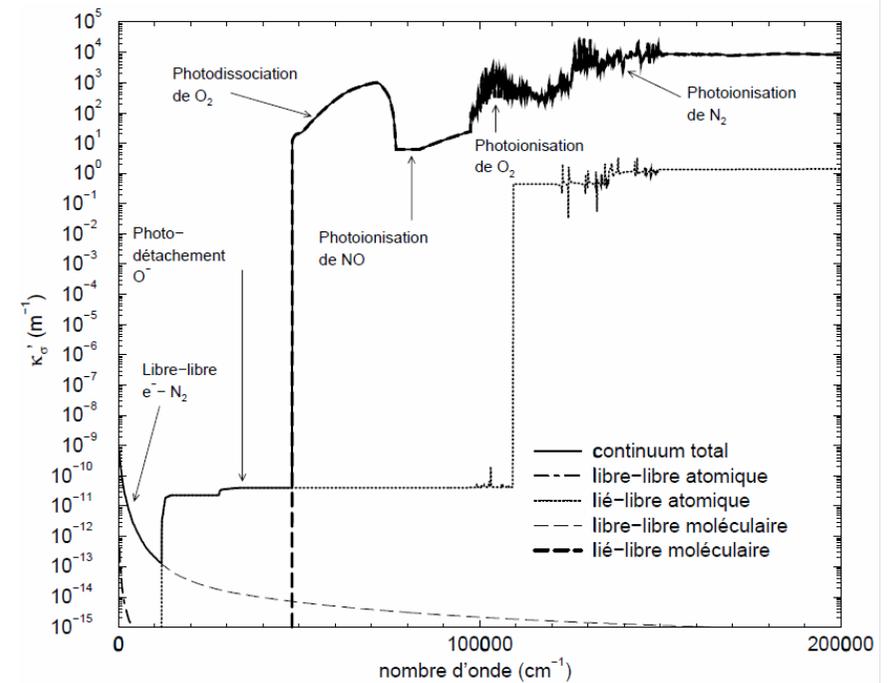
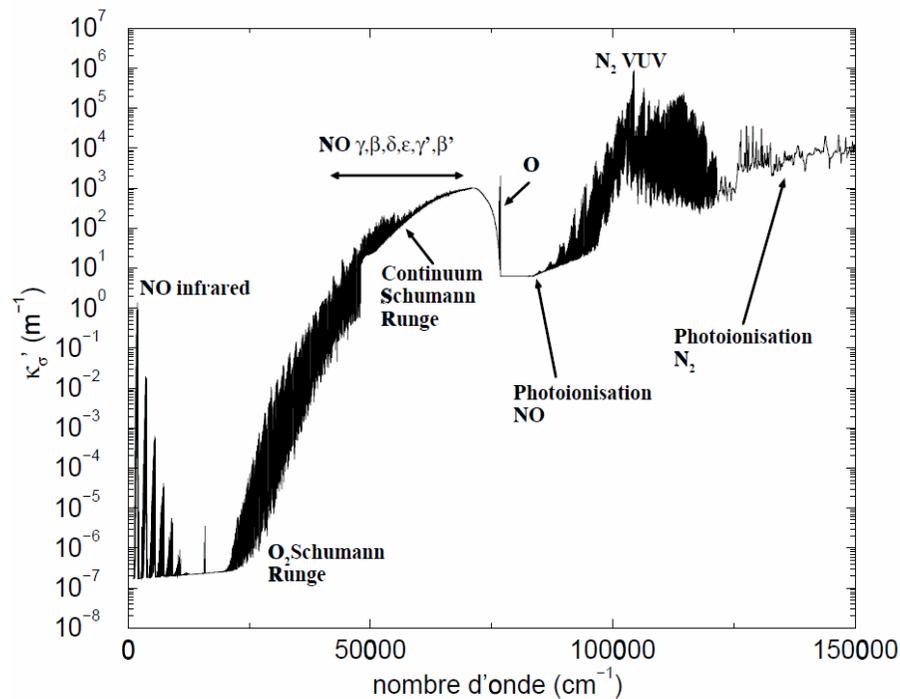
15000 K

Thèse de Sophie Chauveau

4. Rayonnement et cinétique chimique

Transferts radiatifs dans un plasma d'air

Contribution des processus continus (libre-lié, libre-libre) à 2000 K

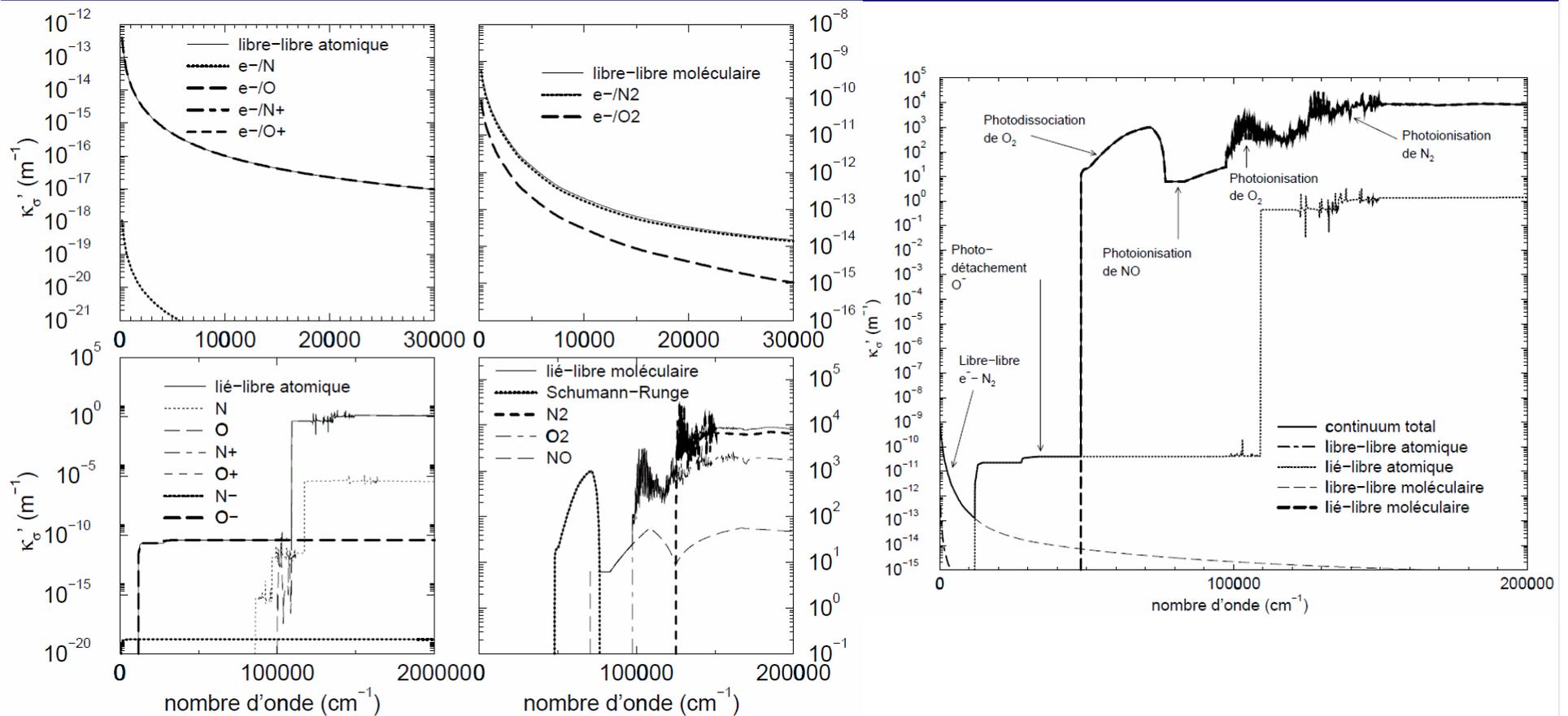


Thèse de Sophie Chauveau

4. Rayonnement et cinétique chimique

Transferts radiatifs dans un plasma d'air

Contribution des processus continus (libre-lié, libre-libre) à 2000 K

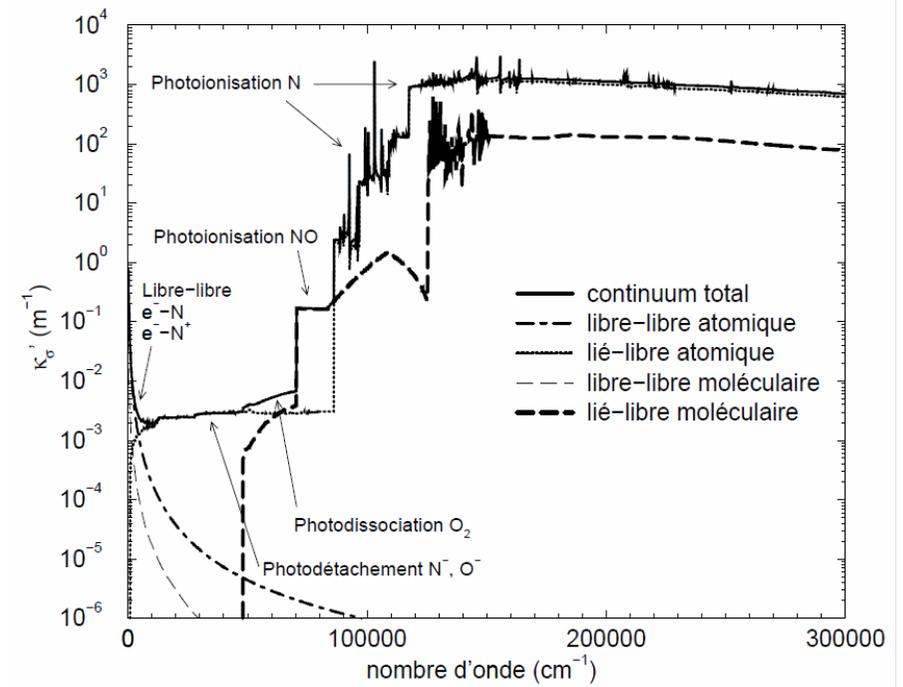
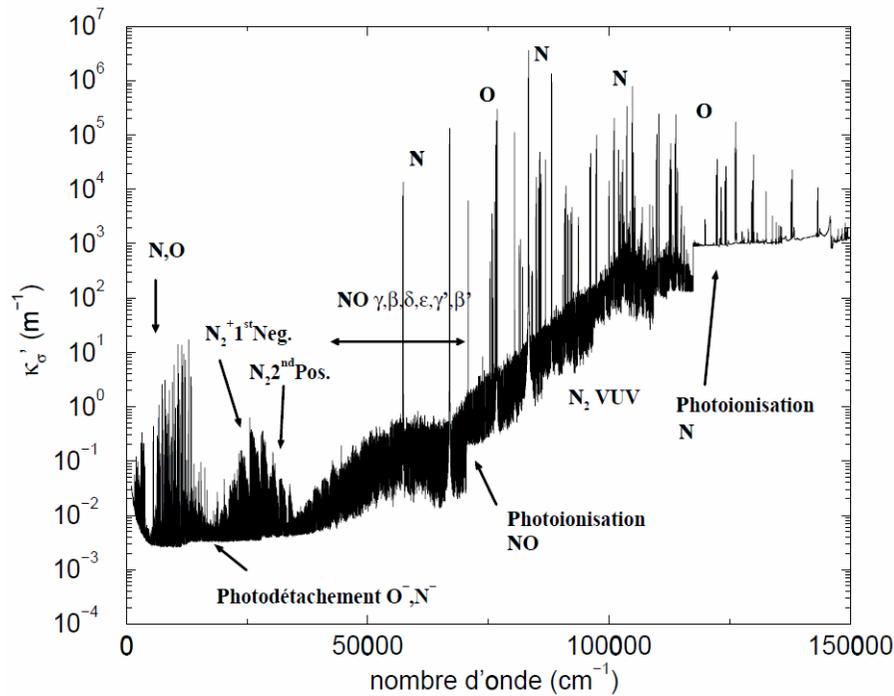


Thèse de Sophie Chauveau

4. Rayonnement et cinétique chimique

Transferts radiatifs dans un plasma d'air

Contribution des processus continus (libre-lié, libre-libre) à 8000 K

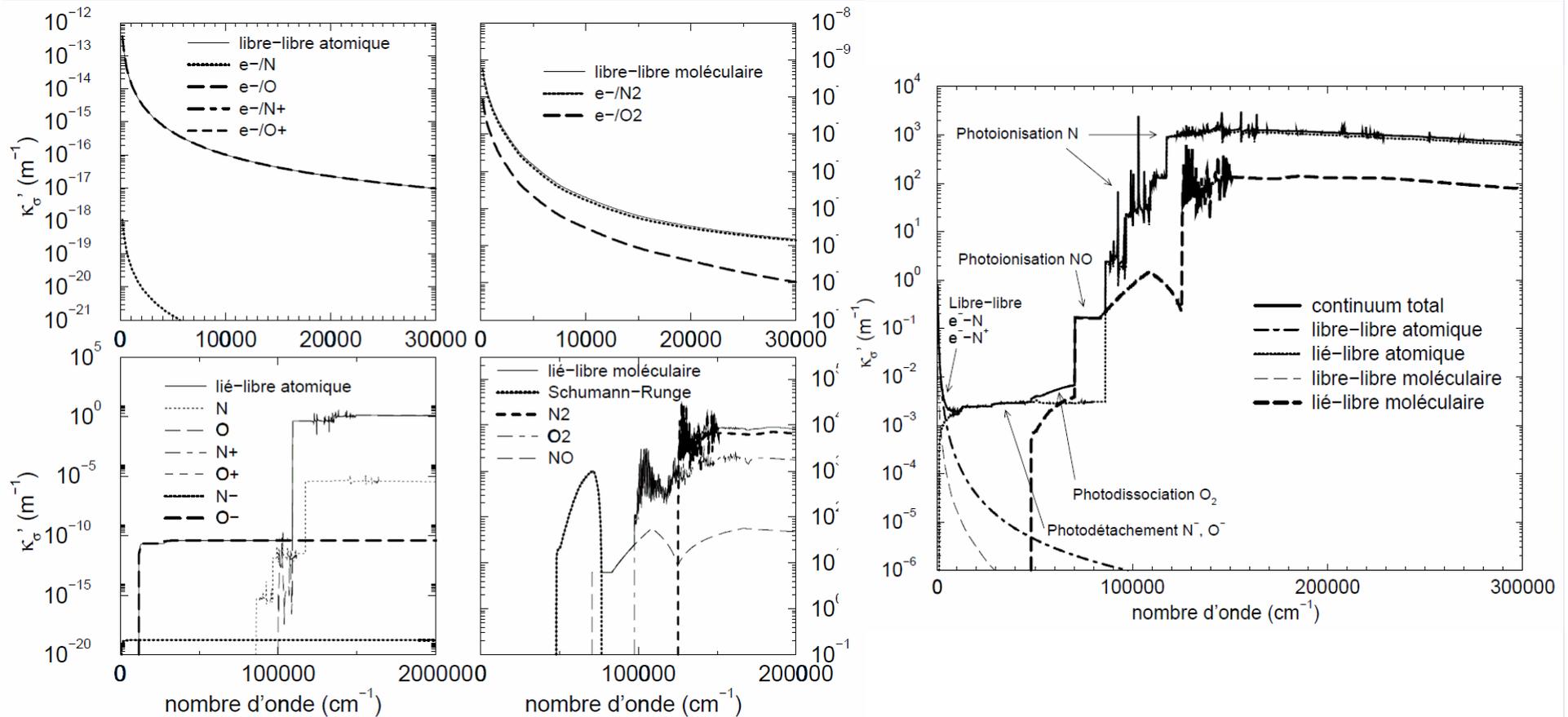


Thèse de Sophie Chauveau

4. Rayonnement et cinétique chimique

Transferts radiatifs dans un plasma d'air

Contribution des processus continus (libre-lié, libre-libre) à 8000 K

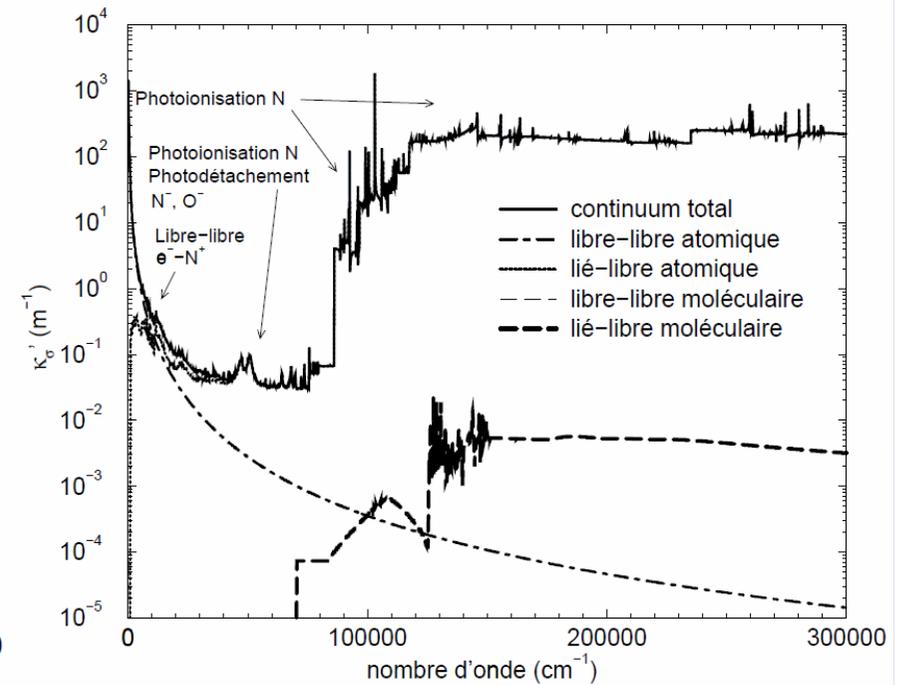
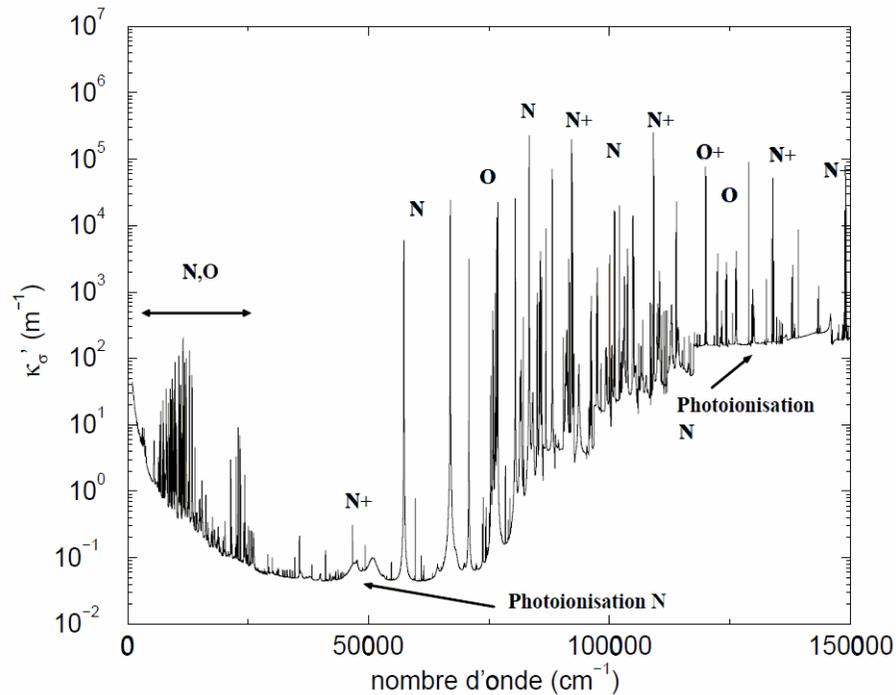


Thèse de Sophie Chauveau

4. Rayonnement et cinétique chimique

Transferts radiatifs dans un plasma d'air

Contribution des processus continus (libre-lié, libre-libre) à 15000 K

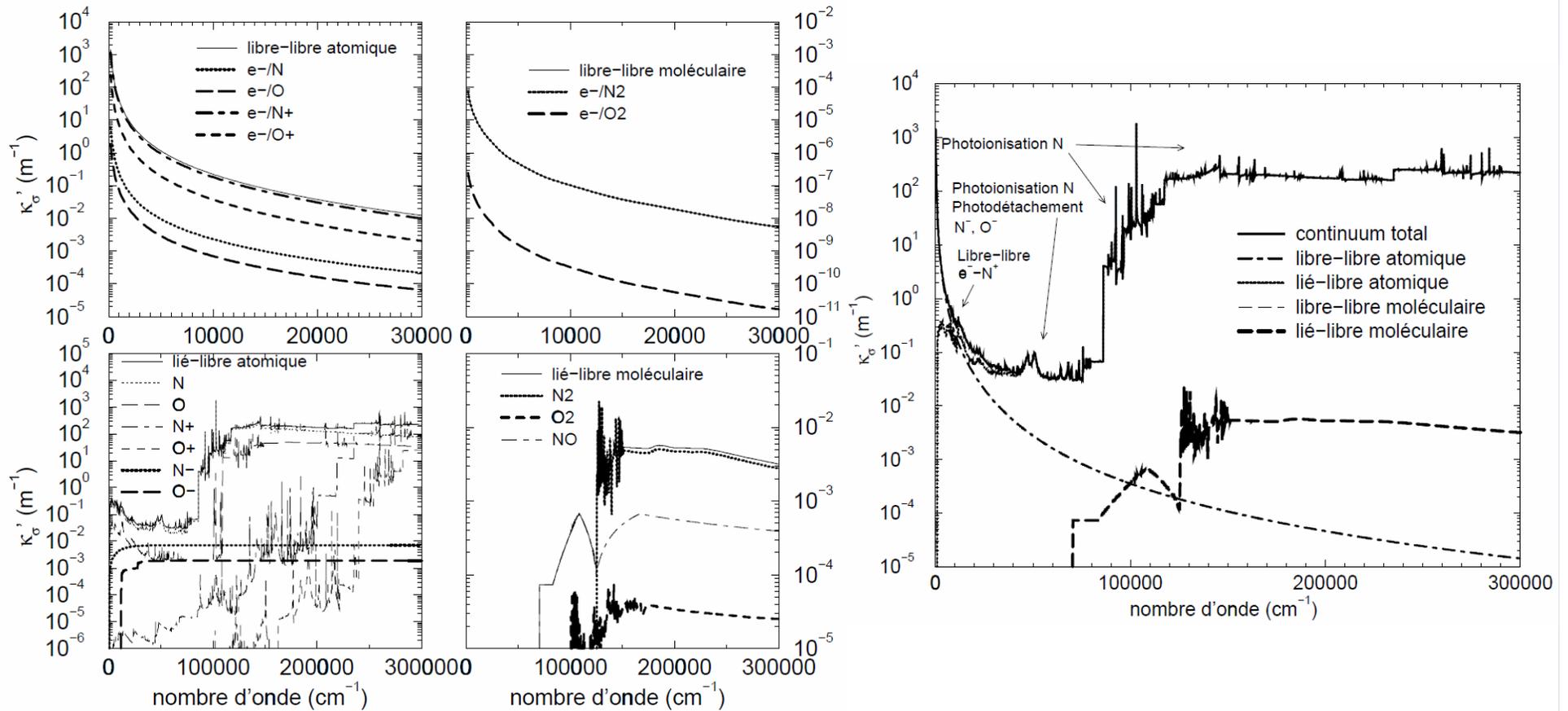


Thèse de Sophie Chauveau

4. Rayonnement et cinétique chimique

Transferts radiatifs dans un plasma d'air

Contribution des processus continus (libre-lié, libre-libre) à 15000 K

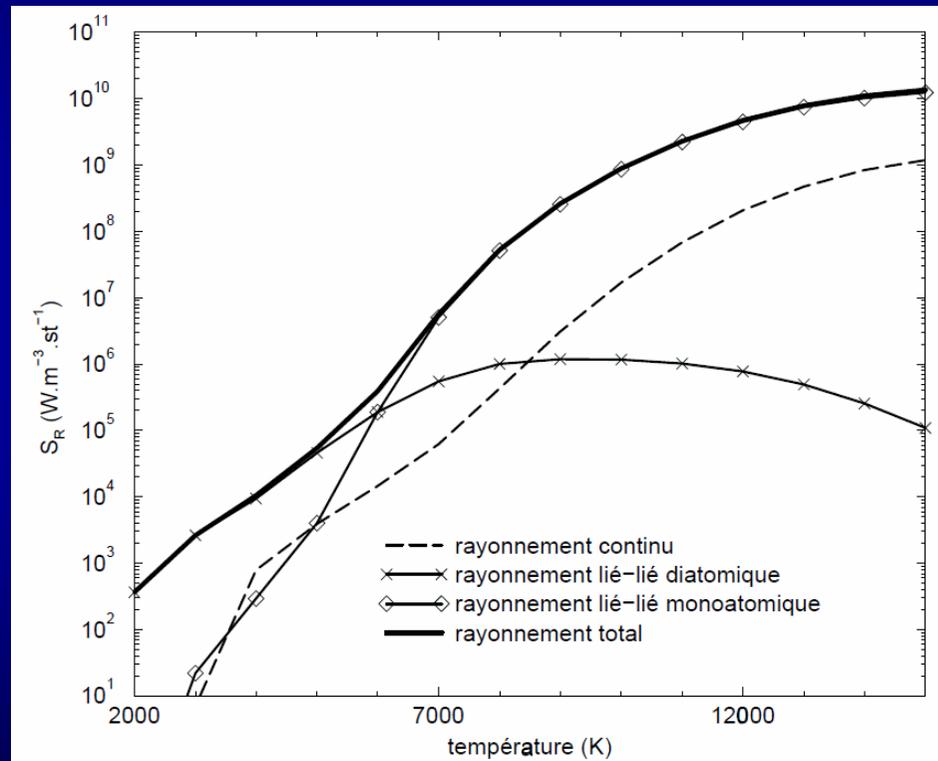
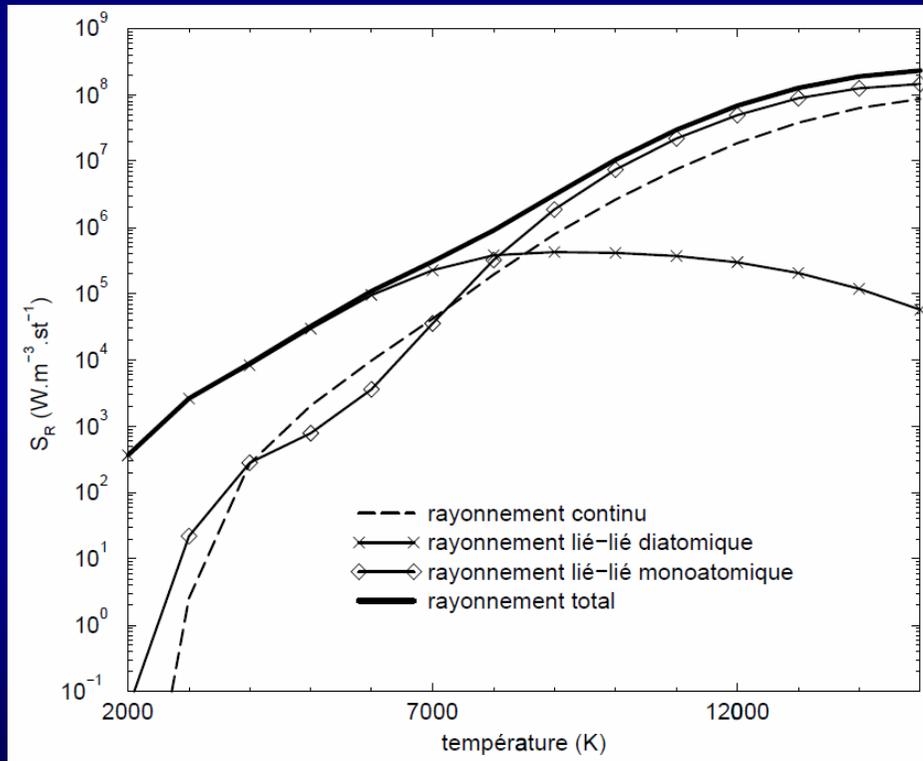


Thèse de Sophie Chauveau

4. Rayonnement et cinétique chimique

Transferts radiatifs dans un plasma d'air

Contribution des processus continus (libre-lié, libre-libre) à l'émission du plasma

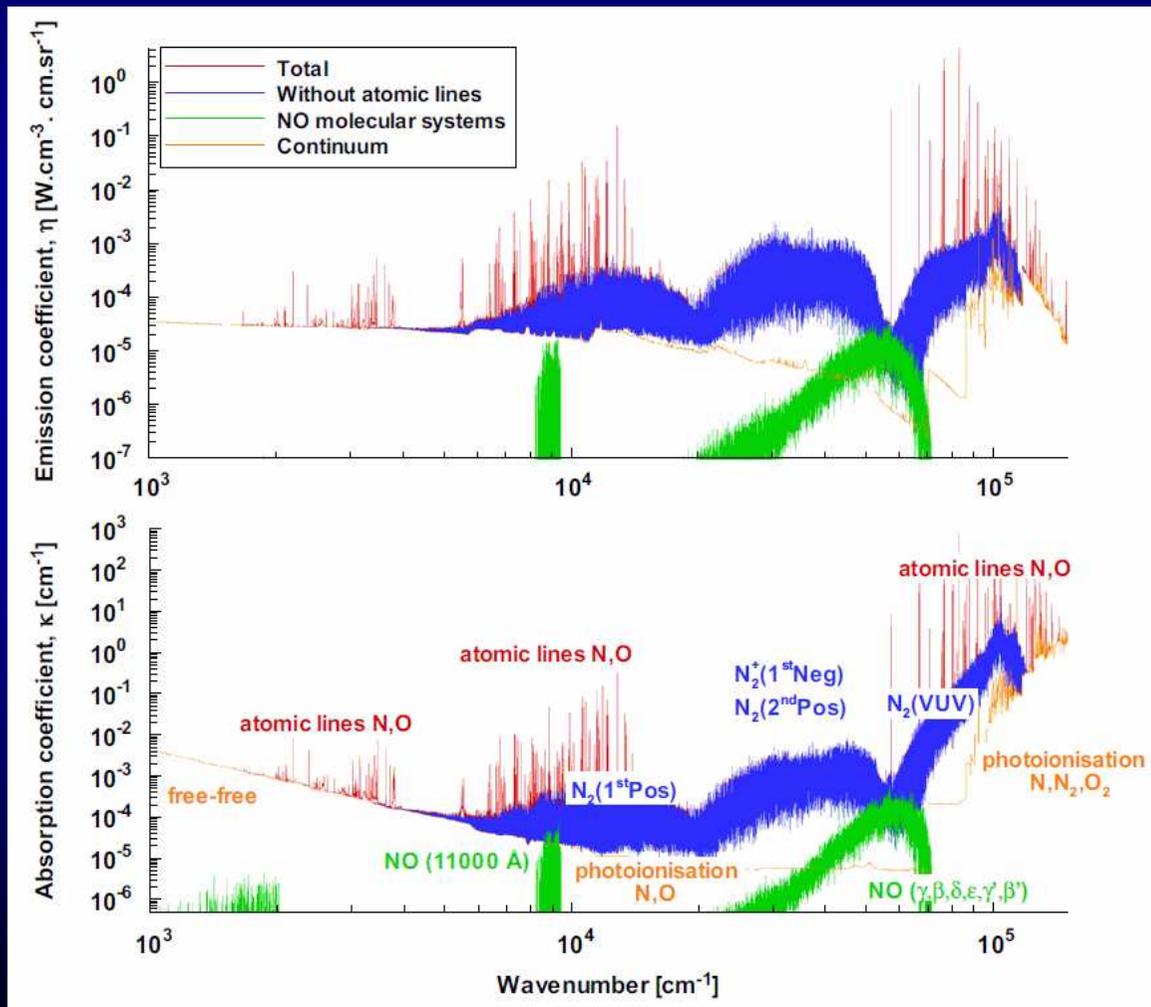


Thèse de Sophie Chauveau

4. Rayonnement et cinétique chimique

Rayonnement dans une couche de choc

Emission et absorption dans le cas de la rentrée terrestre de FIRE II

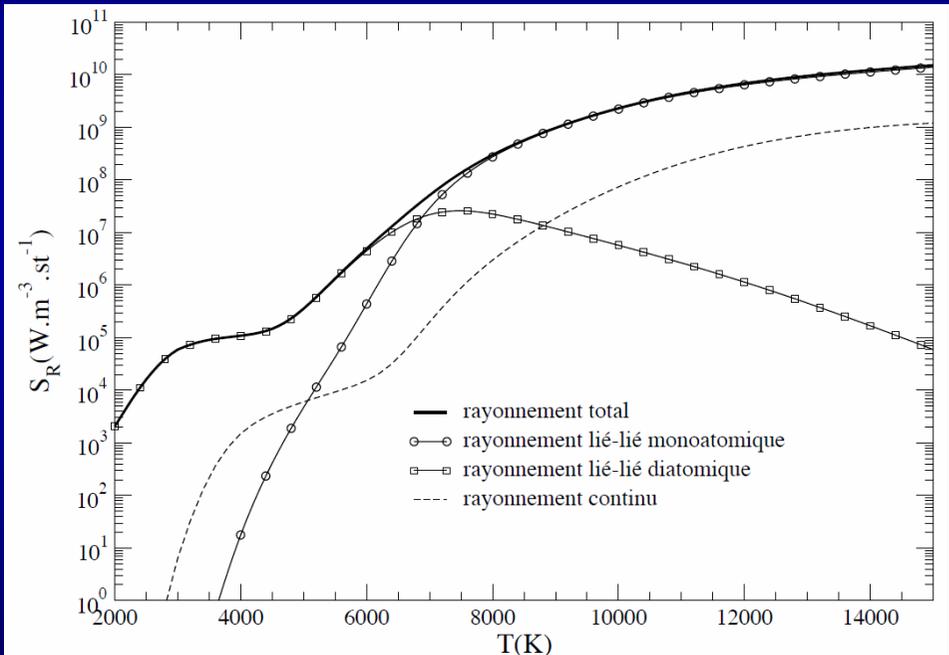
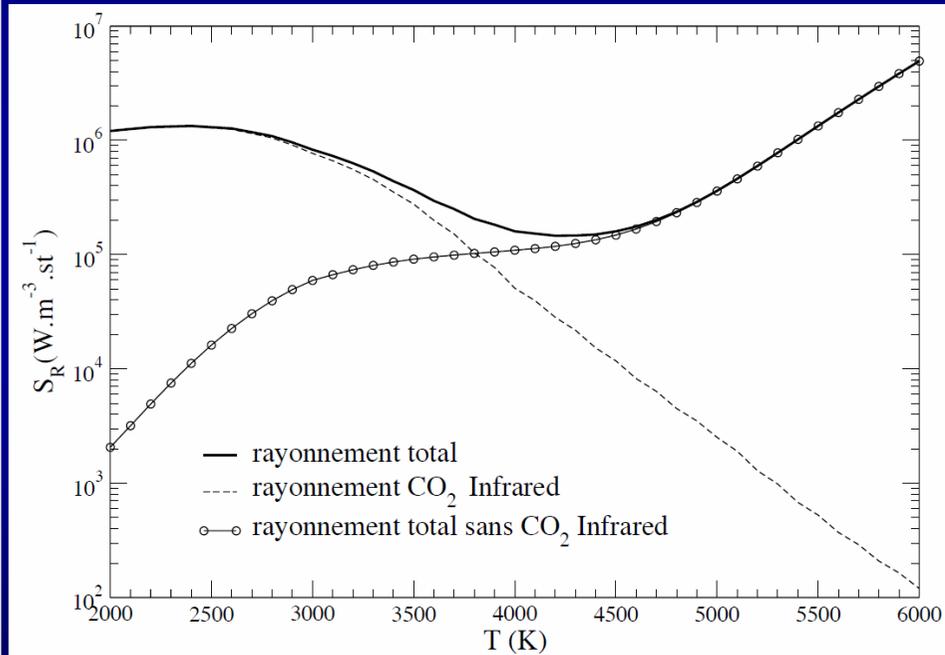


Thèses de Yacine Babou et Jean-Michel Lamet

4. Rayonnement et cinétique chimique

Rayonnement d'un plasma martien

Problème du rayonnement de CO_2 aux hautes températures (équilibre)

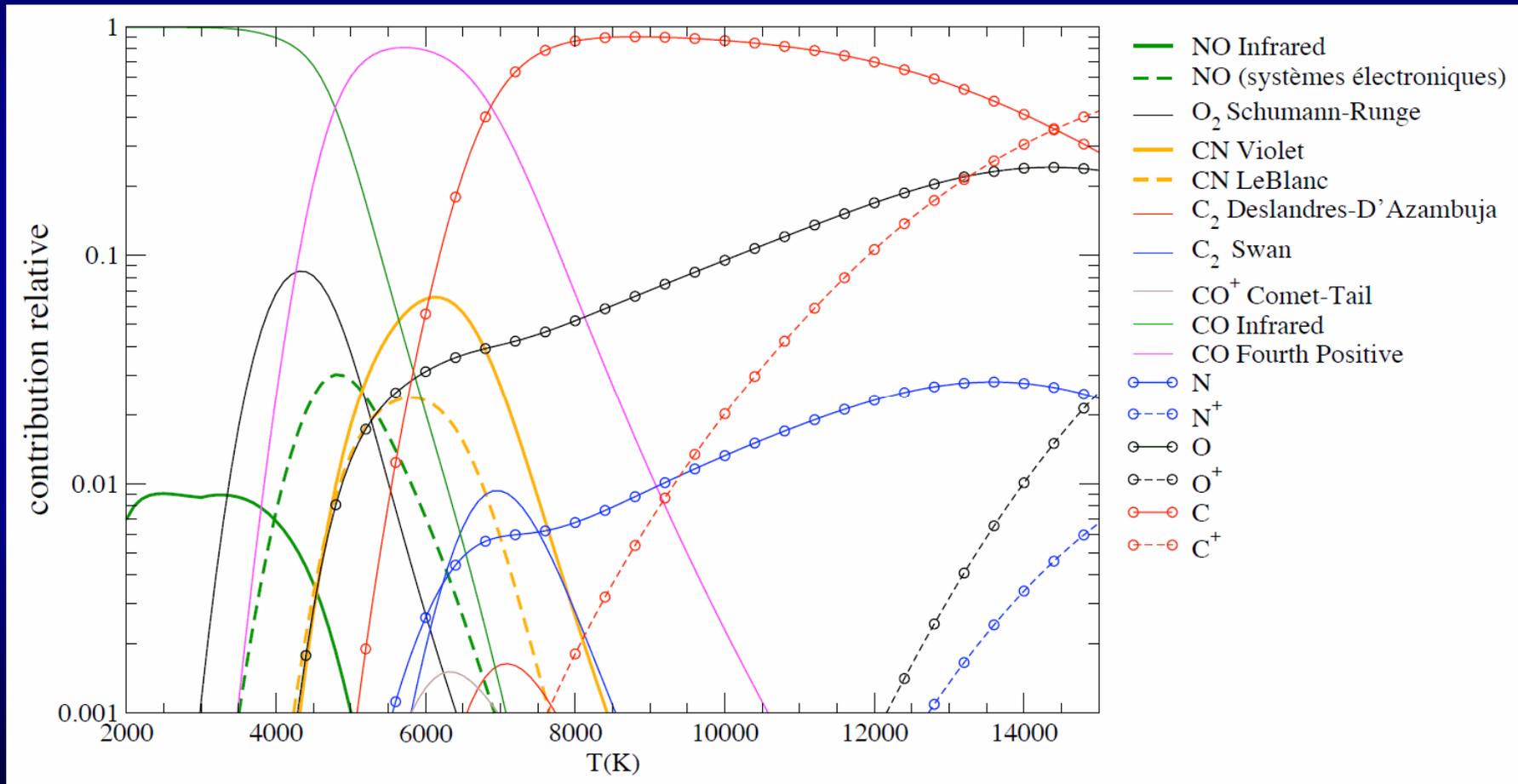


Thèse de Yacine Babou

4. Rayonnement et cinétique chimique

Rayonnement d'un plasma martien

Contribution des rayonnement de type lié – lié (équilibre)

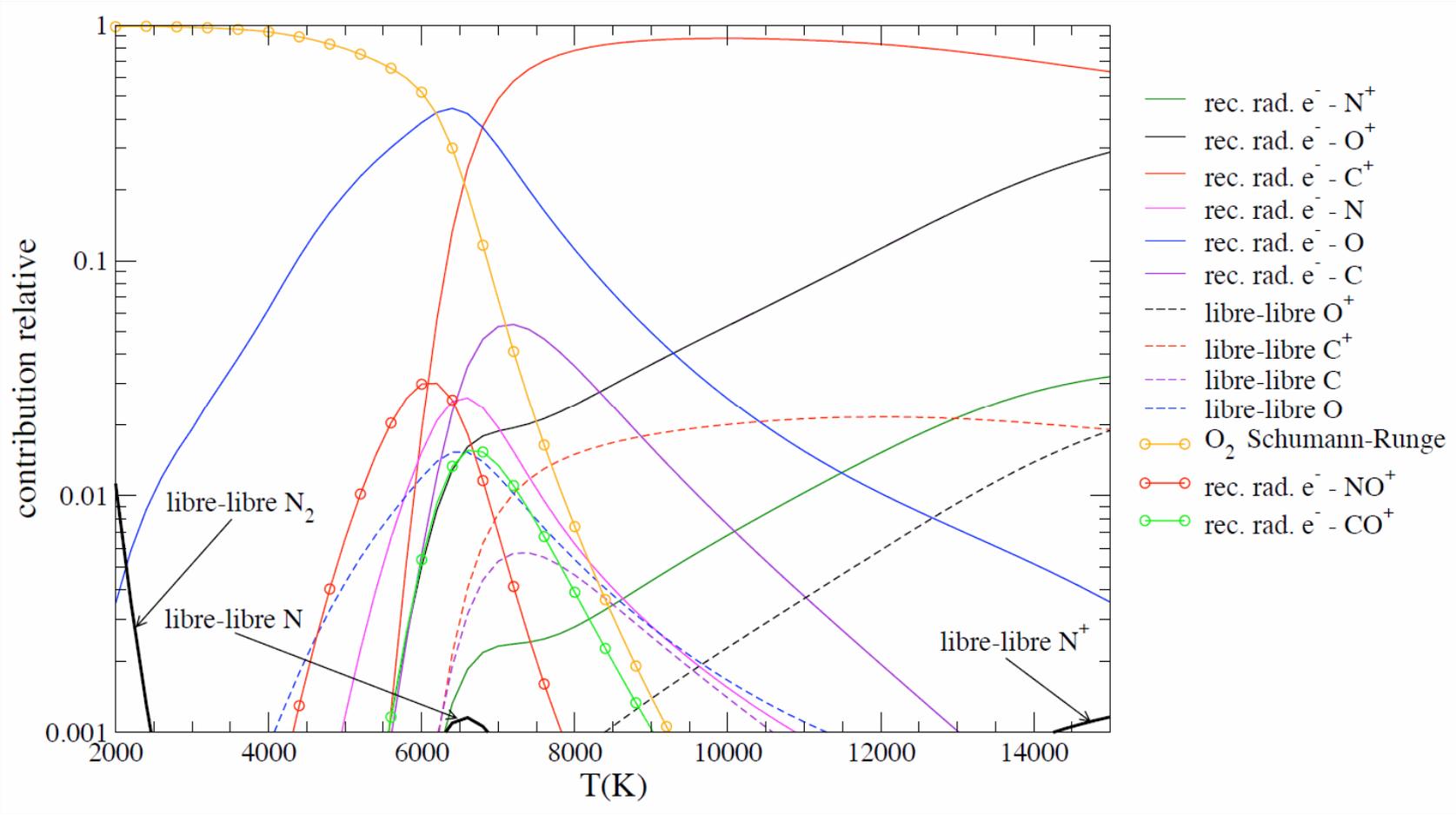


Thèse de Yacine Babou

4. Rayonnement et cinétique chimique

Rayonnement d'un plasma martien

Contribution des rayonnement de type continu (équilibre)

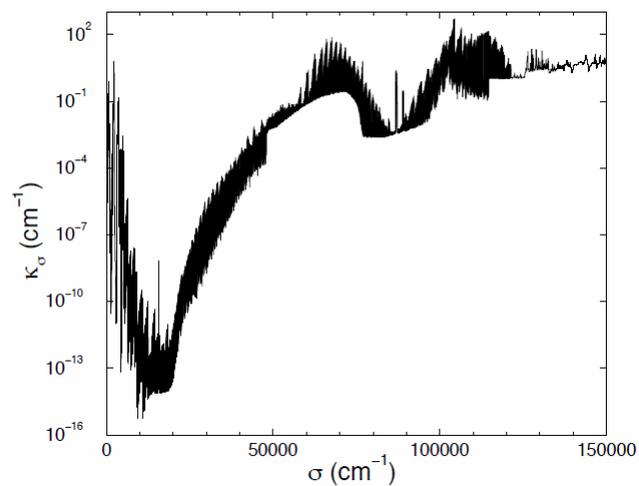


Thèse de Yacine Babou

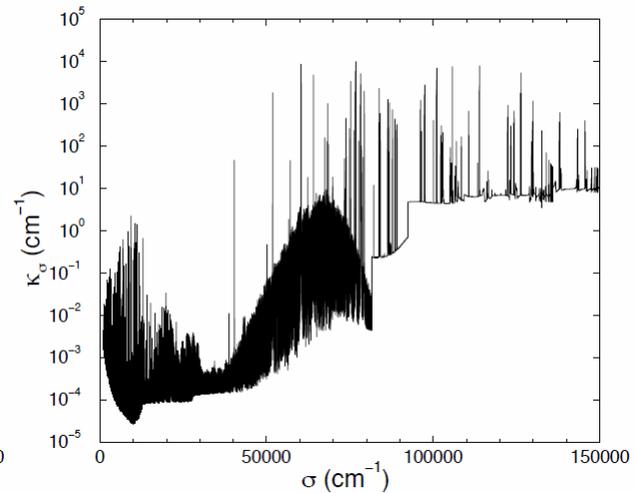
4. Rayonnement et cinétique chimique

Rayonnement d'un plasma martien

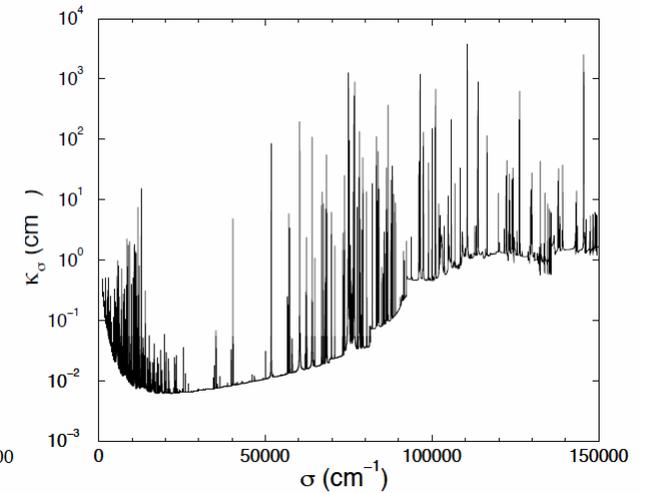
Coefficient d'absorption dans $\text{CO}_2\text{-N}_2$ à l'équilibre en fonction du nombre d'onde



2000 K



8000 K



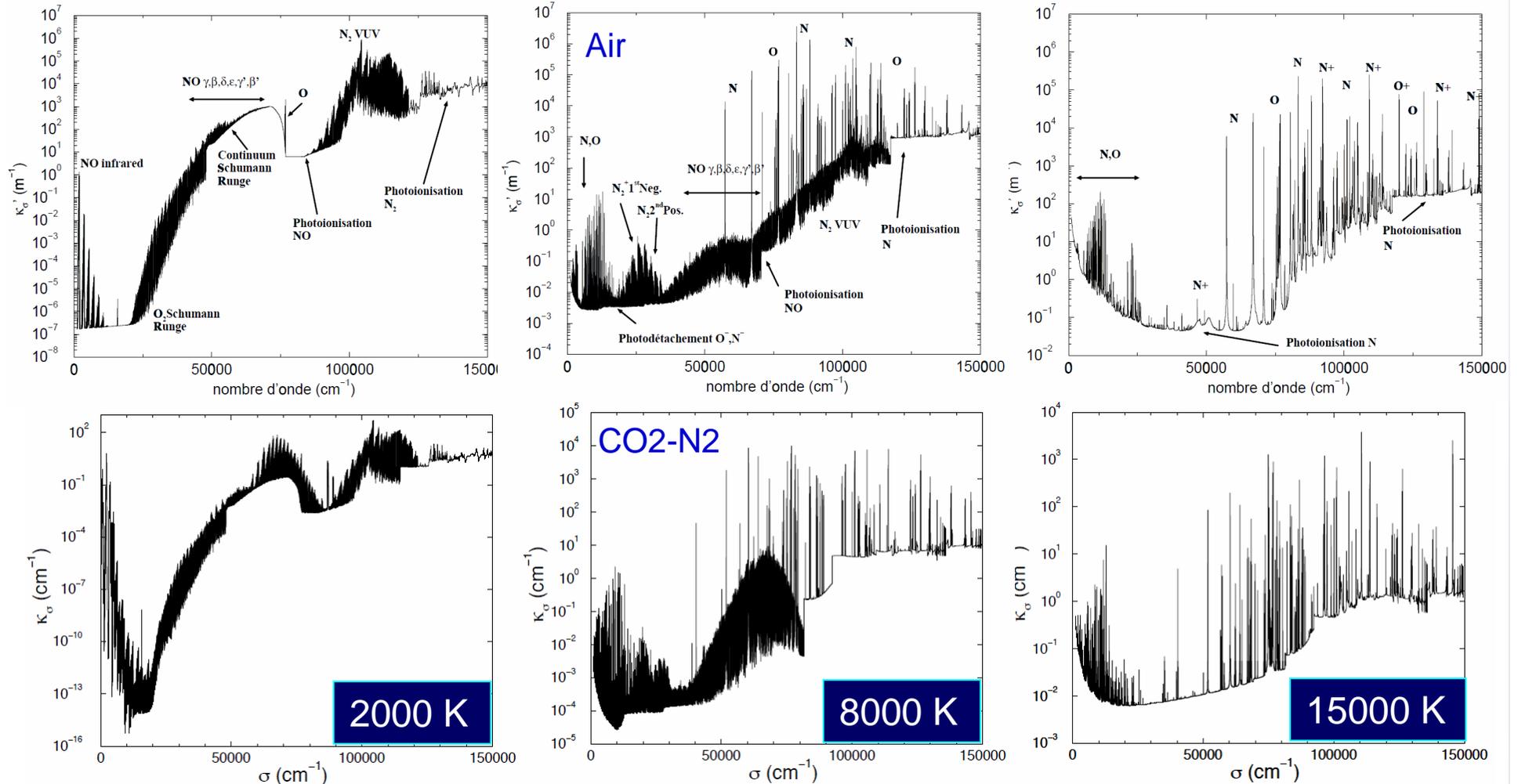
15000 K

Thèse de Yacine Babou

4. Rayonnement et cinétique chimique

Rayonnement d'un plasma martien

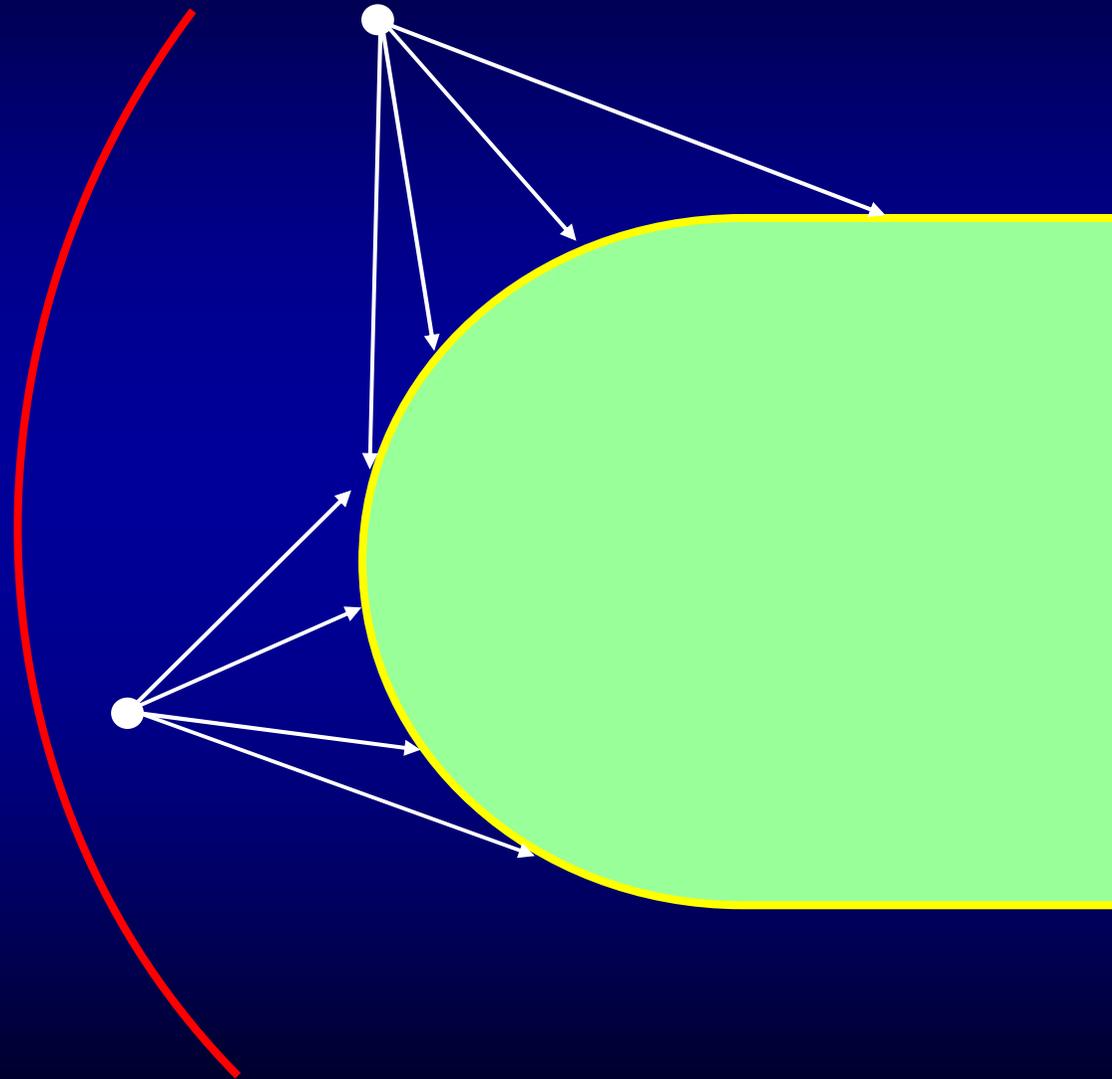
Comparaison de l'absorption dans l'air et dans CO₂-N₂ (équilibre)



Thèses de Sophie Chauveau et Yacine Babou

4. Rayonnement et cinétique chimique

Problématique du transfert radiatif



4. Rayonnement et cinétique chimique

Equation de transfert radiatif (ETR)

Equation générale

$$\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial L^\lambda}{\partial t}(s, \vec{e}_\Omega, t) + \frac{\partial L^\lambda}{\partial s}(s, \vec{e}_\Omega, t) = J^\lambda(s, \vec{e}_\Omega, t) - [\kappa^\lambda(s) + \sigma^\lambda(s)] L^\lambda(s, \vec{e}_\Omega, t) + \frac{1}{4\pi} \sigma^\lambda(s) \int_{4\pi} p^\lambda(\vec{e}_{\Omega'} \mapsto \vec{e}_\Omega) L^\lambda(s, \vec{e}_{\Omega'}, t) d\Omega'$$

Flux radiatif

$$\vec{q}_R = \int_0^{+\infty} \left(\int_{4\pi} L^\lambda(r, \vec{s}) \vec{s} d\Omega \right) d\lambda,$$

Hypothèses

- indice optique constant
- pas de diffusion
- pas de polarisation
- rayonnement local isotrope
- transfert stationnaire

Equation simplifiée

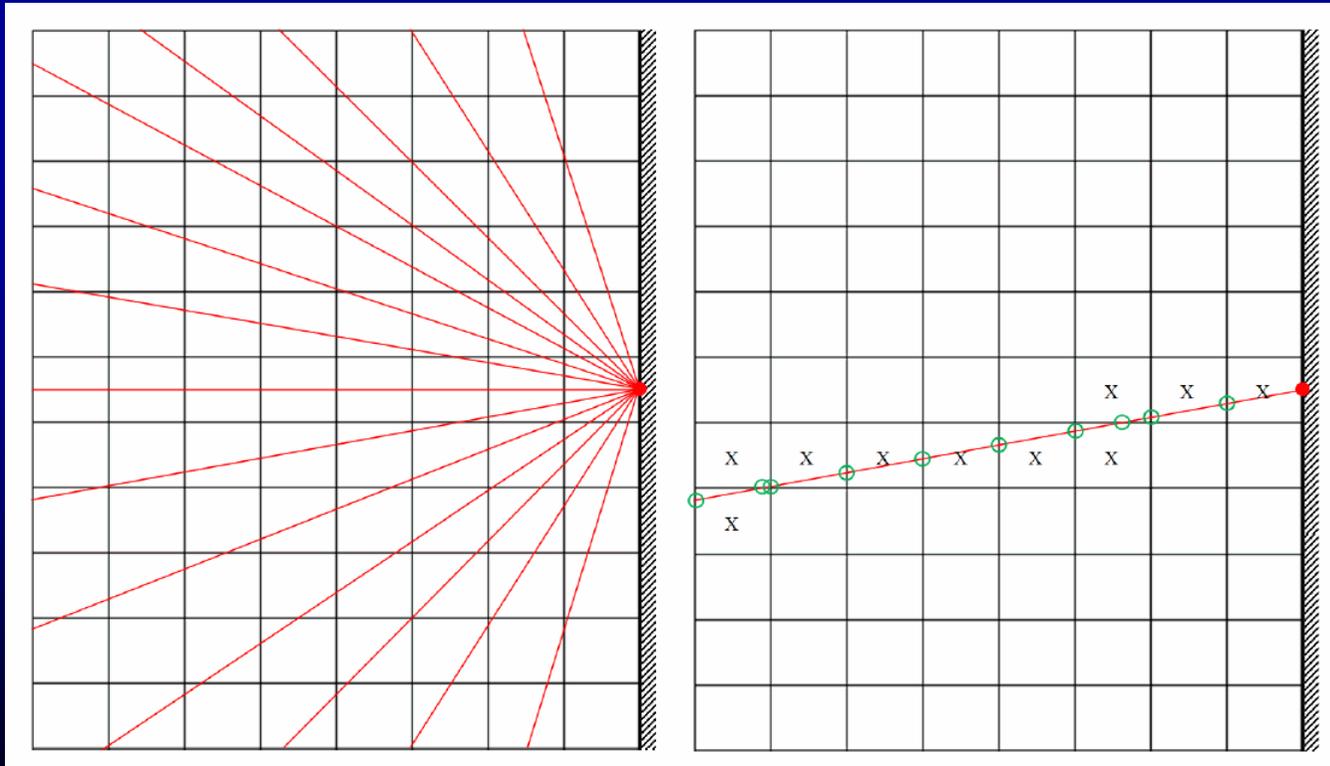
$$\frac{\partial L^\lambda}{\partial s}(s, \vec{e}_\Omega) = J^\lambda(s, \vec{e}_\Omega) - \kappa^\lambda(s) L^\lambda(s, \vec{e}_\Omega)$$

4. Rayonnement et cinétique chimique

Méthodes numériques de résolution de l'ETR

Méthode du lancer de rayon depuis la paroi

- intéressante en deux dimensions (plan)
- détermine le flux radiatif uniquement à la paroi
- économique

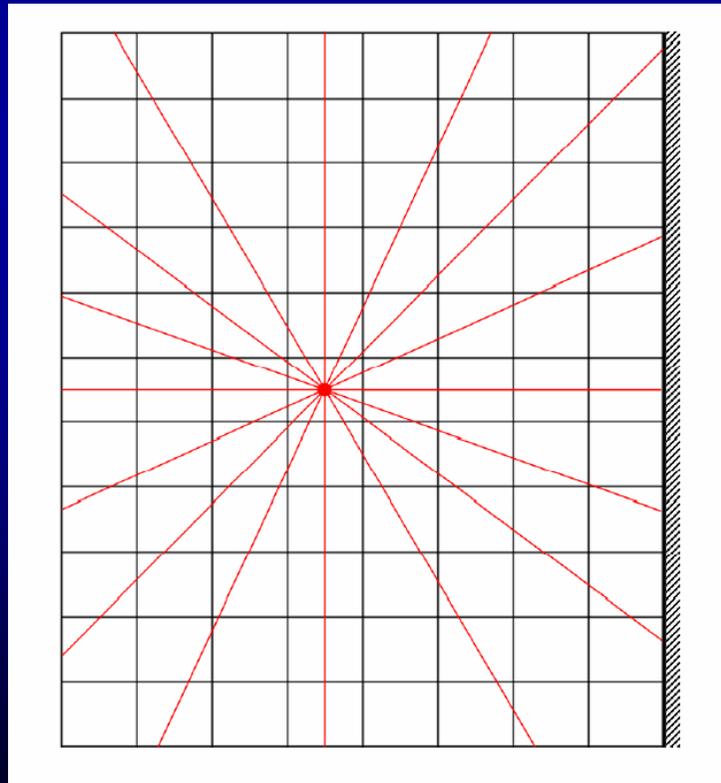


4. Rayonnement et cinétique chimique

Méthodes numériques de résolution de l'ETR

Méthode du lancer de rayon depuis le centre des cellules

- applicable en trois dimensions
- détermine le flux radiatif dans toute la couche de choc
- nécessite plus de rayons



4. Rayonnement et cinétique chimique

Méthodes numériques de résolution de l'ETR

Méthode Monte-Carlo

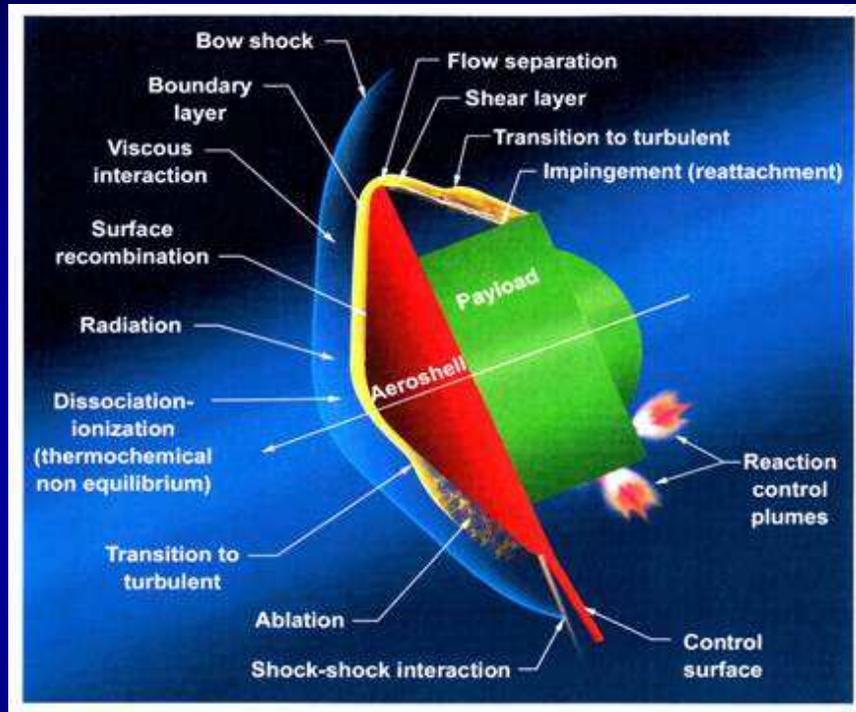
- détermination statistique des rayons à lancer (plus économique)

Méthode des harmoniques sphériques

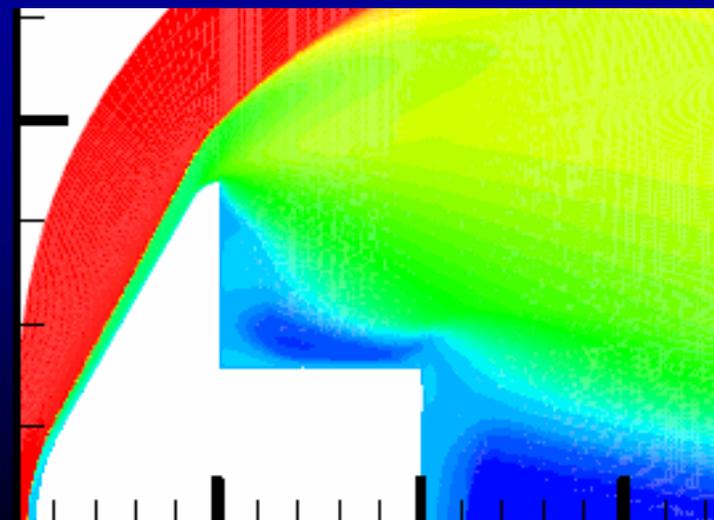
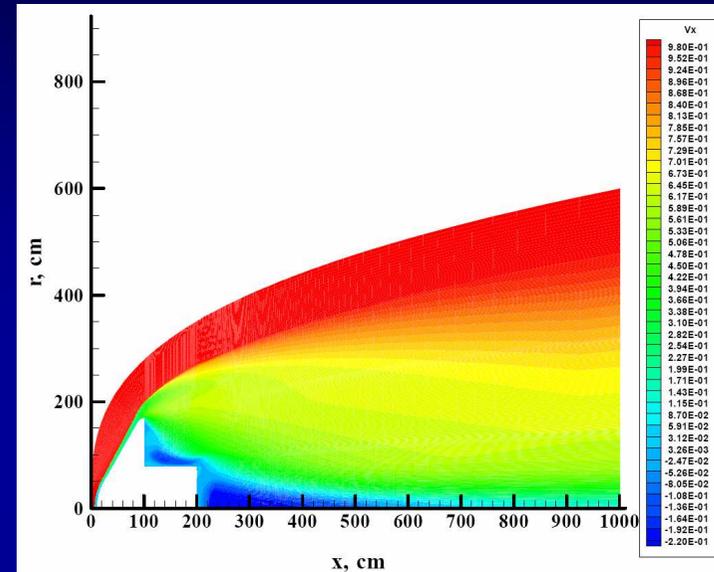
- approximation de l'ETR au premier ordre (approximation P1)

4. Rayonnement et cinétique chimique

Rayonnement infrarouge sur l'arrière-corps



- Transition vers la turbulence
- Molécules vibrationnellement excitées
- Rayonnement infrarouge



4. Rayonnement et cinétique chimique

Couplage écoulement-chimie-rayonnement

- Ecoulement – chimie : OK pour géométrie 2D axi
- Ecoulement – rayonnement : rayonnement traité comme un terme de fuite
- Chimie – rayonnement : modèles collisionnels radiatifs (1D maxi)

4. Rayonnement et cinétique chimique

Couplage écoulement-chimie-rayonnement

- Ecoulement – chimie : OK pour géométrie 2D axi
- Ecoulement – rayonnement : rayonnement traité comme un terme de fuite
- Chimie – rayonnement : modèles collisionnels radiatifs (1D maxi)
- **Couplage total : limitation par le temps de calcul !**



Etude de la physico-chimie hors d'équilibre dans les plasmas d'entrée atmosphérique

1. Problématique de l'entrée atmosphérique
2. Ondes de choc et transferts convectifs
3. Le plasma hors d'équilibre
4. Rayonnement et cinétique chimique
5. La couche limite : interactions plasma-matériau
6. Etudes en laboratoire

5. La couche limite : interaction plasma-matériau

Matériaux de protection thermique

- **Matériaux non-ablatif**
 - matériaux à base de carbure de silicium (SiC, C-SiC)
 - réutilisables
 - très forte émissivité, très bonne conductivité thermique
 - peu catalytique
 - conviennent pour des flux et des énergies totales modérés (navette)
- **Matériaux ablatif (PICA, SIRCA, SLA-561V)**
 - changement de phase (endothermique) puis perte de masse
 - composites + résines (pyrolyse endothermique)
 - modification de la composition de la couche de choc
 - diminution du flux convectif
 - haute densité = bonne conductivité thermique : indésirable !
 - conviennent pour des flux et des énergies élevés (sondes planétaires)
- **Matériaux réfractaire (Beryllium, carbone-carbone)**
 - encaisse l'énergie reçue et continue de la rayonner après la phase critique
- **Matériaux refroidis**

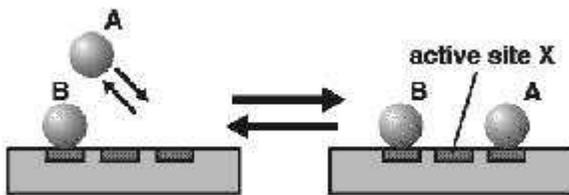
5. La couche limite : interaction plasma-matériau

Processus de catalycité

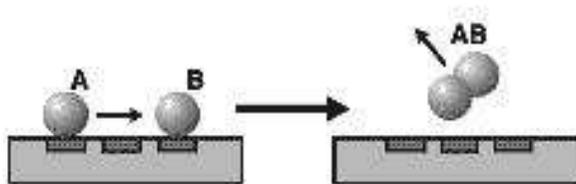
Catalycité

- Transfert d'énergie à la paroi

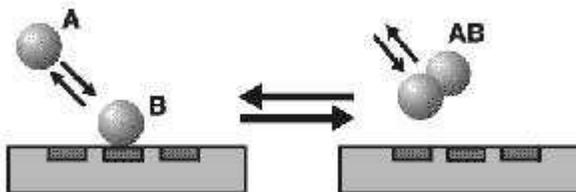
Adsorption



Langmuir - Hinshelwood



Elley - Rideal

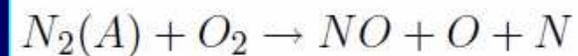
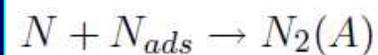


Phénomènes bien compris

- Langmuir-Hinshelwood à haute température
 - besoin de mobilité
 - bonne accommodation
- Elley-Rideal à basse température
 - mauvaise accommodation
 - forte probabilité

Phénomènes mal pris en compte par les modèles

- Non accommodation de certains modes à la paroi
 - déséquilibre thermique
- Adsorption de molécules excitées
- Désorption de molécules hors équilibre
- Caractérisation des molécules désorbées

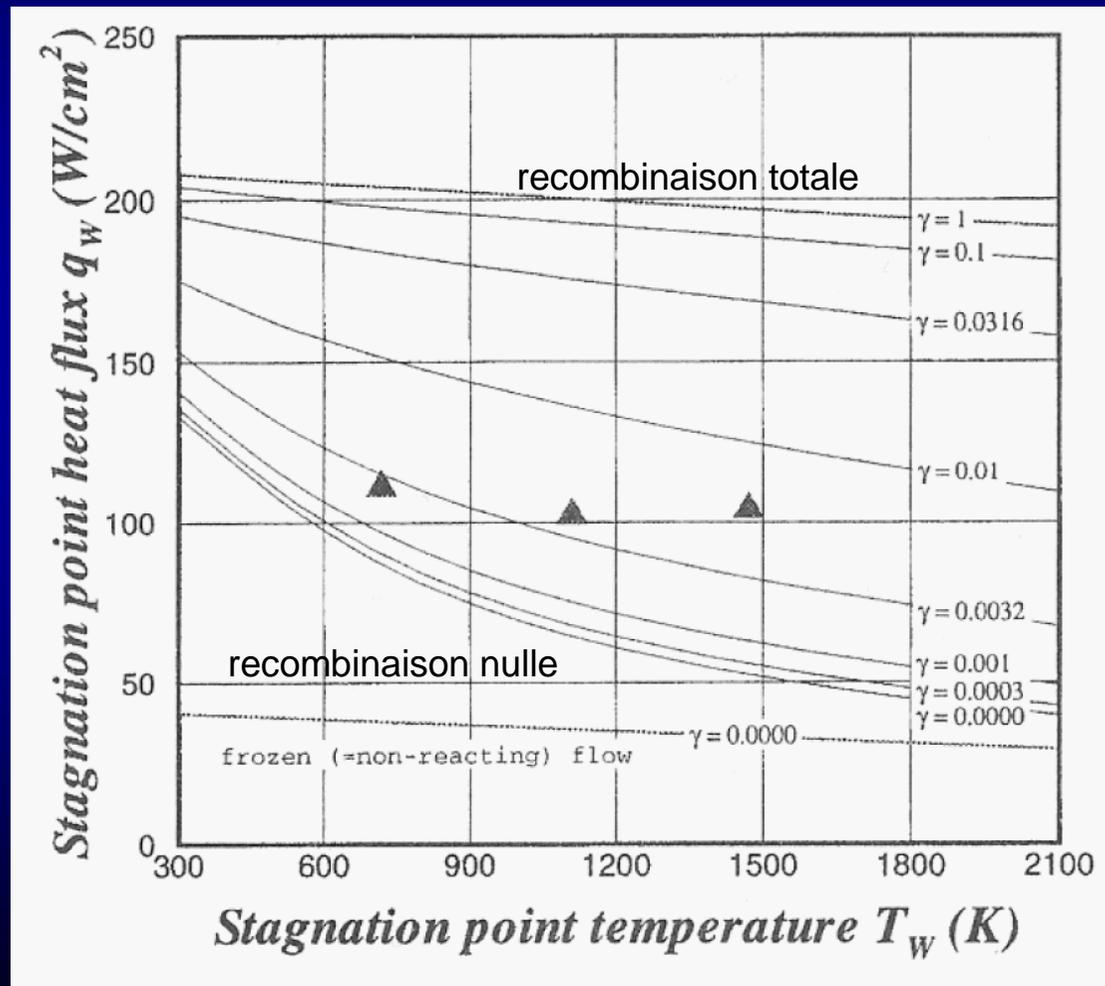


5. La couche limite : interaction plasma-matériau

Processus de catalycité

Recombinaison à la paroi

- oxygène atomique

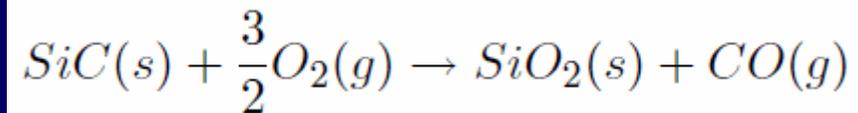


5. La couche limite : interaction plasma-matériau

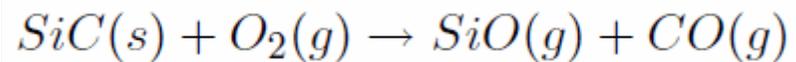
Phénomènes d'oxydation

Oxydation

- Passive : augmentation du poids du bouclier – oxydation définitive



- Active : vaporisation des produits, diminution du poids du bouclier - ablation

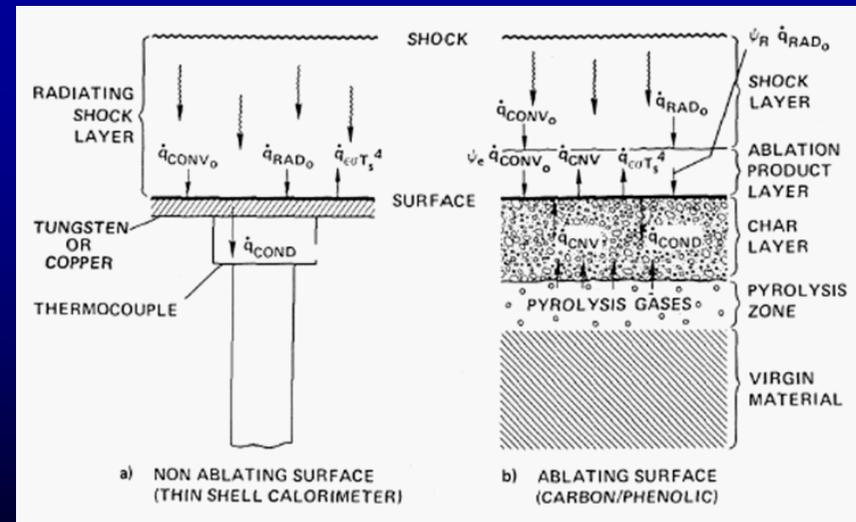
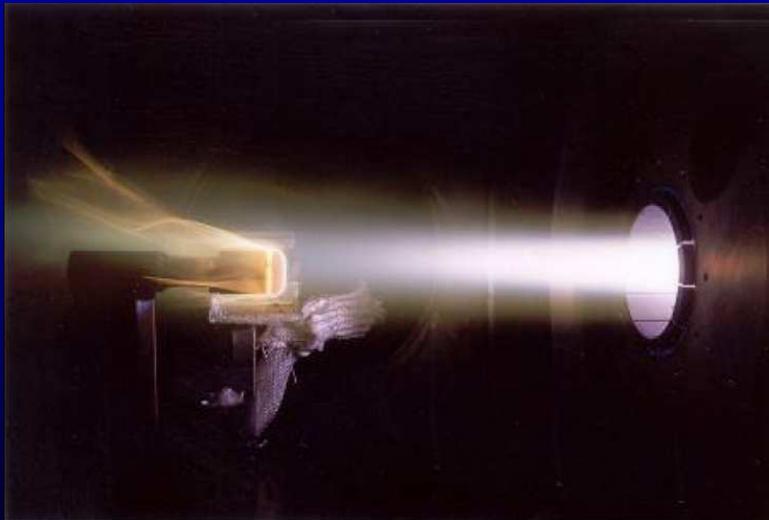


5. La couche limite : interaction plasma-matériau

Phénomènes d'ablation

Ablation

- Choix de conception
- Production d'espèces excitées potentiellement radiatives
- Production d'espèces chimiquement actives
- Production de gaz pyrolytique (composé phénolique)

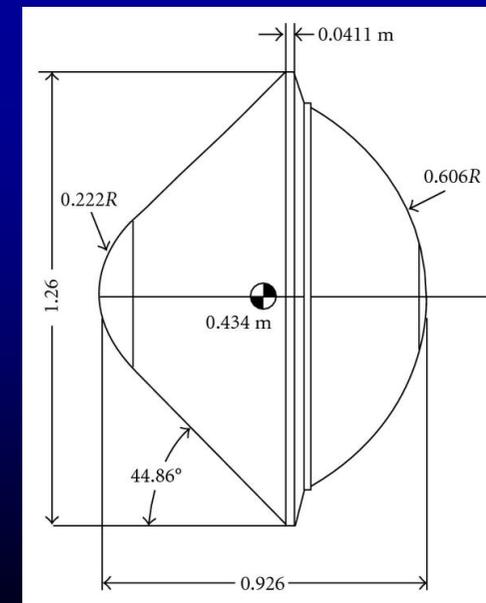
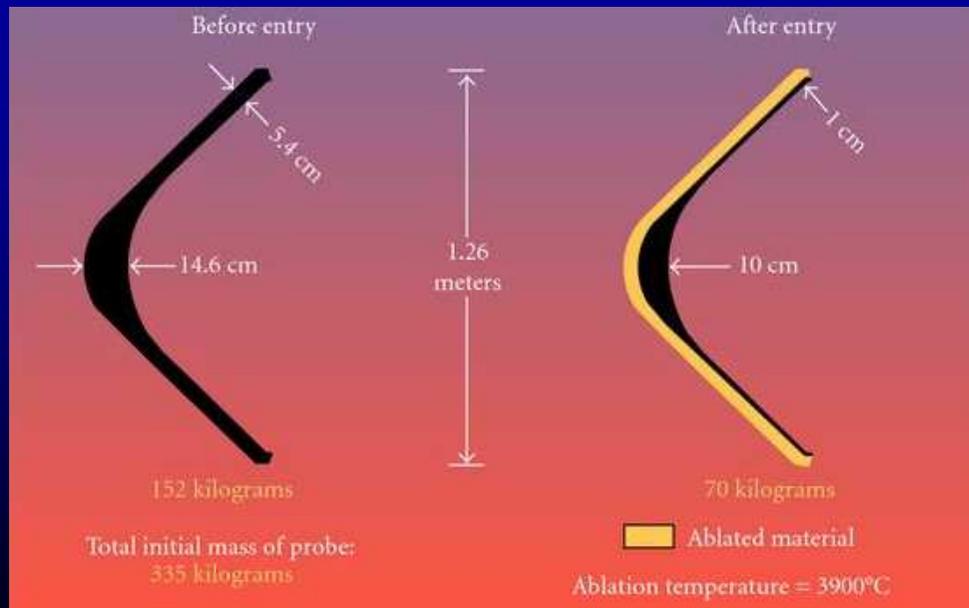


5. La couche limite : interaction plasma-matériau

Ablation : le cas de Galileo

Galileo (Jupiter – hydrogène/hélium): l'entrée atmosphérique la plus difficile

- TPS : carbon phenolic ($1450 \text{ kg/m}^3 = \text{lourd !}$)
- Densité de flux max (convectif et surtout radiatif) : 350 MW/m^2
- Energie totale reçue : 2000 MJ/m^2 (Durée : 70 s)
- Décélération max : 230 g
- Pression maximale dans le couche de choc : 9 bar
- Taux d'ablation max : 7,4 kg/s (supérieur aux prévisions)



Etude physico-chimie hors d'équilibre dans les plasmas d'entrée atmosphérique

1. Problématique de l'entrée atmosphérique
2. Ondes de choc et transferts convectifs
3. Le plasma hors d'équilibre
4. Rayonnement et cinétique chimique
5. La couche limite : interactions plasma-matériau
6. Etudes en laboratoire

5. Etudes en laboratoires

Recréer sur Terre une entrée atmosphérique ?

- Soufflerie capable d'accueillir une sonde spatiale
 - possible en trans et supersonique (Modane), pas en hypersonique
 - Vitesses hypersoniques pendant plusieurs minutes
 - demande des puissances gigantesques : 100 à 200 MW
 - Vitesses et pressions variables au cours du temps
 - impossible en temps réel
-
- Simulation sur des maquettes ou des modèles
 - respect des similitudes
 - Simulation sur des temps courts en conditions constantes
 - un point de trajectoire
 - Découplage des problèmes
 - rayonnement post-choc
 - cinétique chimique
 - aérodynamique
 - catalycité et ablation
-
- Simulation numérique + modèles physico-chimiques

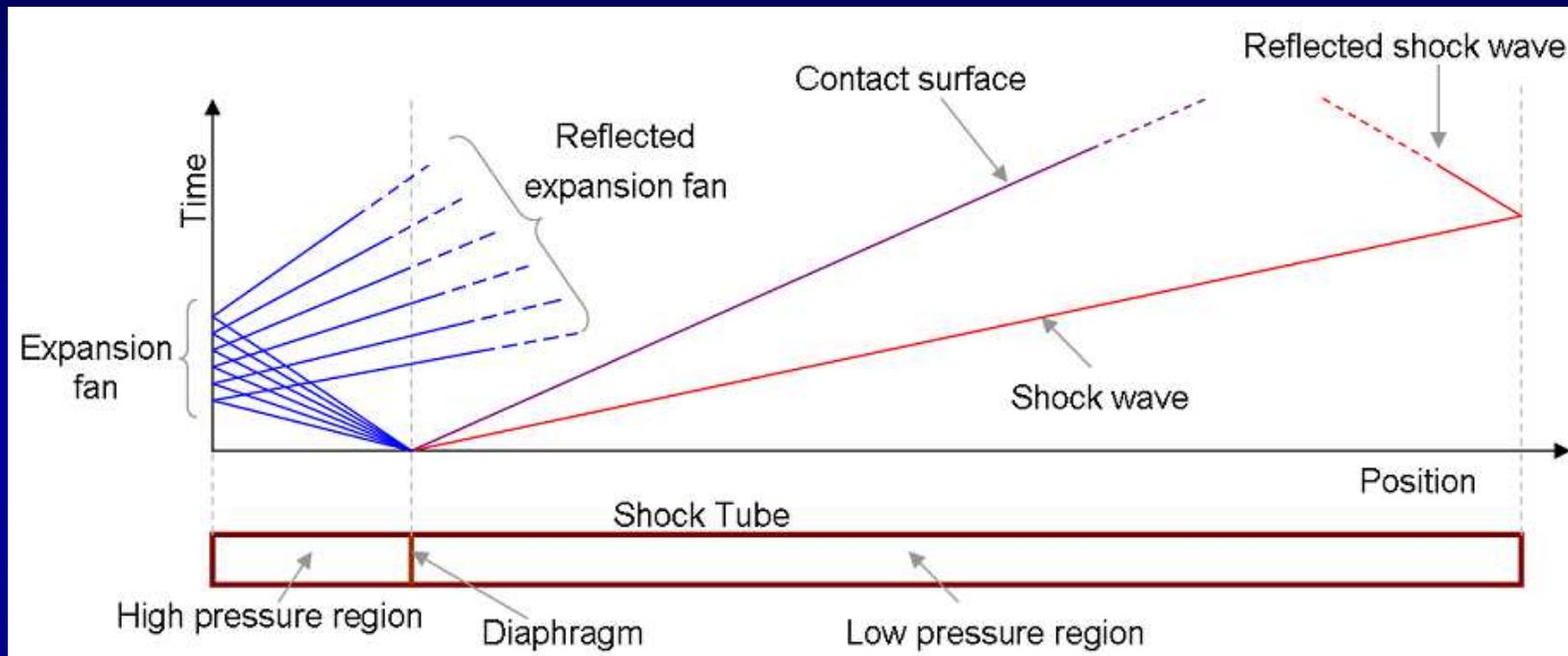
5. Etudes en laboratoires

Moyens d'essai

- Création d'une onde de choc
 - tube à choc : géométrie simple
 - conditions post-choc bien reproduites
 - pas d'échantillon
 - durée très limitée ($\sim 10 \mu\text{s}$)
- Détente du gaz
 - tuyère
 - vitesses hypersoniques
 - recompression possible de l'écoulement sur une paroi
 - enthalpie spécifique limitée
 - durée limitée (1 ms)
- Création d'un plasma
 - torche à plasma
 - vitesses sub, trans ou supersoniques mais pas hypersoniques
 - forte enthalpie
 - modes de création alternatifs (induction électromagnétique, arc)
 - durée peu limitée ($\sim 1\text{h}$)

5. Etudes en laboratoires

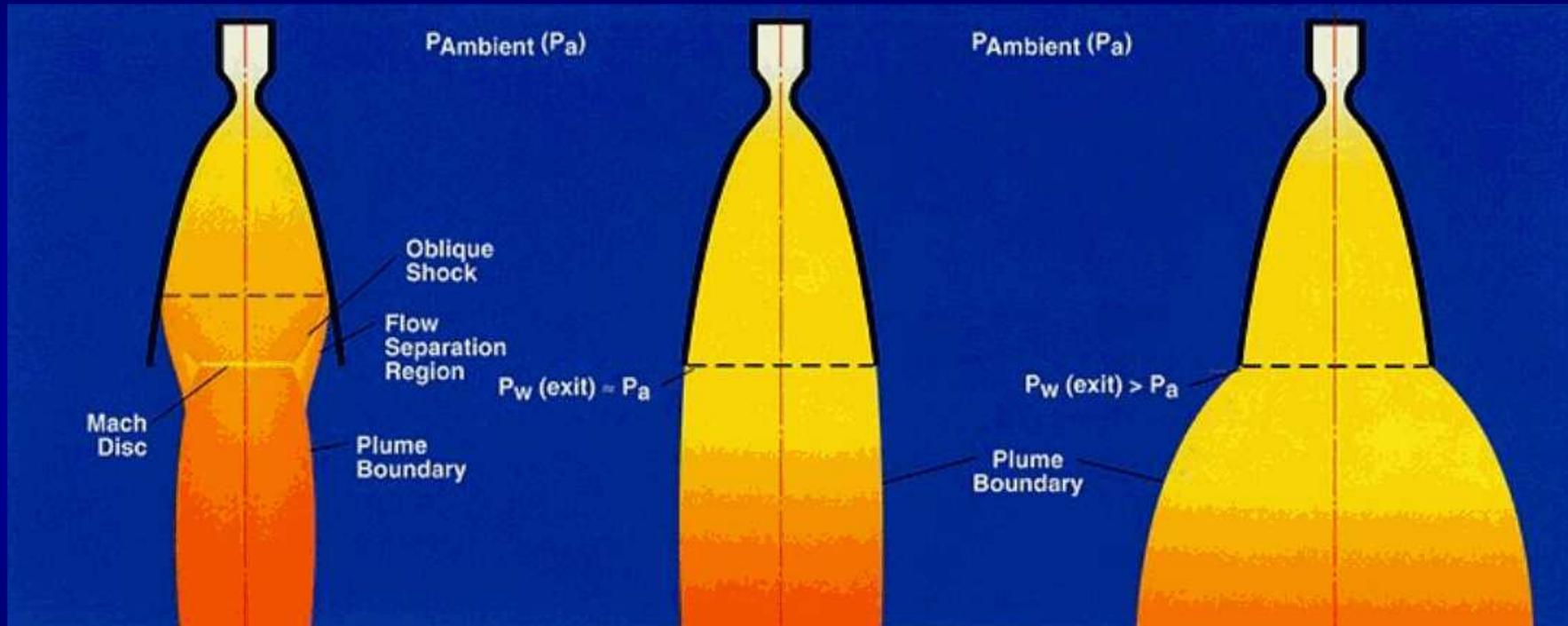
Principe du tube à choc



- Génération de la haute pression
 - Compression quasi-statique avec chauffage ou non du gaz
 - Combustion (hydrogène-oxygène dans l'hélium)
 - Arc électrique
 - Piston libre

5. Etudes en laboratoires

Principe de la détente hypersonique

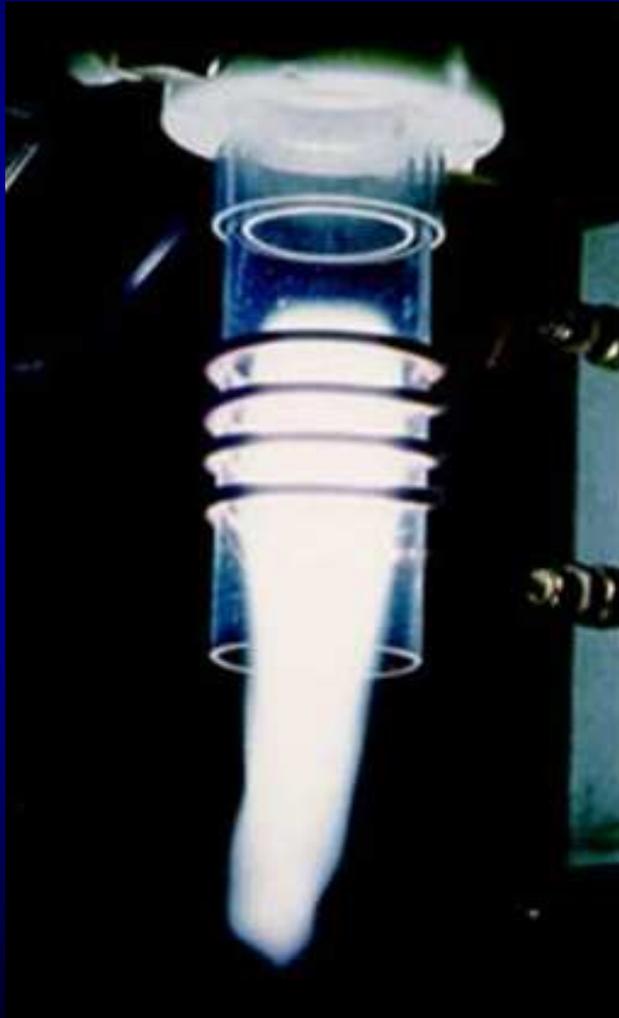


Tuyère accordée

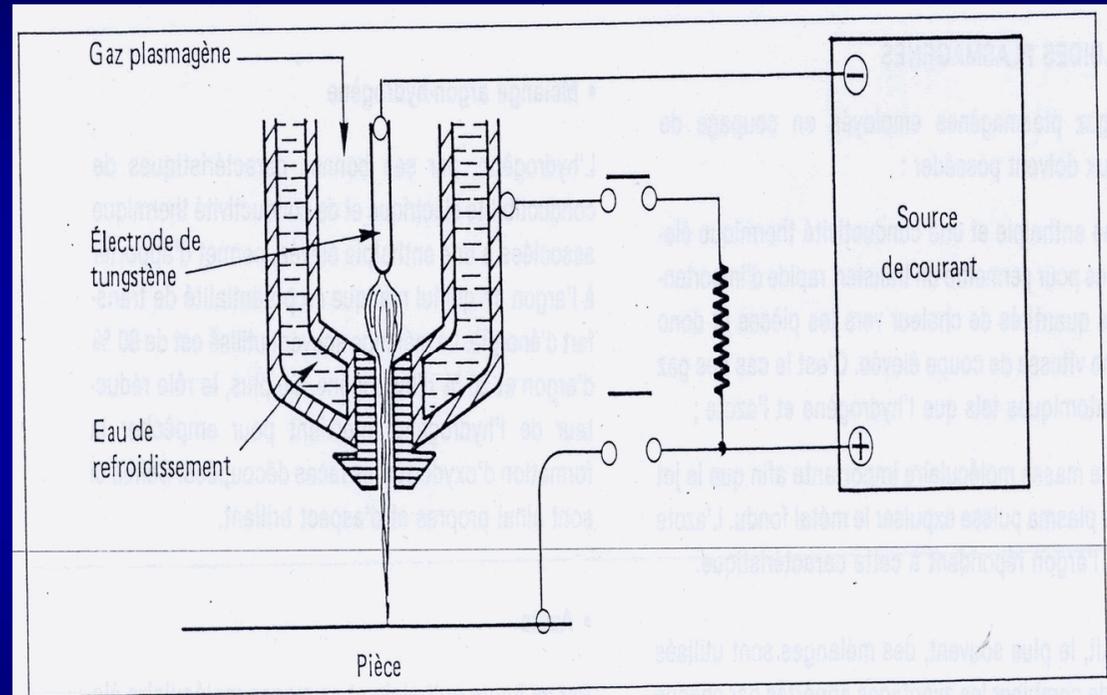
5. Etudes en laboratoires

Principe de la torche à plasma

Inductively-coupled plasma



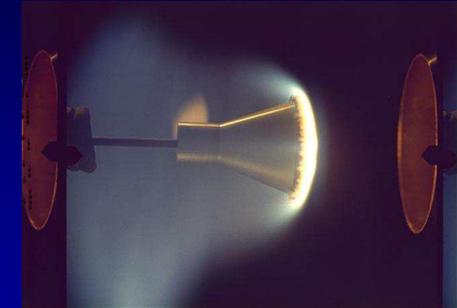
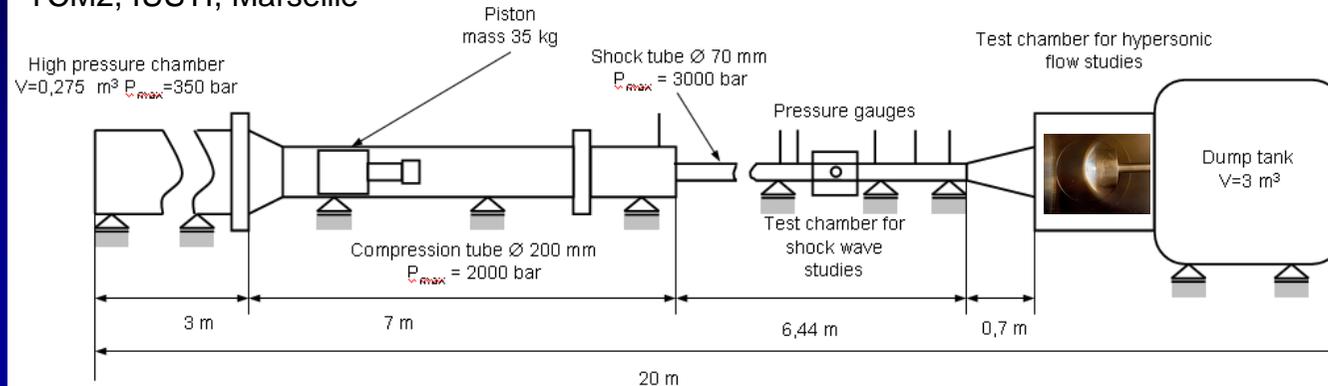
Torche de découpe à arc



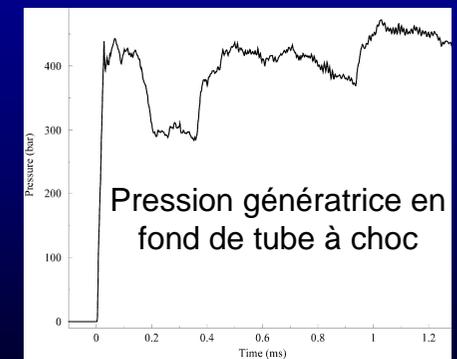
5. Etudes en laboratoires

Principe de la soufflerie à piston libre

TCM2, IUSTI, Marseille

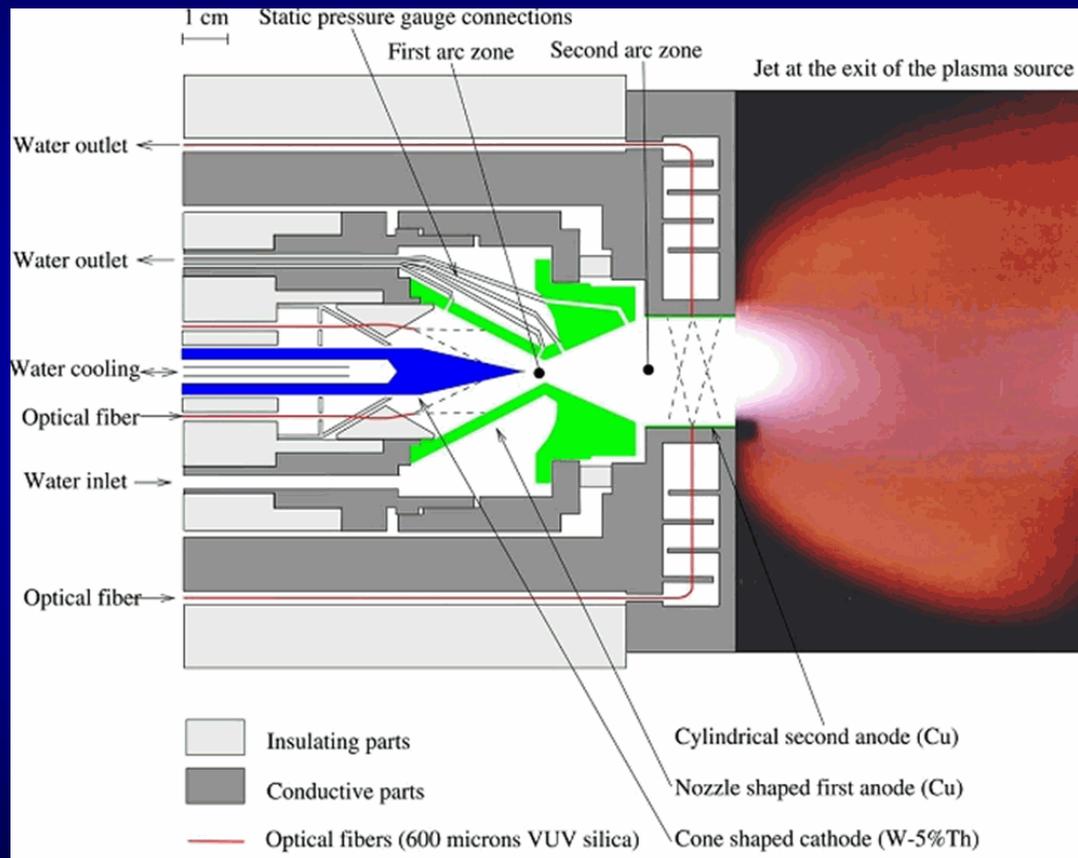


- $M=9$, $h=10 \text{ MJ/kg}$, pression génératrice : 400 bar
- Nécessité d'obtenir des conditions de pression génératrice stables
- Inconvénients :
 - conditions génératrices difficiles à déterminer
 - propreté de l'écoulement incompatible avec la cinétique (dépend de la taille)
 - coût élevé
- Utilisation : aérodynamique



5. Etudes en laboratoires

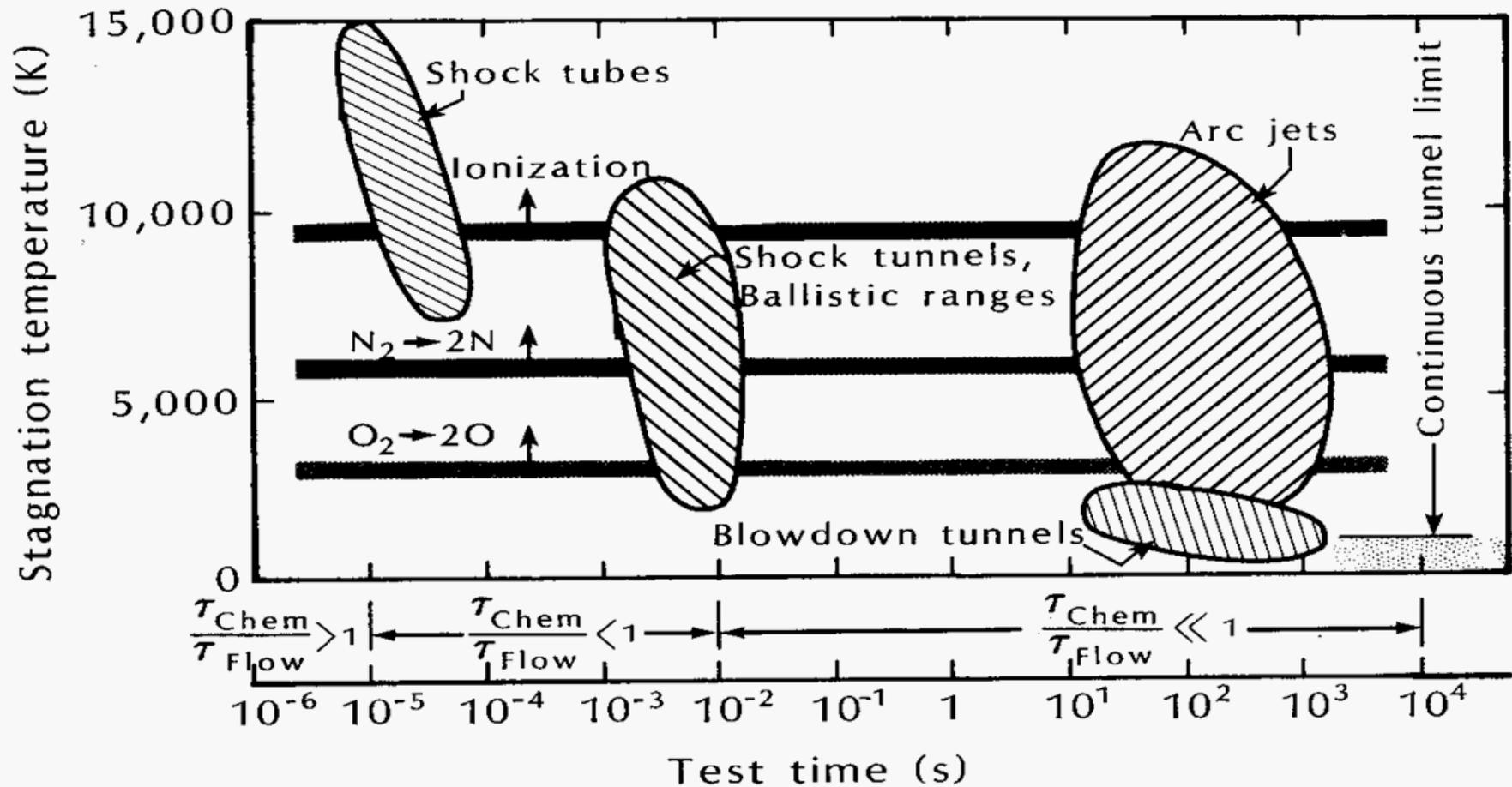
Principe de la soufflerie à arc



- Puissance : 15 kW
- Enthalpy spécifique : 20 MJ/kg
- Débit : 0,2 g/s (10 à 15 l/min.)
- Pression statique : 100 Pa
- Gaz plasmagènes : Ar, N₂, CO₂-N₂
- Ionisation : 10⁻³ (CO₂-N₂) to 10⁻¹ (N₂)
- Dissociation : 20% (N₂) to 60% (CO₂-N₂)
- Jet supersonique : Ma=1.3

5. Etudes en laboratoires

Tubes à choc et souffleries



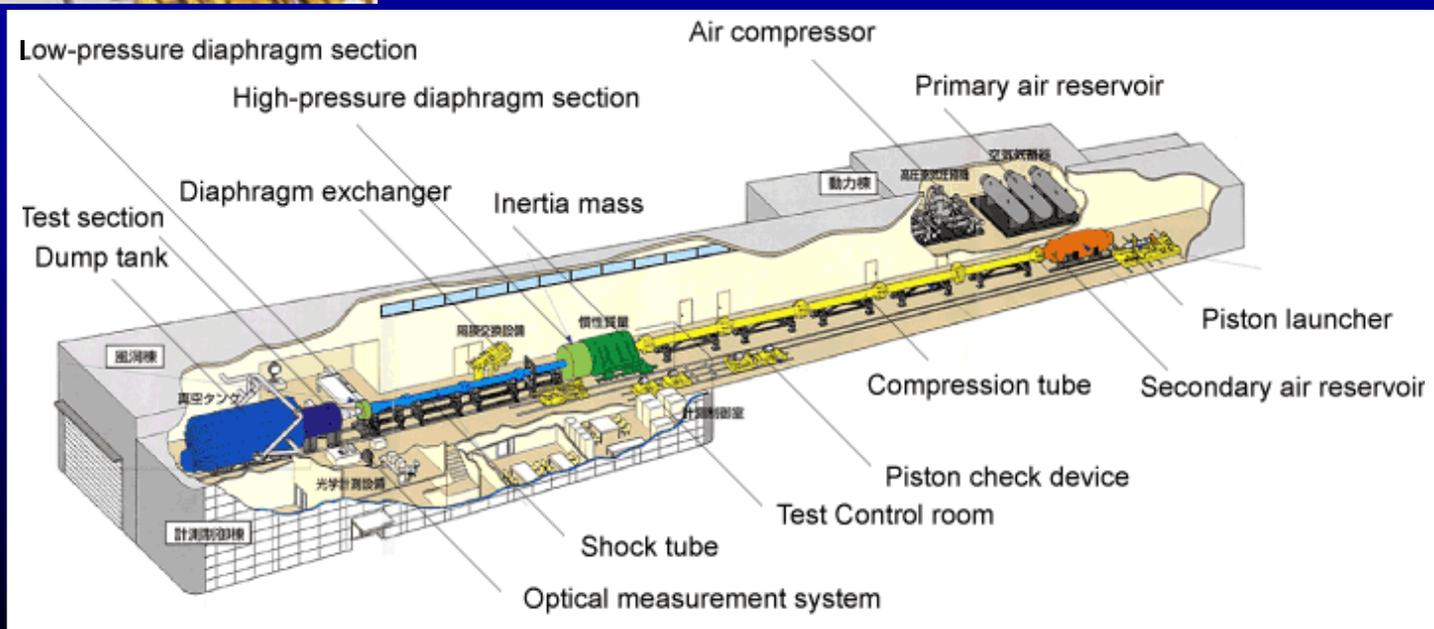
5. Etudes en laboratoires

Tubes à choc et souffleries : Hiest (Japon)



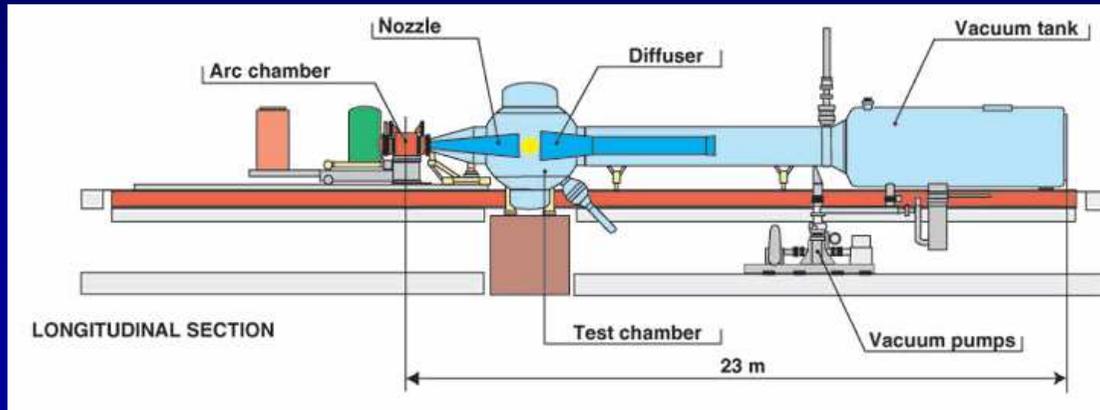
Tube à piston libre

- Longueur : 80m / Masse : 300 tonnes
- Piston de 300 à 580 kg
- Tuyère conique : $f=1,2$ m en sortie, 25-50mm au col
- Durée de la rafale ~ 2ms
- Enthalpie totale max = 25 MJ/kg
- Pression totale max = 150MPa
- Température du plasma d'air : 10000 K
- Vitesse en sortie tuyère 10km/s



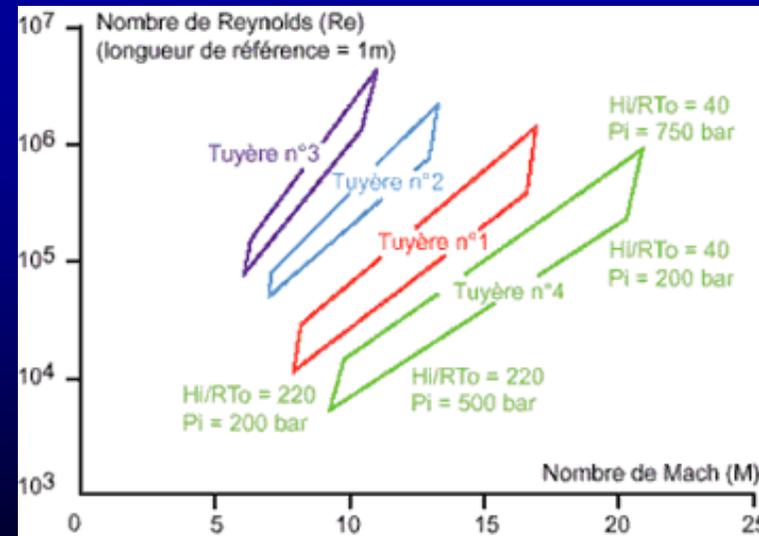
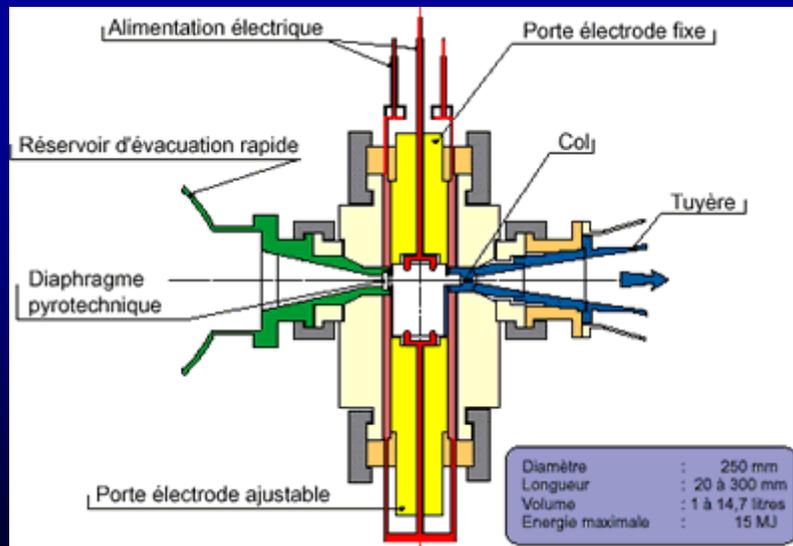
5. Etudes en laboratoires

Tubes à choc et souffleries : F4 (ONERA, France)



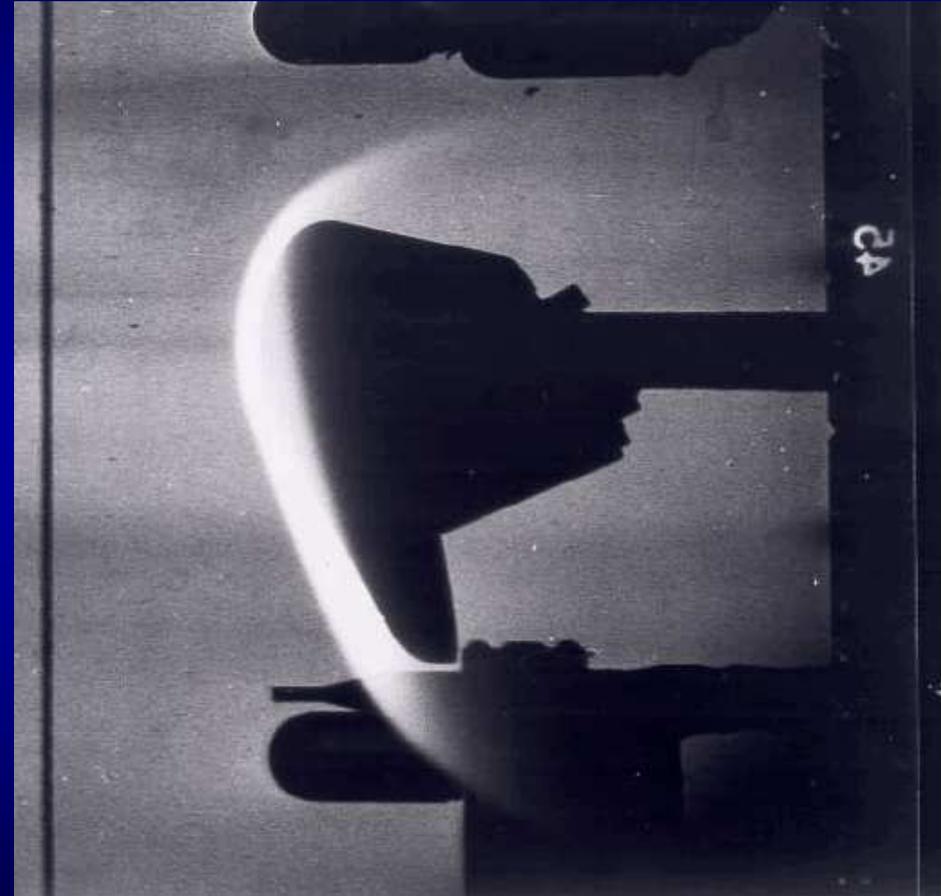
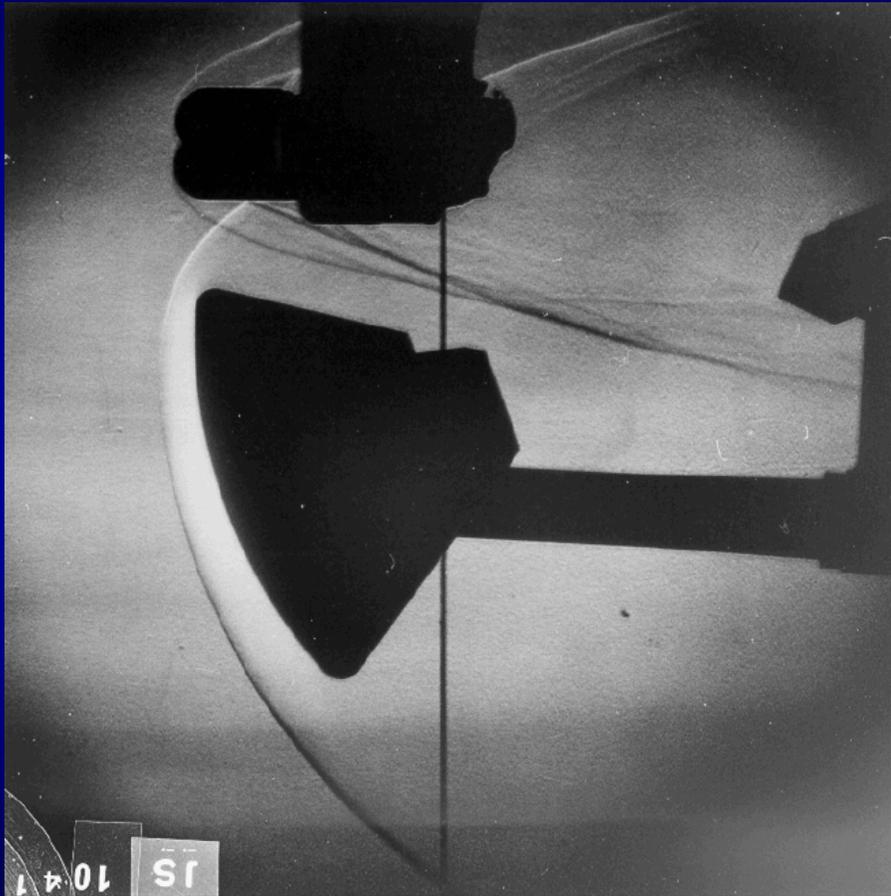
Soufflerie à arc

- Puissance : 150 MW
- Tuyères coniques : 4 versions disponibles
- Durée de la rafale ~ 200 ms
- Enthalpie totale max = 16,5 MJ/kg
- Pression génératrice = 500 bars
- Vitesse en sortie tuyère 2,5 à 6,5 km/s



5. Etudes en laboratoires

Tubes à choc et souffleries : F4 (ONERA, France)



5. Etudes en laboratoires

Techniques de diagnostics dans les plasmas

- Que veut-on mesurer ?

- températures
- populations
- flux
- pression
- transformations de l'échantillon

- Pour quoi faire ?

- valider les modèles aérodynamiques
- valider les modèles chimiques
- valider les modèles radiatifs

⇒ valider les simulations numériques

5. Etudes en laboratoires

Techniques de diagnostics dans les plasmas

- Difficultés des mesures dans les plasmas
 - hautes températures
 - fortes excitations
 - faibles densités
- Thermocouple
 - température cinétique du plasma (bilan sur la soudure)
 - température de l'échantillon, flux conductif dans l'échantillon
- Thermographie infrarouge
 - température de surface, émissivité de l'échantillon
- Sondes électrostatiques (n_e , T_e , vitesse)
 - températures et densités électroniques, vitesses macroscopiques
- Tube de Pitot
 - pression statique, vitesse longitudinal

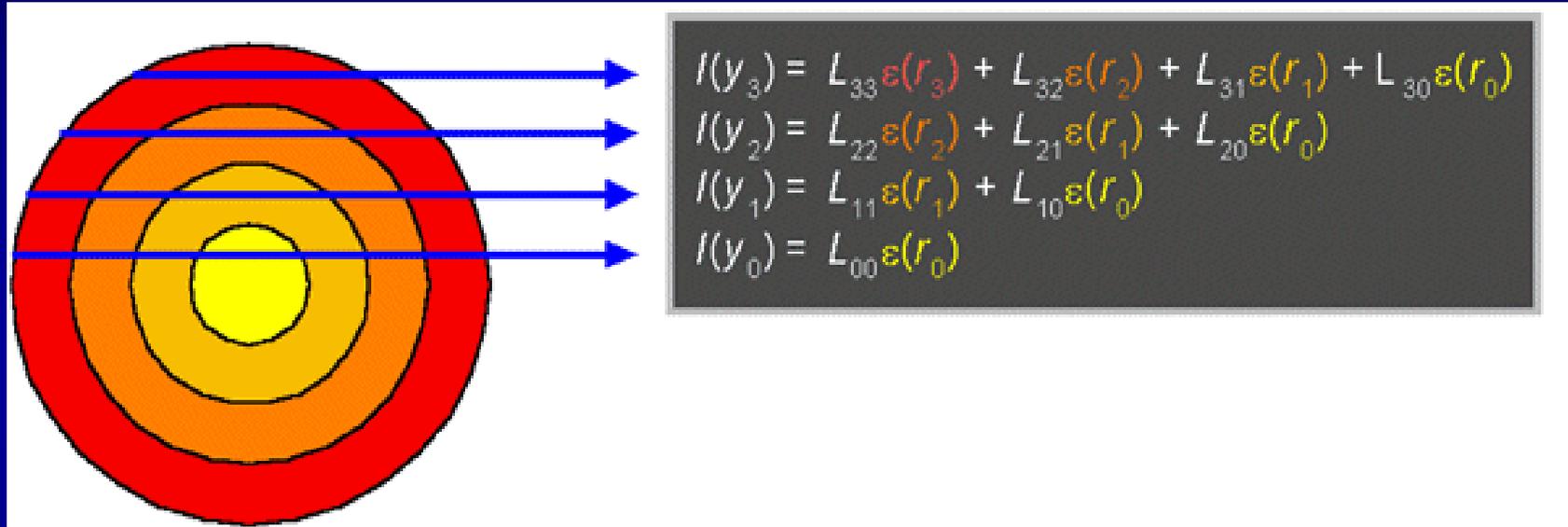
5. Etudes en laboratoires

Techniques de diagnostics dans les plasmas

- **Spectroscopie d'émission** [vacuum ultraviolet (100 nm) → infrarouge (5 μ m)]
 - températures et populations des états émetteurs (états excités)
 - mesures non-locales - mesures locales avec inversion d'Abel
 - étalonnage nécessaire (source de référence)
 - autoabsorption (milieux optiquement épais)
- **Spectroscopie d'absorption** [vacuum ultraviolet (100 nm) → infrarouge (5 μ m)]
 - températures et populations des états absorbeurs (états de basse énergie)
 - mesures non-locales - mesures locales avec inversion d'Abel
 - étalonnage inutile : la référence est la luminance incidente
 - absorption par diode laser dans l'infrarouge
 - sources rares dans le domaine VUV
 - absorption multipassage
- **Spectroscopie d'émission ou d'absorption résolues en temps**
 - systèmes Streak : les électrons produits par les photons incidents sont balayés par un champ électrique variable
 - obtention d'images spectro-temporelles
 - utiles dans les installations impulsionnelles

5. Etudes en laboratoires

Techniques de diagnostics dans les plasmas : inversion d'Abel



$$F(y) = 2 \int_y^\infty \frac{f(r)r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}$$

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dF}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}}$$

5. Etudes en laboratoires

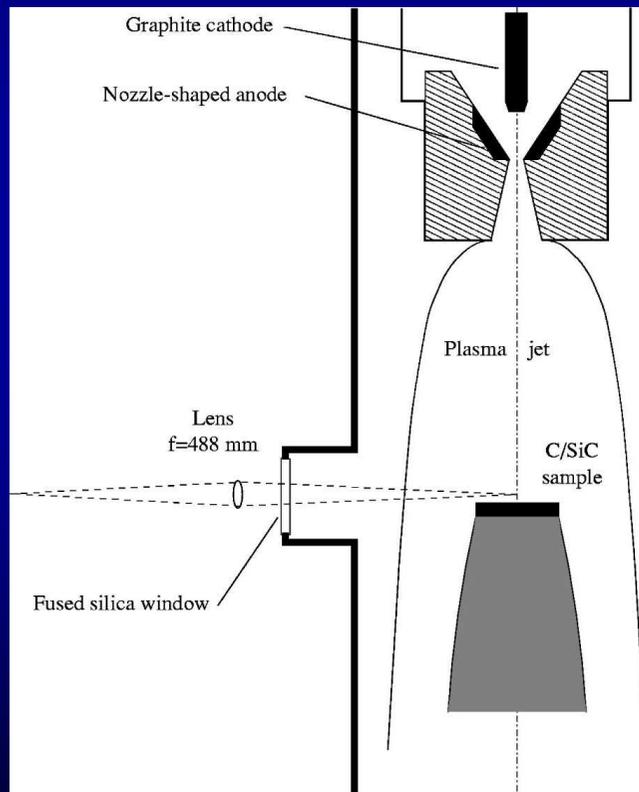
Techniques de diagnostics dans les plasmas

- Spectroscopie de fluorescence laser
 - LIF : laser-induced fluorescence
 - températures et populations des états absorbeurs (états de basse énergie)
 - mesures locales
 - meilleur seuil de détection que l'absorption
 - mesures en bande fine (laser accordé à la transition) ou en bande large
 - problèmes d'étalonnage
- Diffusion Rayleigh (diffusion à la longueur d'onde du laser)
 - densité totale du milieu (connaissance des sections efficaces Rayleigh)
 - problèmes de réflexion du laser
 - étalonnage facile sur l'air ambiant
- Diffusion Raman (diffusion décalée par rapport à la longueur d'onde du laser)
 - températures et populations des états peuplés (difficile à haute température)
 - pas de problèmes de réflexion du laser
 - faible section efficace (incompatible avec les basses pressions)
- Diffusion Thomson (diffusion par les électrons libres)
 - utilisables pour les fortes densités électroniques

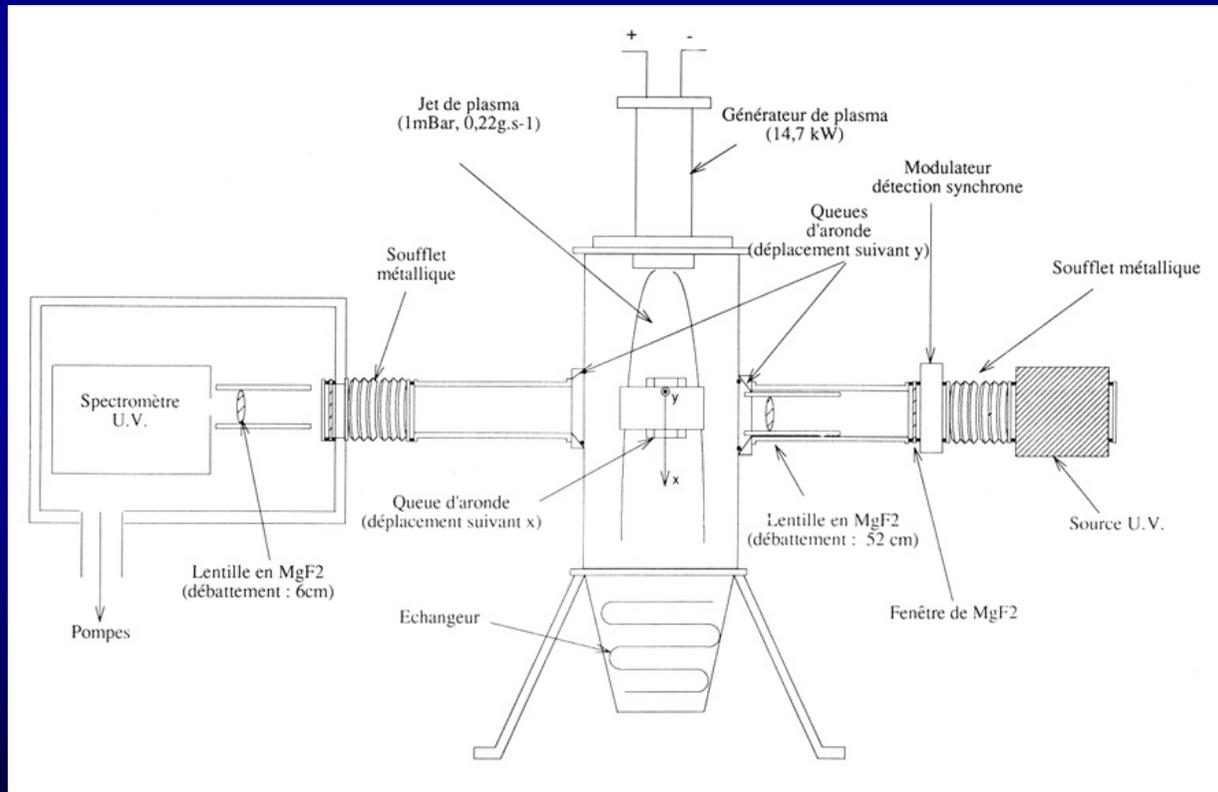
5. Etudes en laboratoires

Techniques de diagnostics dans les plasmas

Emission spontanée au-dessus
d'un échantillon



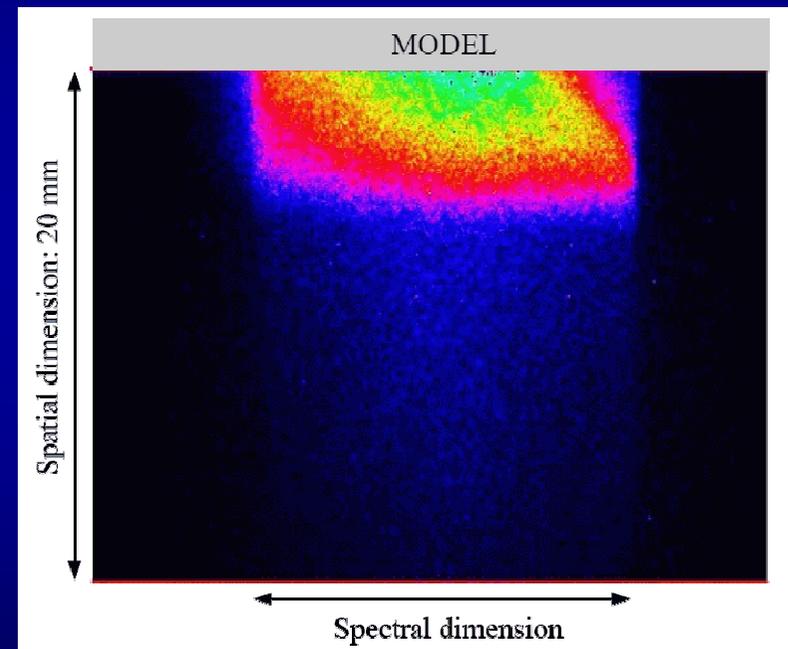
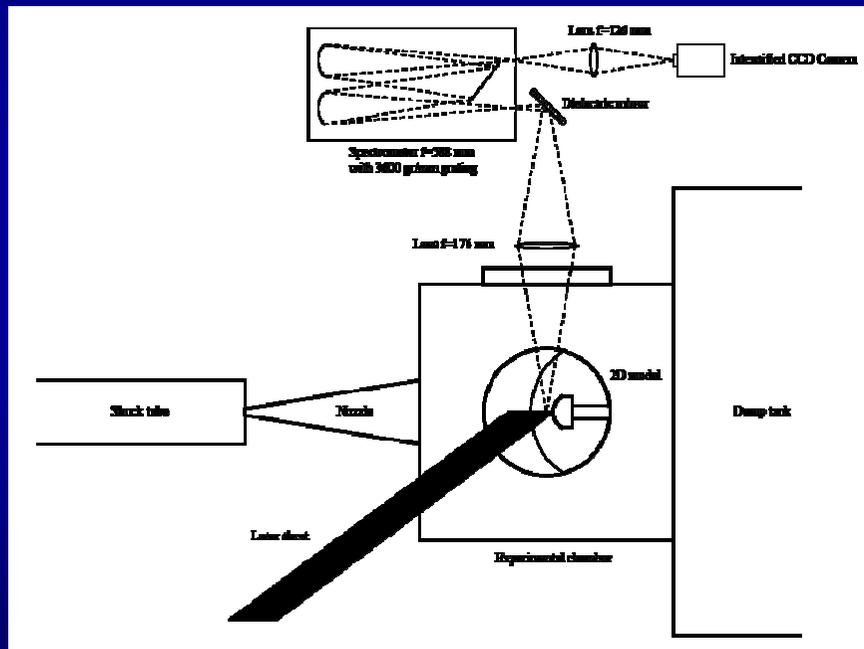
Emission VUV dans un jet libre



5. Etudes en laboratoires

Techniques de diagnostics dans les plasmas

Fluorescence induite par laser de NO ϵ
dans une soufflerie à piston libre

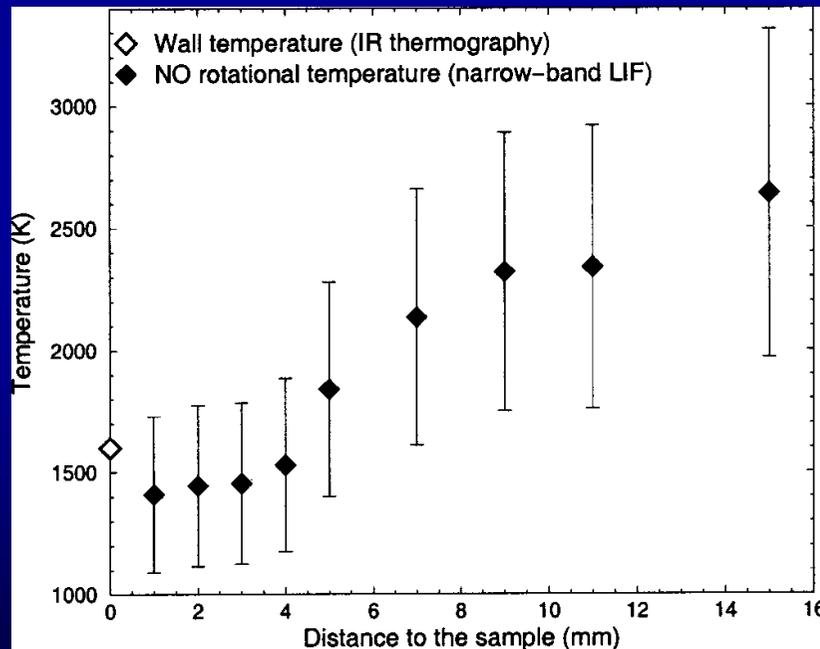


- Durée de la rafale utile : 300 μ s
- Durée de l'impulsion laser : 15 ns

5. Etudes en laboratoires

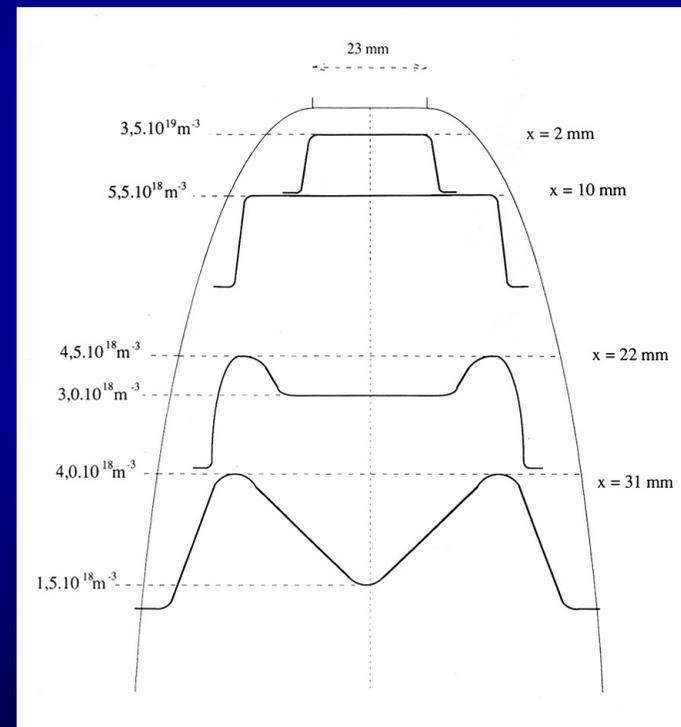
Techniques de diagnostics dans les plasmas

Fluorescence induite par laser de NO ε dans un arcjet CO₂-N₂ au dessus d'une tuille en C/SiC



Températures proches de la paroi

Emission auto-absorbée dans le domaine VUV dans le jet libre d'un arcjet d'azote

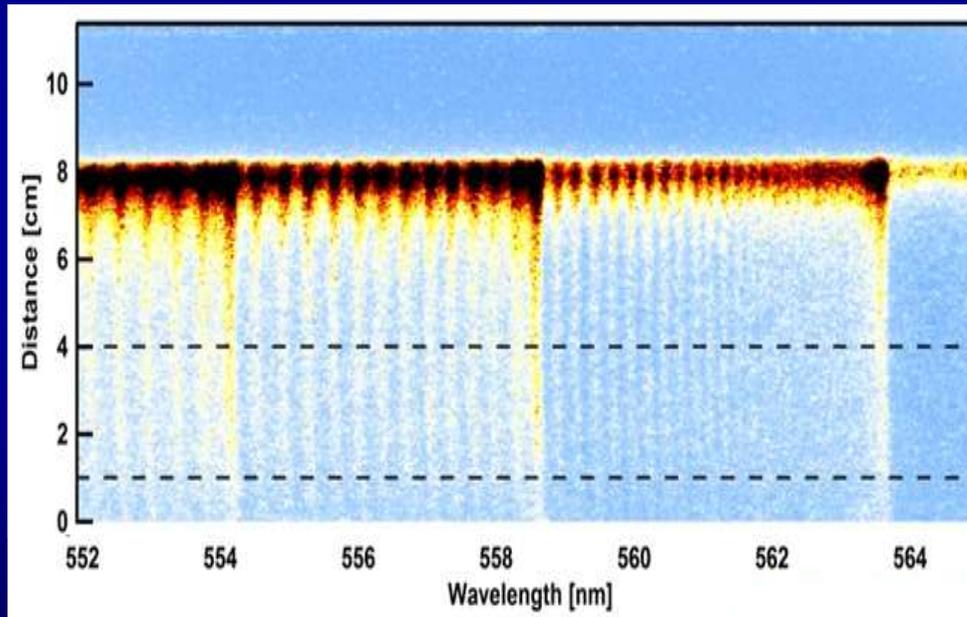


Densité d'azote atomique

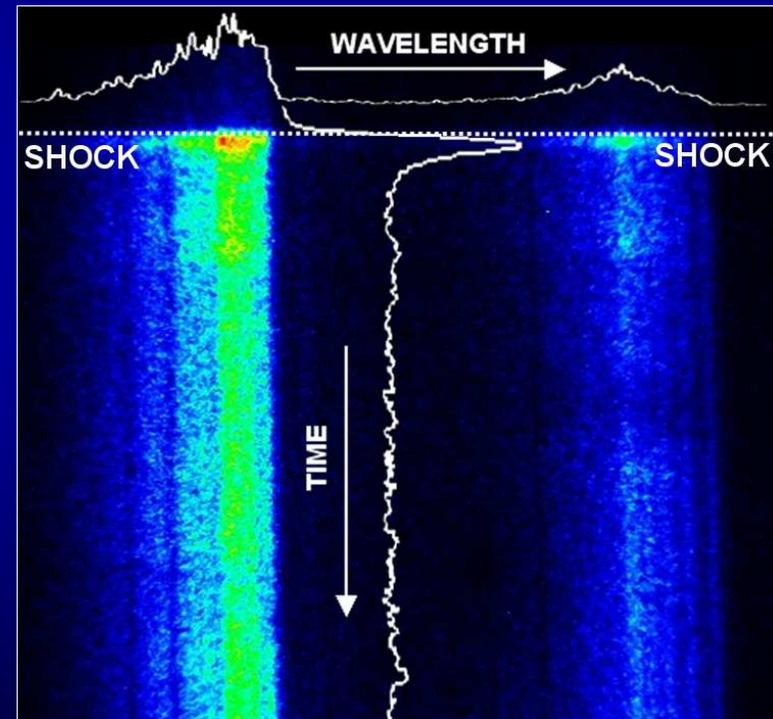
5. Etudes en laboratoires

Techniques de diagnostics dans les plasmas

Spectroscopie résolue en espace dans un tube à choc (C_2 Swan)



Spectroscopie résolue en temps dans un tube à choc (CN violet)

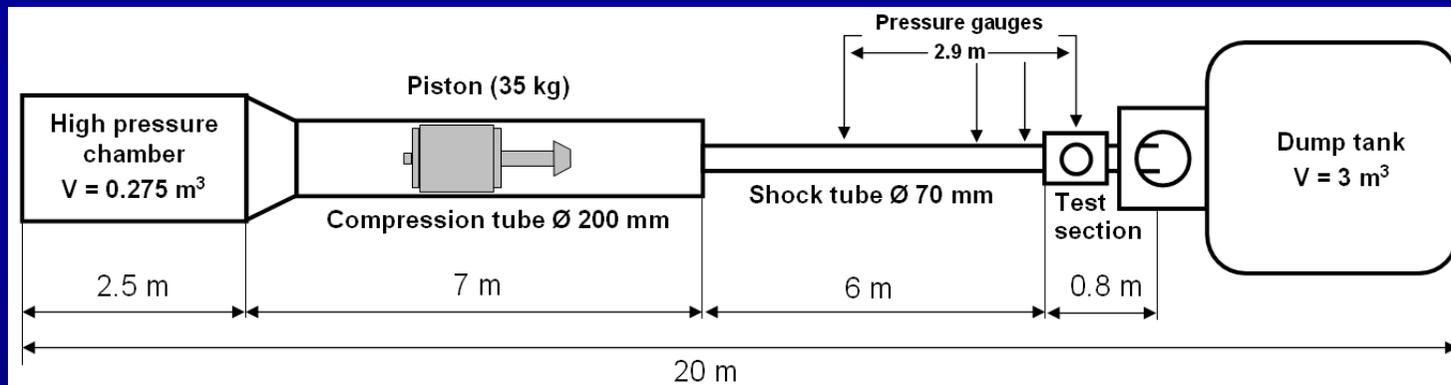


5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Différents tubes à chocs utilisés pour les études de cinétique chimique et de rayonnement

- ⊖ NASA Ames Research Center (ARC) : tube à choc à arc
- ⊖ Московский физико-технический институт (MIPT) : tube à choc à combustion
- ⊖ Korea Advanced Institute of Science and Technology (KAIST) : tube à choc à pression statique
- ⊖ Université de Provence (UP-IUSTI) : tube à choc à piston libre



Mélanges martiens

- 70% CO – 30% N₂
- 70% CO₂ – 30% N₂
- 100% CO₂

Deux conditions d'essai

- $v_s = 6,2$ km/s, $p_i = 3,2$ mbar
- $v_s = 6,9$ km/s, $p_i = 0,45$ mbar

Mesures intéressantes

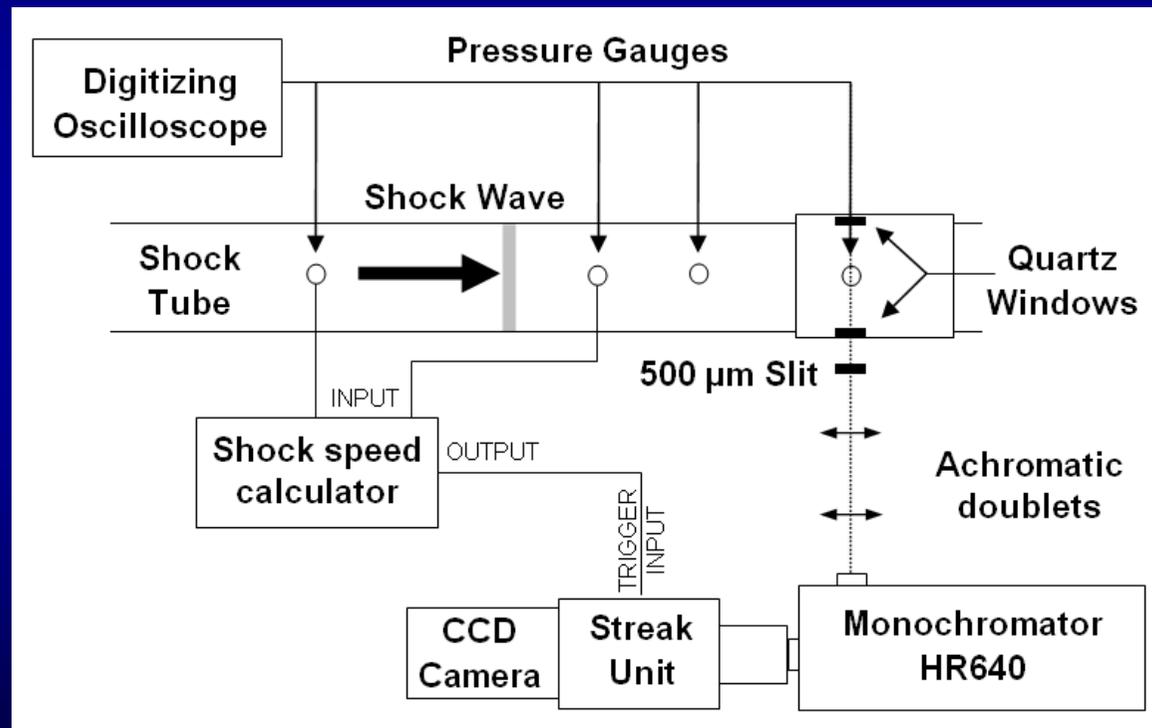
- Radiative flux from CN violet, C₂ Swan, CN red
- Radiative flux from CO 4th positive system
- Infrared radiative flux from CO₂ et CO
- Electronic density
- DLAS, LIF : ground state densities

Thèse de Cathy Rond (2006)

5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Spectroscopie d'émission résolue en temps

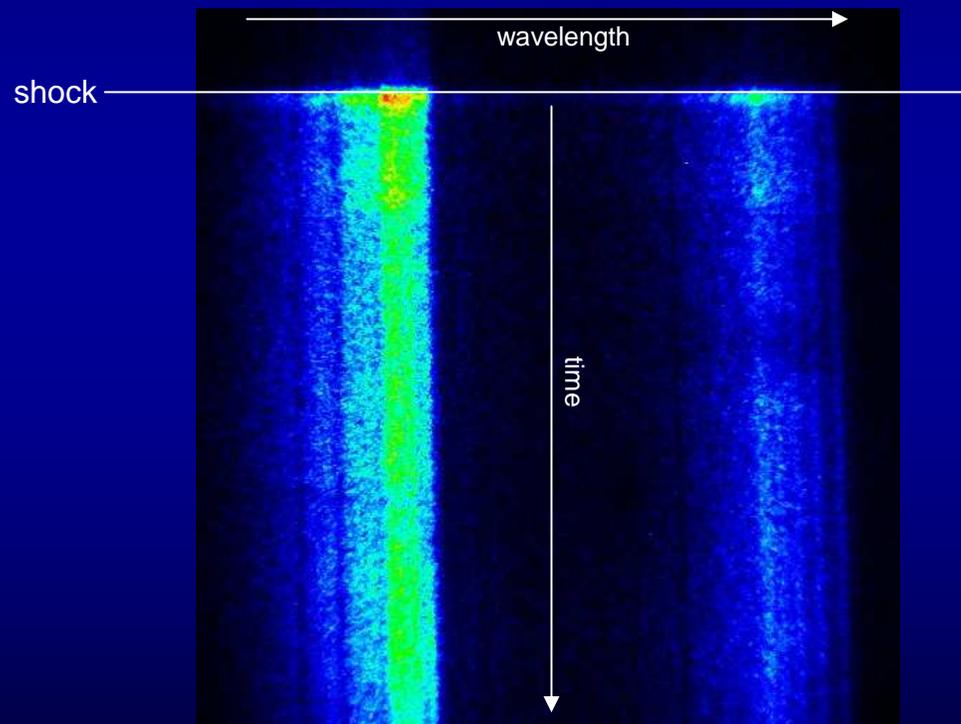


5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Spectroscopie d'émission résolue en temps

Durée du phénomène : environ 10 μ s – Durée de la phase hors d'équilibre : environ 1 μ s



5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Collection without fiber optics

⊙ collection à travers une fente pour augmenter la résolution

⊙ courbure de l'onde de choc : formule de Kiefer

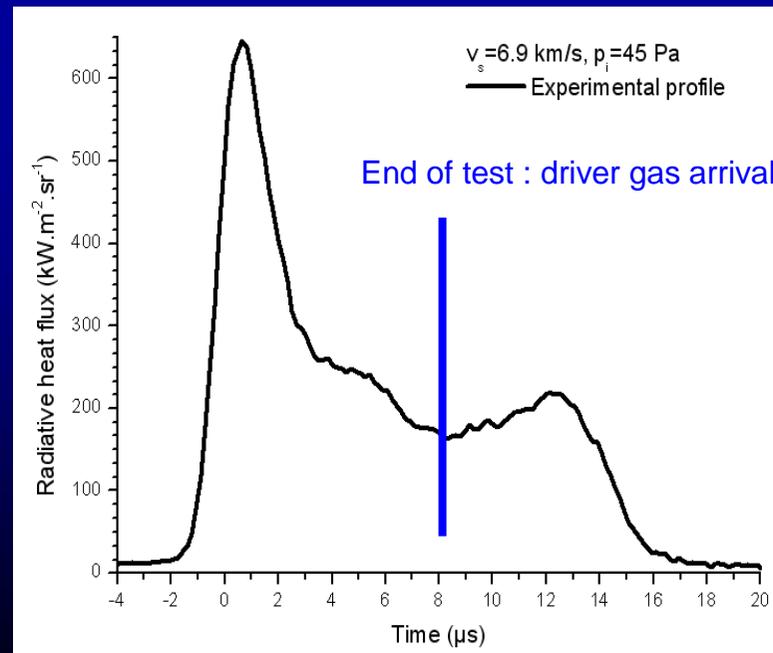
➔ $p_i = 320 \text{ Pa}$, $e = 0,8 \text{ mm}$, $\Delta t = 0,13 \mu\text{s}$

➔ $p_i = 45 \text{ Pa}$, $e = 2 \text{ mm}$, $\Delta t = 0,3 \mu\text{s}$

$$e = 0,6 \sqrt{\frac{D}{p_i}}$$

⊙ résolution temporelle : $0,3 \text{ } (p_i = 320 \text{ Pa}) - 1,5 \mu\text{s} \text{ } (p_i = 45 \text{ Pa})$

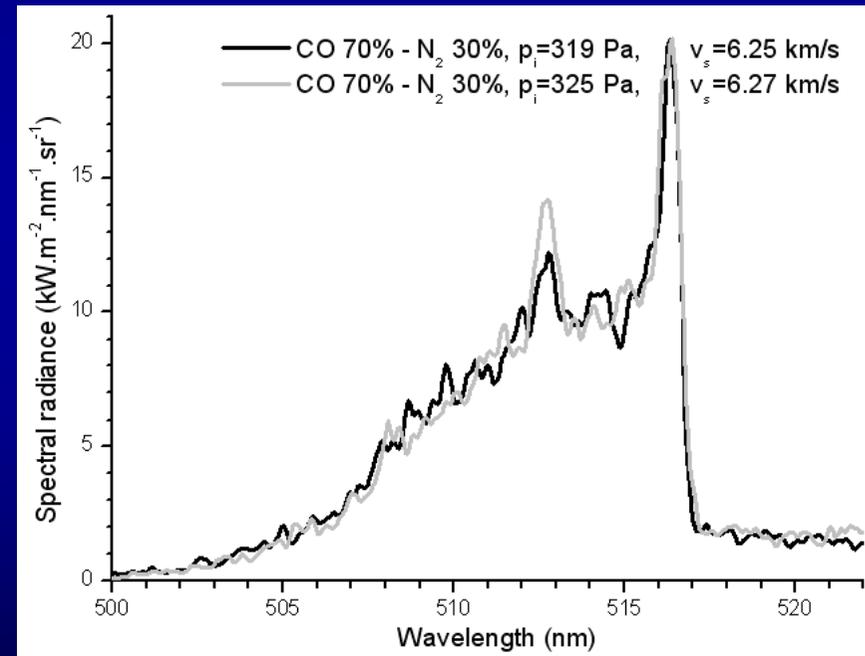
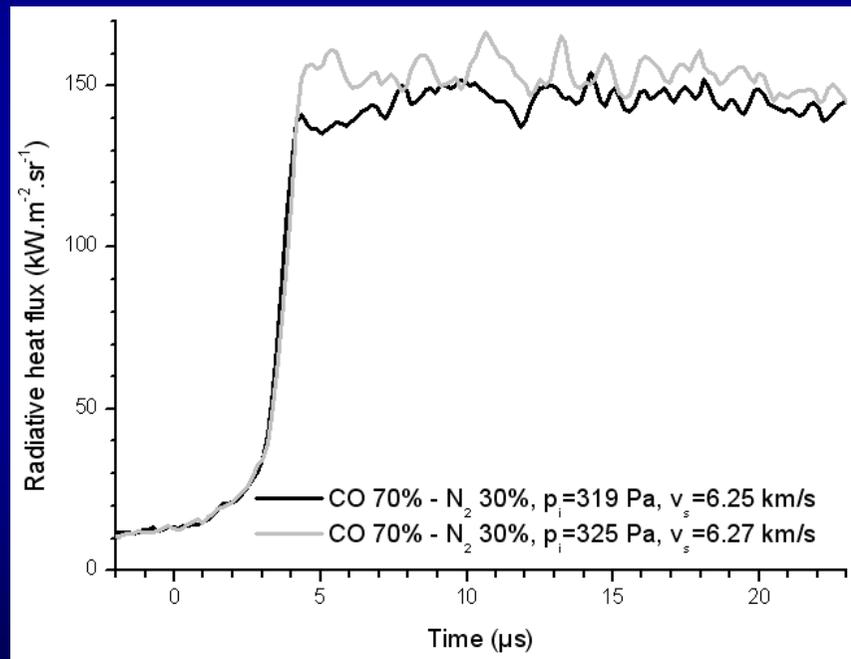
⊙ incertitude sur le temps du choc > temps d'incubation



5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Essais de reproductibilité sur l'émission de C₂



5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Spectroscopie à l'équilibre

Spectre composite avec 0,5 nm de résolution spectrale

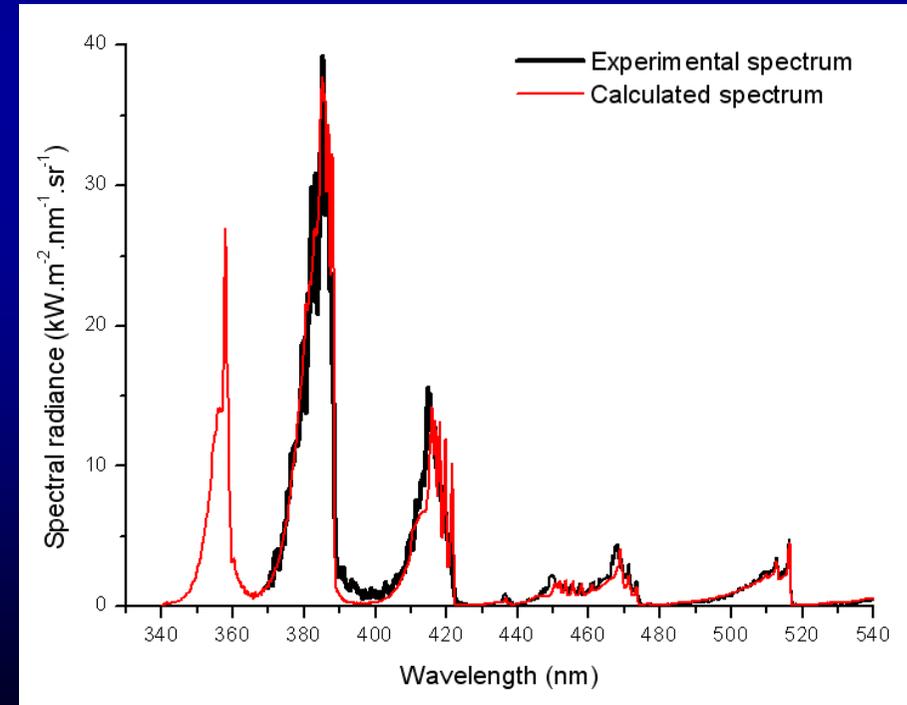
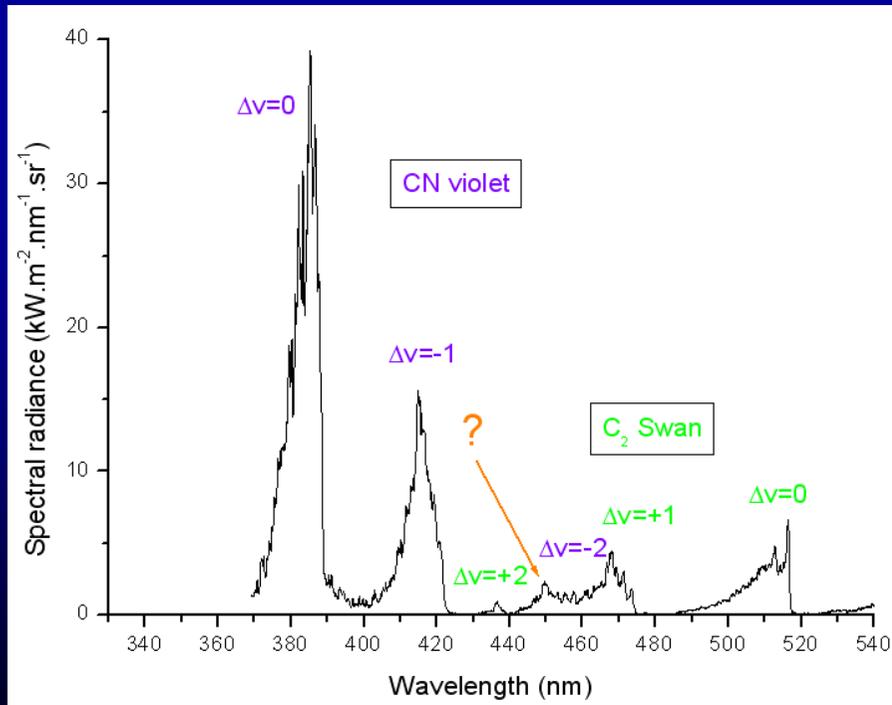
$v_s=6,2$ km/s, $p_i=3,2$ mbar, $p_s=1,26$ bar

Calcul à l'équilibre

⊙ $T_{eq}=6400$ K

⊙ $p_s=1,26$ bar

⊙ $X_{CN}=0,84\%$, $X_{C_2}=0,037\%$, $X_{CO}=43\%$



5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

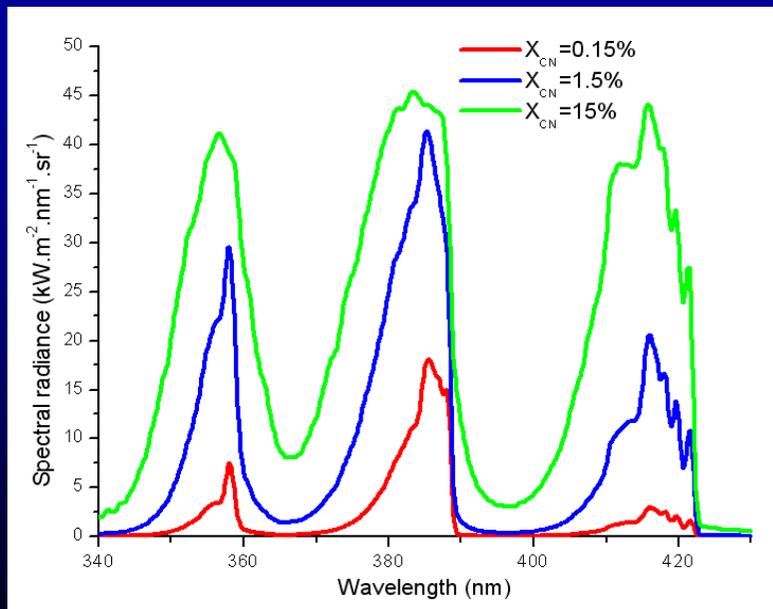
Utilisation de l'auto-absorption

⊙ Influence sur les intensités absolues et relatives

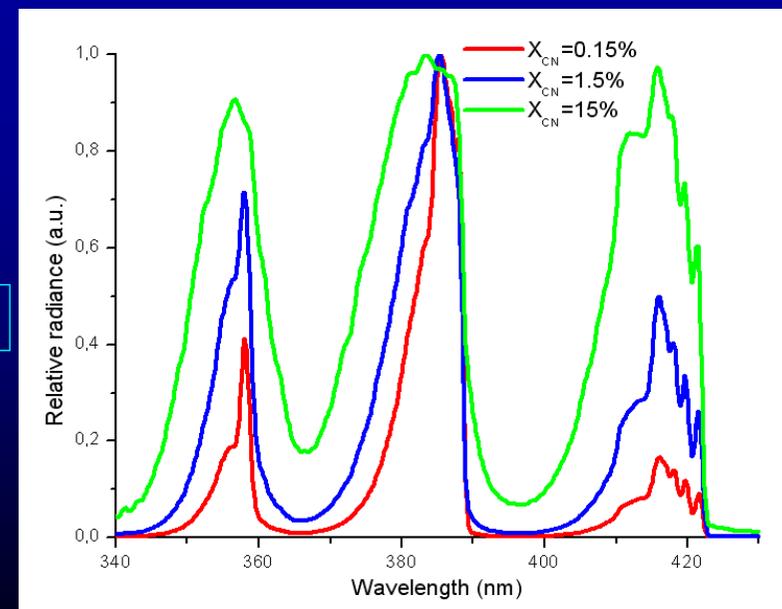
- ❖ population de l'état fondamental
- ❖ température d'excitation électronique

⊙ Influence sur la forme du spectre

- ❖ population de l'état fondamental
- ❖ températures de vibration et de rotation



$T_{eq} = 6400 \text{ K}$



5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

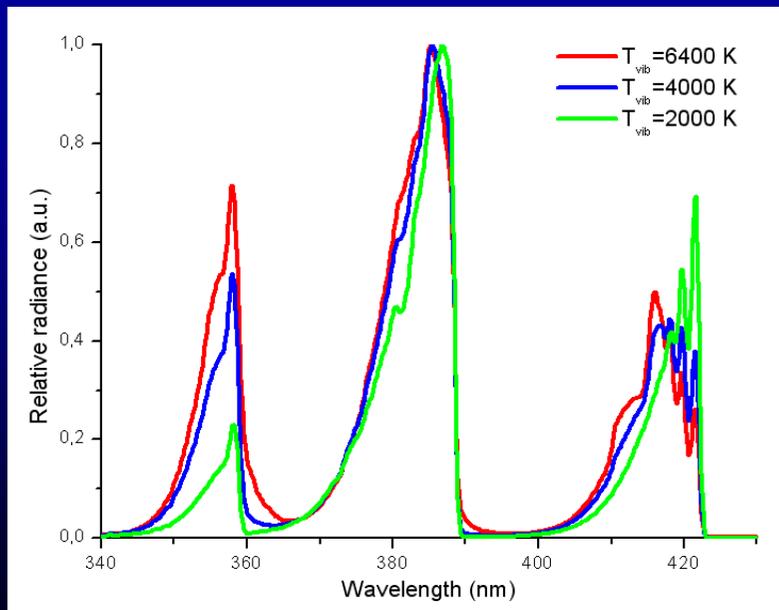
Utilisation de l'auto-absorption

⊙ Influence sur les intensités absolues et relatives

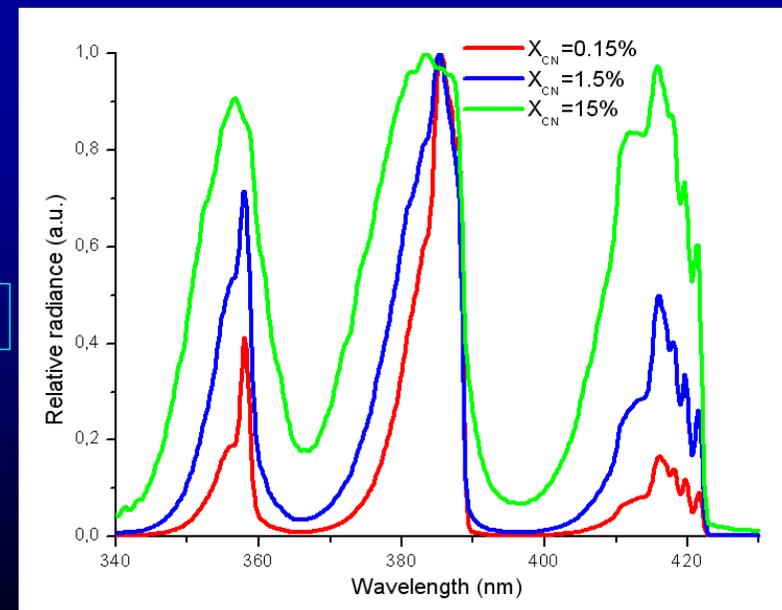
- ❖ population de l'état fondamental
- ❖ température d'excitation électronique

⊙ Influence sur la forme du spectre

- ❖ population de l'état fondamental
- ❖ températures de vibration et de rotation



$T_{\text{eq}} = 6400$ K



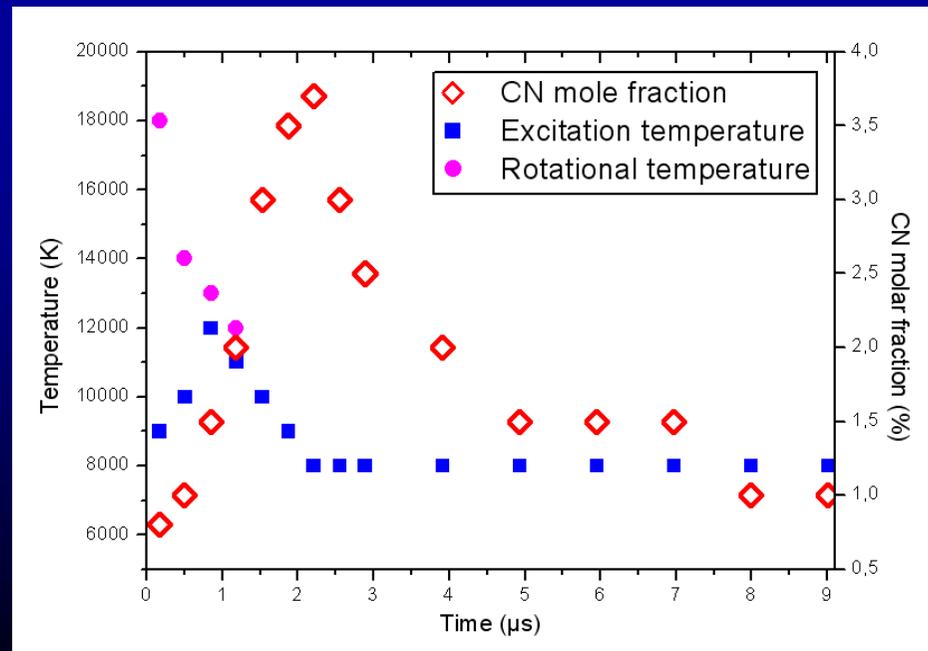
5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Spectroscopie derrière l'onde de choc (hors équilibre)

© Evolution temporelle des températures et de la densité de CN

- ❖ $v_s=6,9$ km/s, $p_i=0,45$ mbar, $p_s=0,22$ bar
- ❖ moyenne temporelle : $0,3$ μ s
- ❖ hypothèse : $T_{exc} = T_{vib}$
- ❖ la fraction molaire de CN est calculé à partir du rapport des bandes de CN
- ❖ bon accord avec les calculs



5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

$$T_a = \sqrt{T \cdot T_v}$$

	T _x	A (cm ³ /mole/s)	n	T _d (K)
C ₂ + M → C + C + M	T _a	1.5E+16	0.00	71600
N ₂ + M → N + N + M M=C ₂ -N ₂ -O ₂ -CN-CO-NO-CO ₂ M=C-O-N M=e ⁻	T _a	7.0E+21 3.0E+22 3.0E+24	- 1.60	113200
O ₂ + M → O + O + M M= C ₂ -N ₂ -O ₂ -CN-CO-NO- CO ₂ -e ⁻ M=C-N-O	T _a	2.0E+21 1.0E+22	- 1.50	59750
CN + M = C + N + M	T _a	2.53E+14	0.00	71000
CO + M → C + O + M M= C ₂ -N ₂ -O ₂ -CN-CO-NO- CO ₂ -e ⁻ M= C-N-O	T _a	2.3E+20 3.4E+20	- 1.00	129000
NO + M → N + O + M M=C ₂ -O ₂ -CN-CO-NO-C-O-N- e ⁻ M= N ₂ M= CO ₂	T _a	9.64E+14 1.45E+15 2.41E+15	0.00	74700
CO ₂ + M → CO + O + M M= C ₂ -N ₂ -O ₂ -CN-CO-NO- CO ₂ -e ⁻ M= C-N-O	T _a	6.90E+21 1.4E+22	- 1.50	63275

NCO + M → CO + N + M	T _a	6.3E+16	-0.50	24000
N ₂ + O → NO + N	T	6.4E+17	-1.00	38370
NO + O → O ₂ + N	T	8.4E+12	0.00	19450
CO + C → C ₂ + O	T	2.0E+17	-1.00	58000
CO + O → O ₂ + C	T	3.9E+13	-0.18	69200
CO + N → CN + O	T	1.0E+14	0.00	38600
N ₂ + C → CN + N	T	5.24E+13	0.00	22600
CN + O → NO + C	T	1.6E+13	0.10	14600
CN + C → C ₂ + N	T	5.0E+13	0.00	13000
CO + CO → C + CO ₂	T	2.3E+09	0.50	65710
CO ₂ + O → O ₂ + CO	T	2.1E+13	0.00	27800
C ₂ + N ₂ → CN + CN	T	1.5E+13	0.00	21000
CO + NO → NCO + O	T	3.8E17	-0.873	51600
CN + O ₂ → NCO + CO	T	6.6E+12	0.00	-200
CN + CO ₂ → NCO + CO	T	4.0E+14	0.00	19200
CN + NO → NCO + N	T	1.0E+14	0.00	21200
CN + CO → NCO + C	T	1.5E+16	-0.487	65800
CO + N → NO + C	T	2.9E+11	0.50	53630
NO + CO → CO ₂ + N	T	4.6E+08	0.50	12070
NO ⁺ + C → NO + C ⁺	T	1.0E+13	0.00	23200
O + N → NO ⁺ + e ⁻	T	8.8E+08	1.00	31900
C + e ⁻ → C ⁺ + e ⁻ + e ⁻	T _v	3.9E+33	-3.78	130700

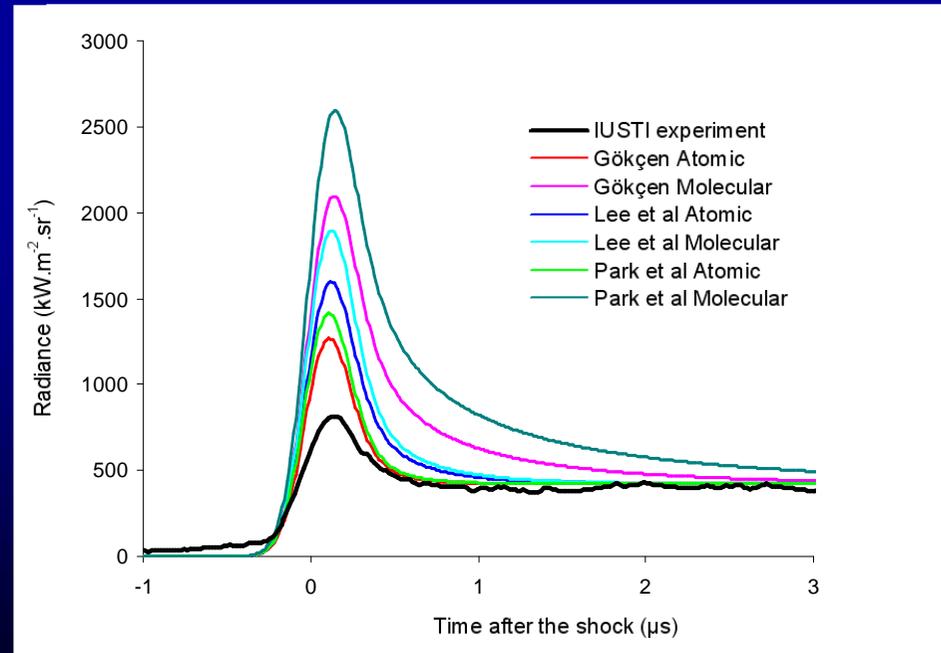
Comment sont produites les espèces excitées ?

5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Evolution temporelle de l'émission de CN

- ⊙ 70% CO, 30% N₂, $v_s=6,2$ km/s, $p_i=3,2$ mbar
- ⊙ résolution temporelle : 0,3 μ s
- ⊙ surestimation du pic hors équilibre d'émission de CN
- ⊙ meilleur modèle : Gökçen Atomic



5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Evolution temporelle de l'émission de CN et C₂

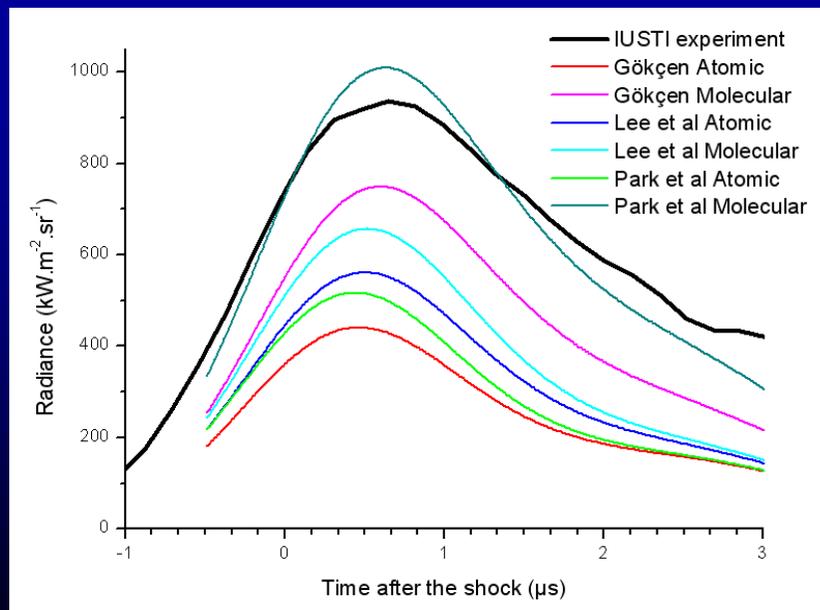
⊙ 70% CO, 30% N₂, v_s=6.9 km/s, p_i=0.45 mbar

⊙ résolution temporelle : 1,5 μs

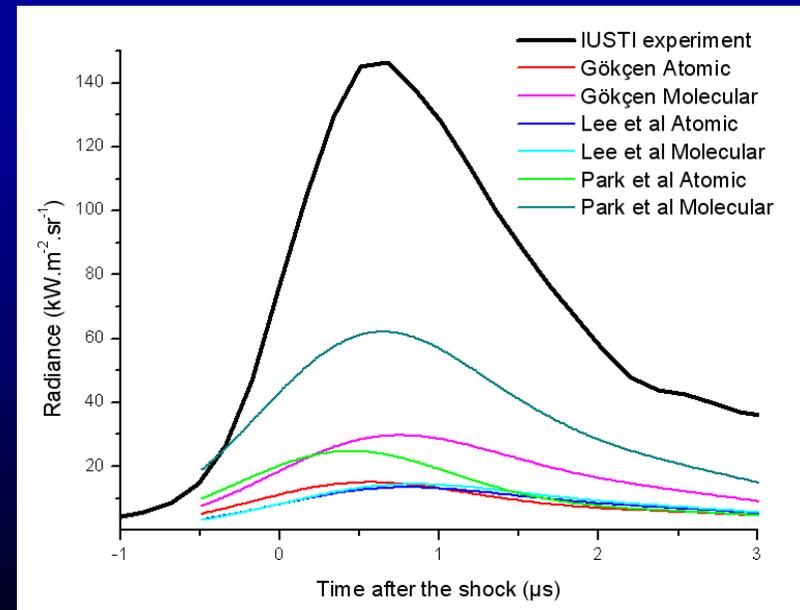
⊙ CN : bonne estimation du rayonnement de CN par le modèle Park molecular

⊙ C₂ : sous-estimation du rayonnement de C₂ par tous les modèles (meilleur : Park molecular)

CN



C₂



5. Etudes en laboratoires

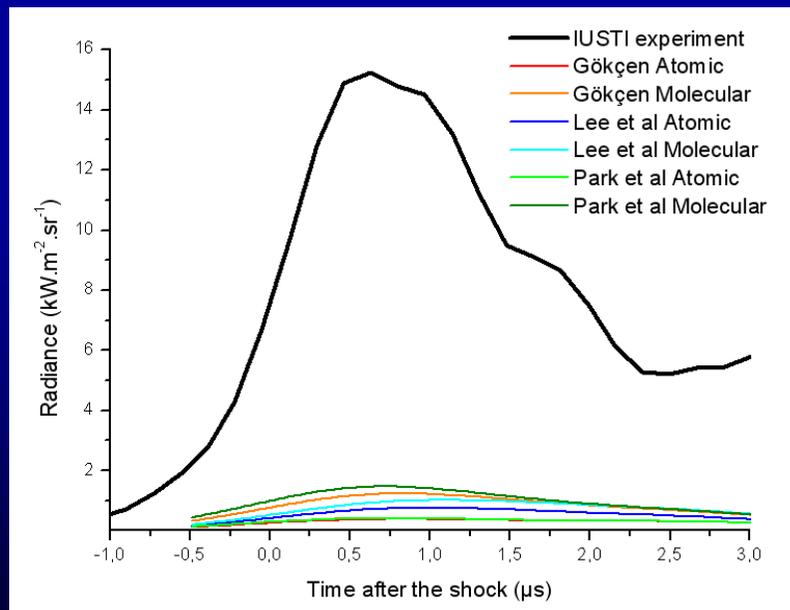
Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Evolution temporelle de l'émission de C₂

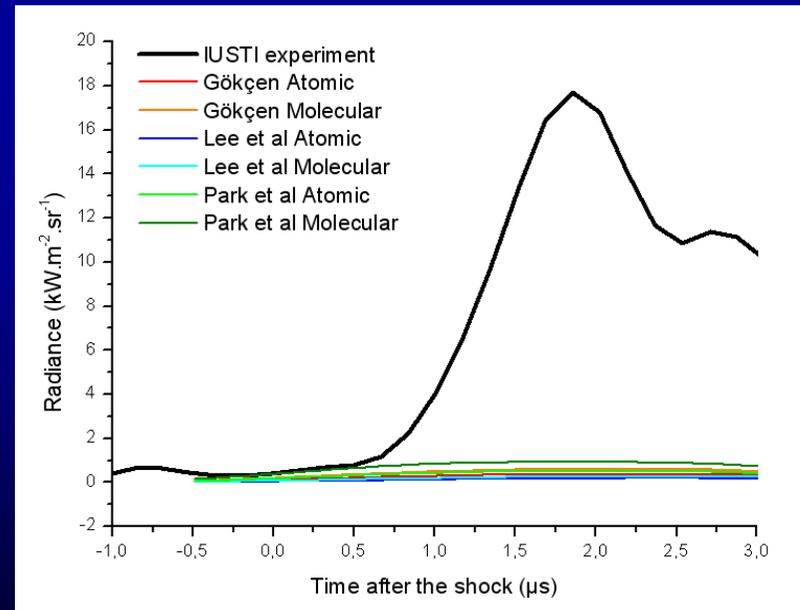
⊙ résolution temporelle : 1,5 μs

⊙ sous-estimation du rayonnement de C₂ par tous les modèles

70% CO₂, 30% N₂, v_s=6.85 km/s, p_i=0.43 mbar



100% CO₂, v_s=6.84 km/s, p_i=0.42 mbar



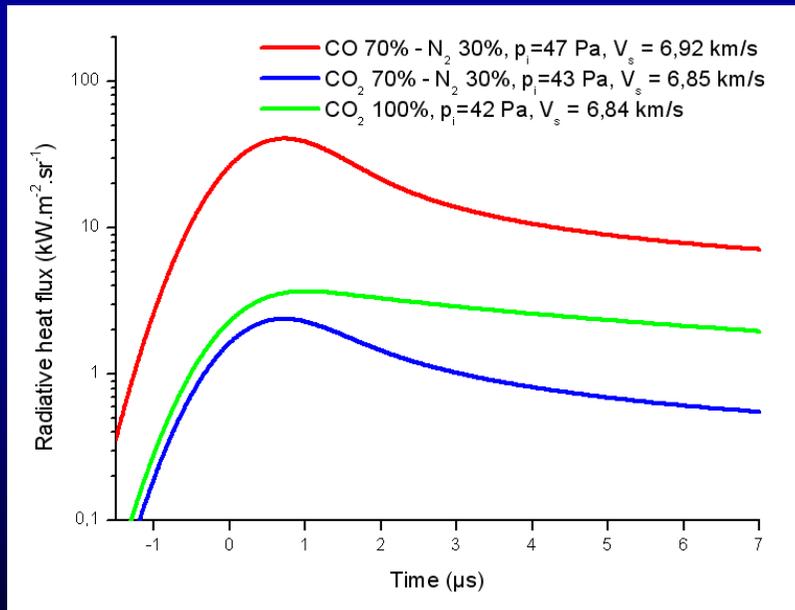
5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

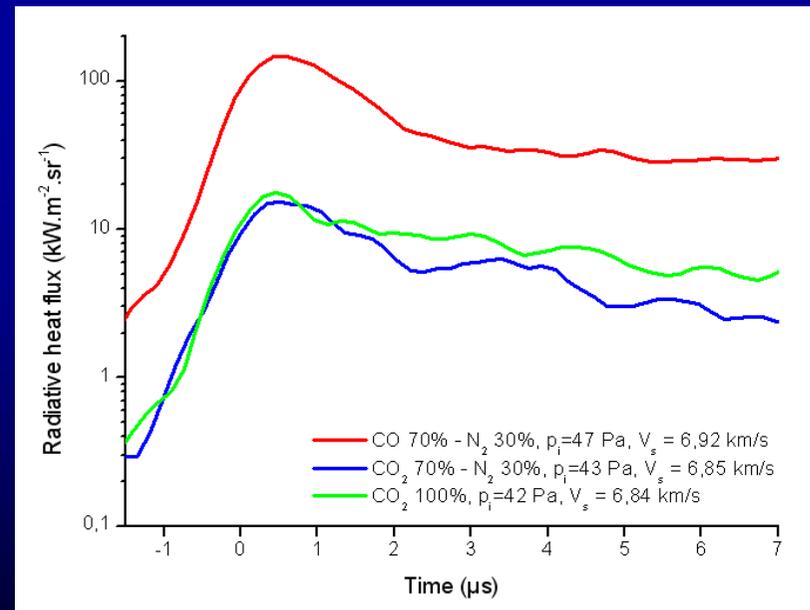
Evolution temporelle de l'émission de C₂

- ⊙ résolution temporelle : 1,5 μ s
- ⊙ sous-estimation du rayonnement de C₂ par tous les modèles

Calcul



Expérience



5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Evolution temporelle de l'émission de CN et C₂ (résultats de NASA Ames Research Center)

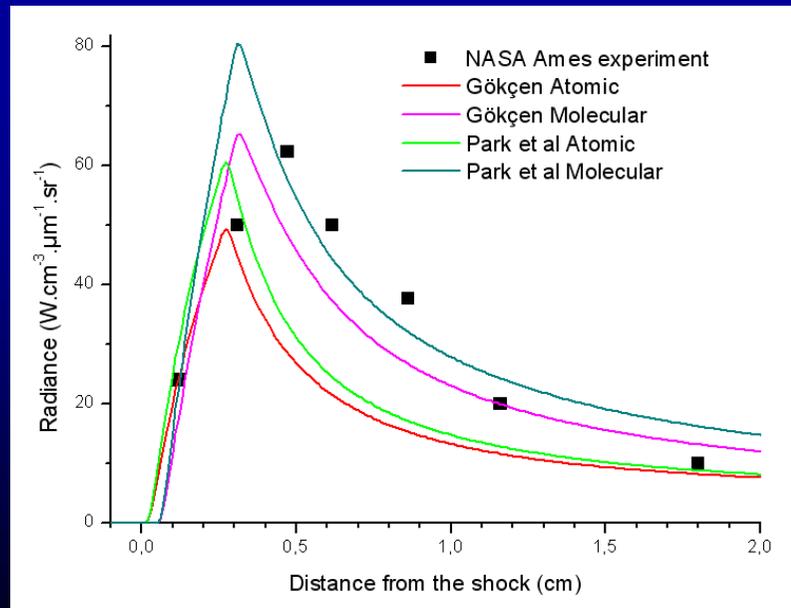
⊙ 96% CO₂, 4% N₂, v_s=8.63 km/s, p_i=0,13 mbar, p_s=0,16 bar

⊙ résolution spatiale : 1,3 mm

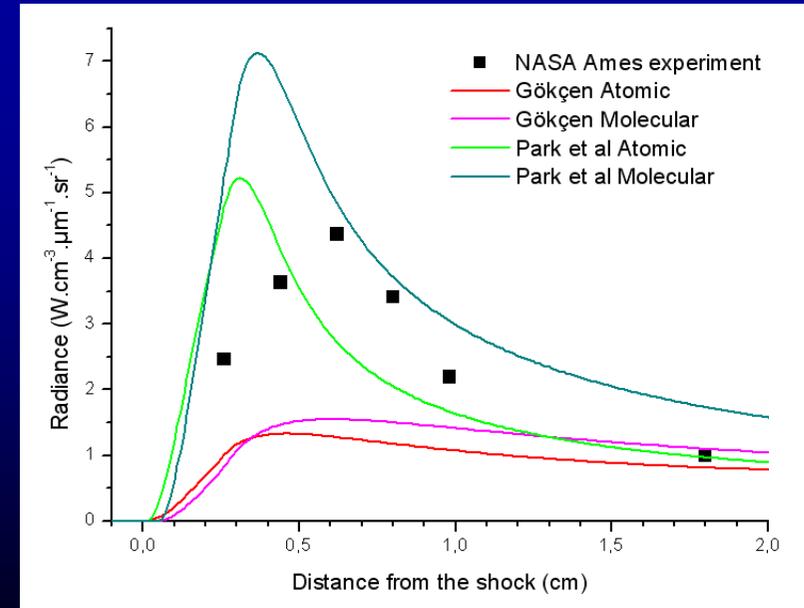
⊙ CN : bonne estimation du rayonnement de CN par les modèles Park atomic et Gökçen molecular

⊙ C₂ : mauvaise estimation du rayonnement de C₂ (meilleur Park atomic)

CN



C₂



5. Etudes en laboratoires

Rayonnement de CN et C₂ derrière une onde de choc

Conclusions

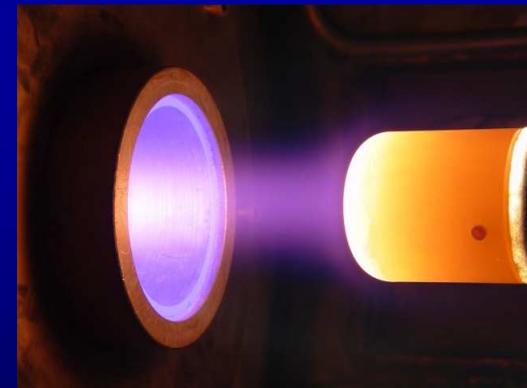
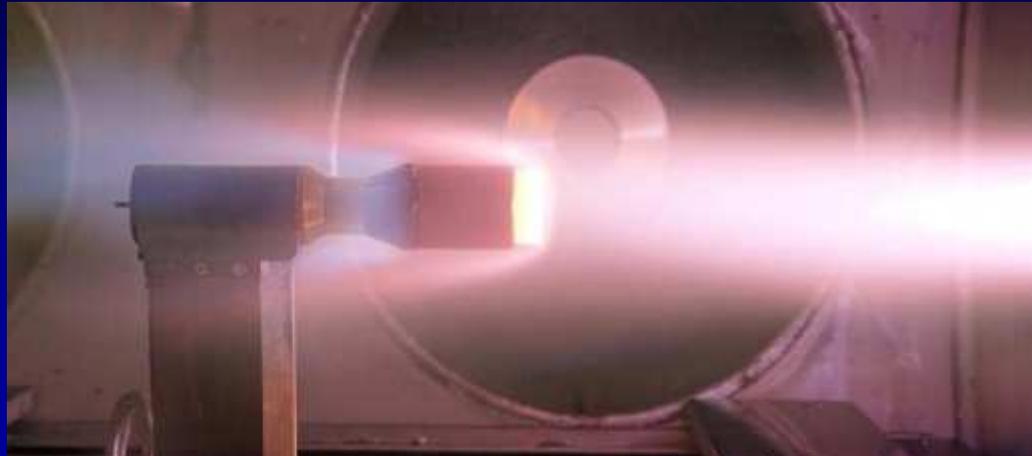
- ⊙ Les résultats de températures et de densités sont en accord avec les calculs
- ⊙ Le rayonnement de CN est assez bien reproduit pas le calcul
- ⊙ Ce n'est pas toujours le même modèle qui donne les meilleurs résultats
- ⊙ Aucun modèle ne réussit à reproduire le rayonnement de C₂

⇒ le calcul multitempératures suffit pour prédire les densités

⇒ un modèle prenant en compte les états excités est nécessaire pour prédire le rayonnement

5. Etudes en laboratoires

Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

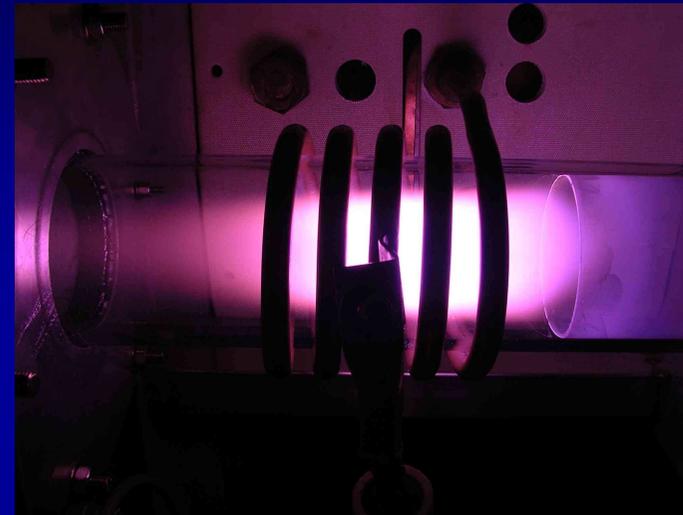
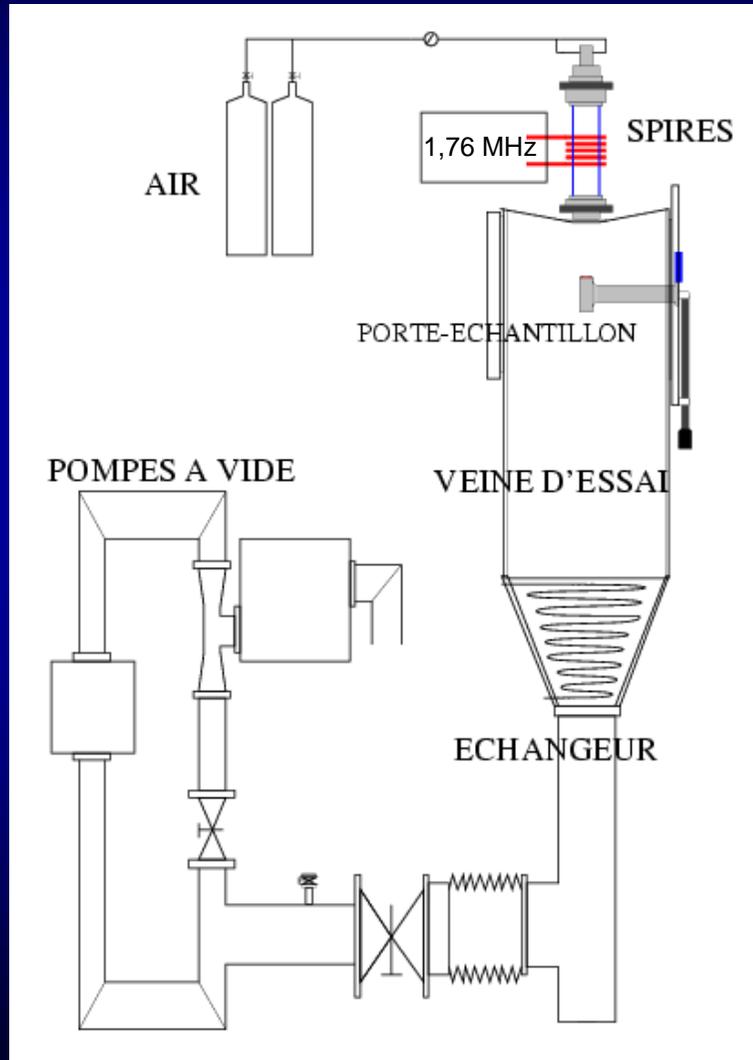


- Couche limite en point d'arrêt (réaliste mais peu étendue)
- Couche limite dans le lit du vent (facile à modéliser et étendue)
- Matériaux : métaux refroidis ou SiC, C/SiC, Alumine, Silice

5. Etudes en laboratoires

Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

Thèse de Damien Studer (2008)



POINT DE FONCTIONNEMENT

Pression statique	38 hPa
Débit massique	2.4 g.s ⁻¹
Puissance aux spires	42 kW
Enthalpie spécifique	≈ 9 MJ.kg ⁻¹
Vitesse	≈ 200 m.s ⁻¹
Nombre de Mach	≈ 0,2

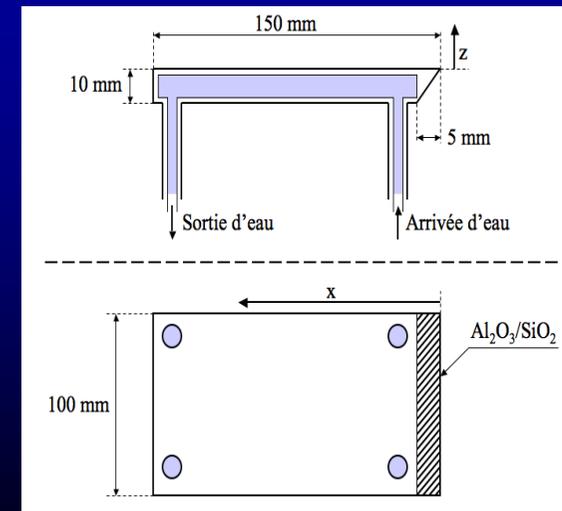
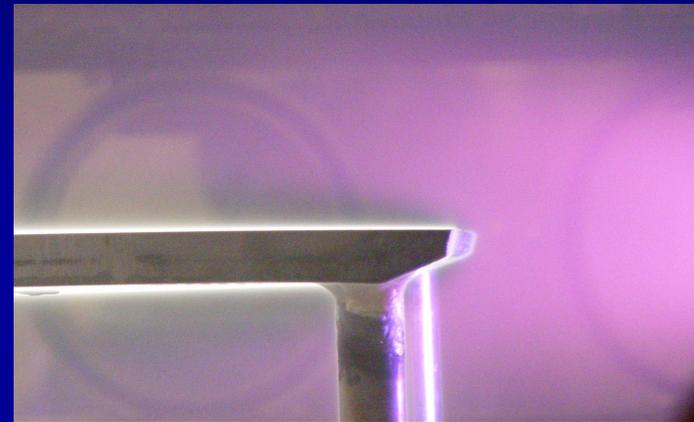
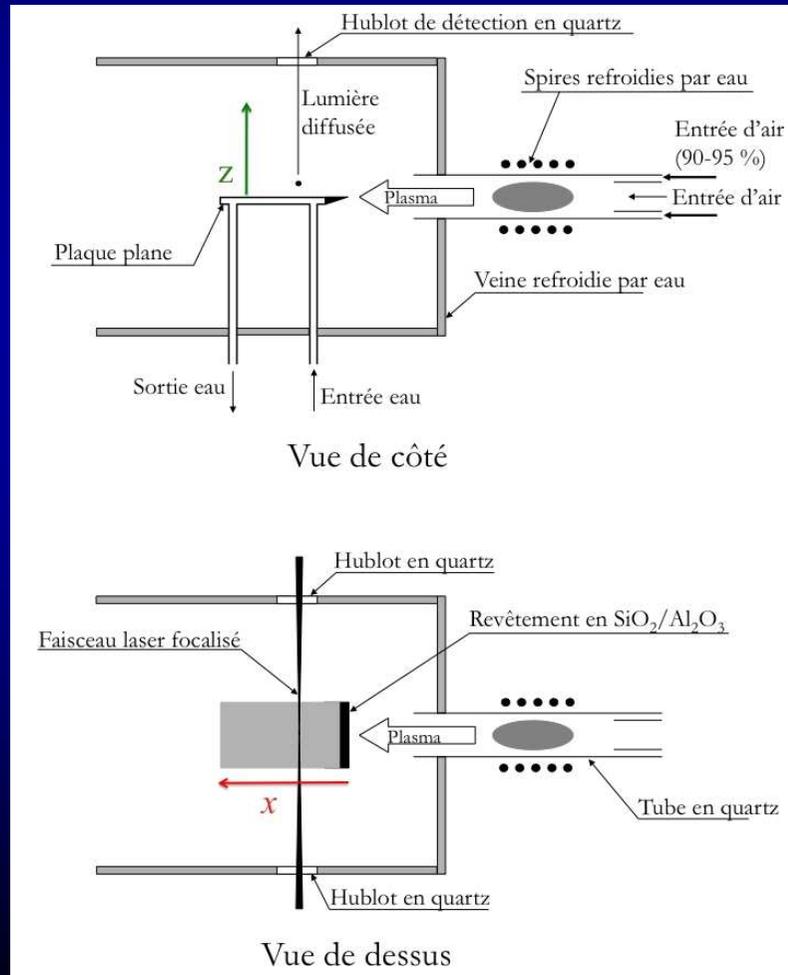
Jet libre

Plaque plane

5. Etudes en laboratoires

Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

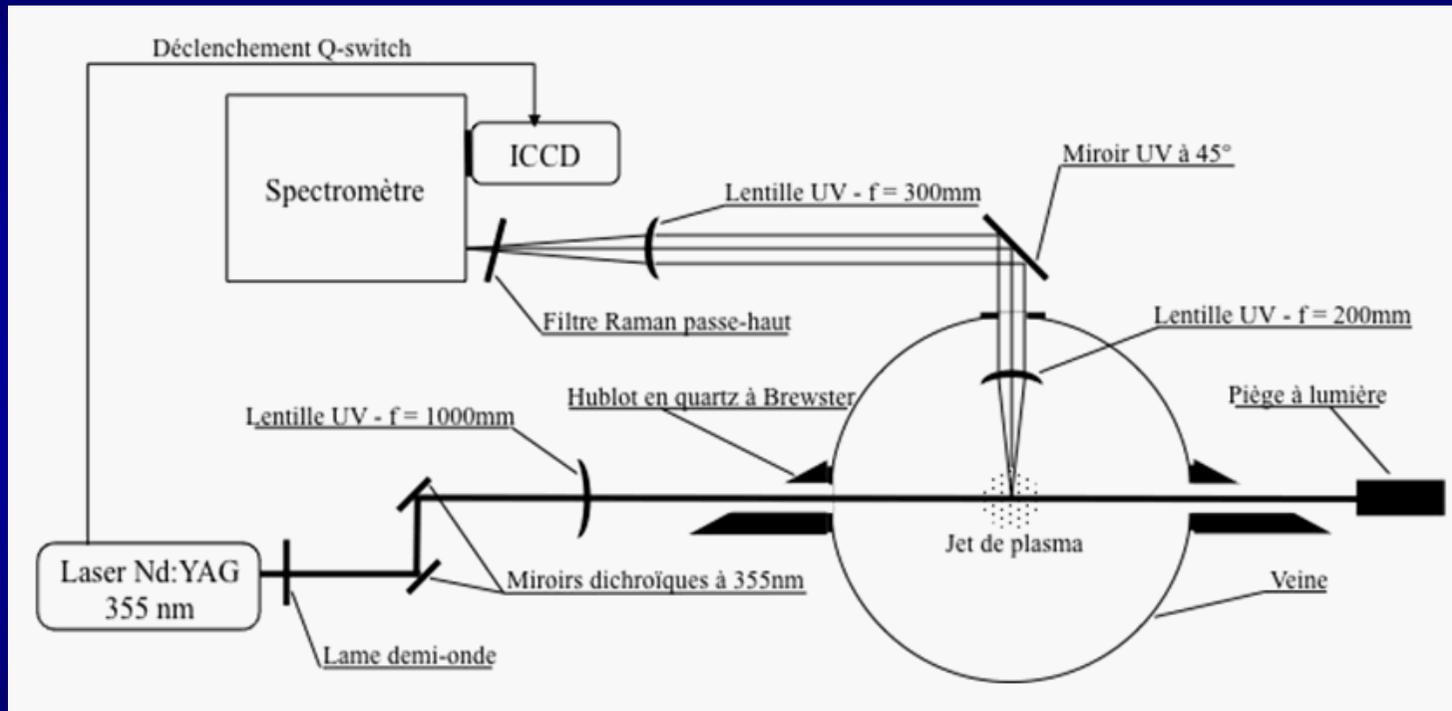
- objectif \neq tester des matériaux
- objectif = comprendre l'aérothermochimie du plasma et son interaction avec la paroi
- matériaux : métaux refroidis ou SiC, C/SiC, Alumine, Silice



5. Etudes en laboratoires

Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

Spectroscopie Raman (N_2 et O_2)



Résolution spatiale : $9\text{ mm} * 120\text{ }\mu\text{m}$

Temps d'acquisition : $1000 * 20\text{ ns}$ à 10 Hz

→ Faible signal, amélioration du rapport s/n (polarisation)

→ Densités absolues et températures

5. Etudes en laboratoires

Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

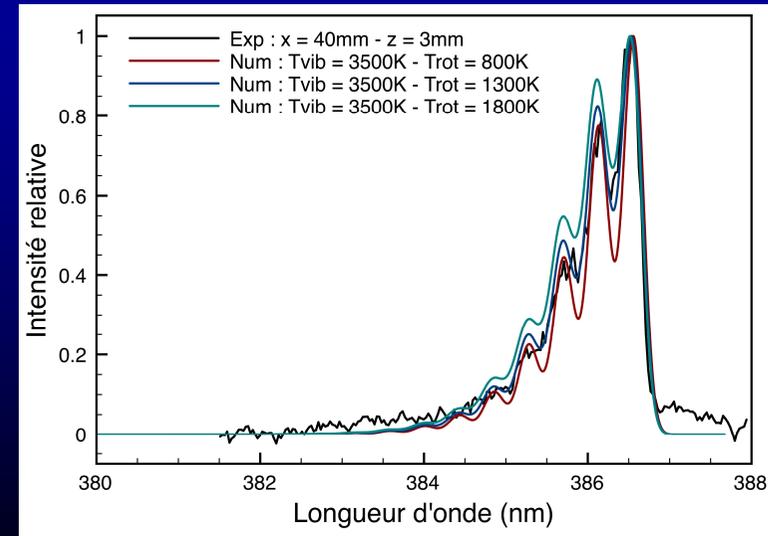
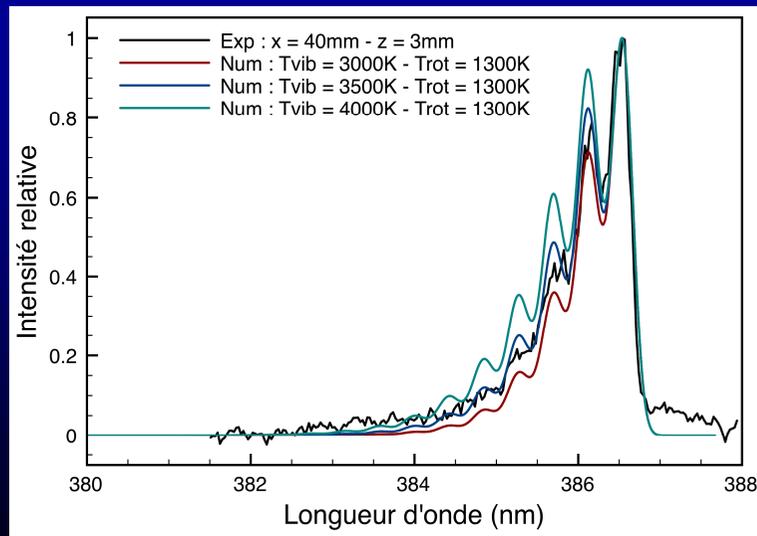
Spectroscopie Raman (N_2 et O_2)

Incertitudes de mesures sur N_2

$$\Delta T_{\text{vib}} = \pm 300 \text{ K}$$

$$\Delta T_{\text{rot}} = \pm 400 \text{ K}$$

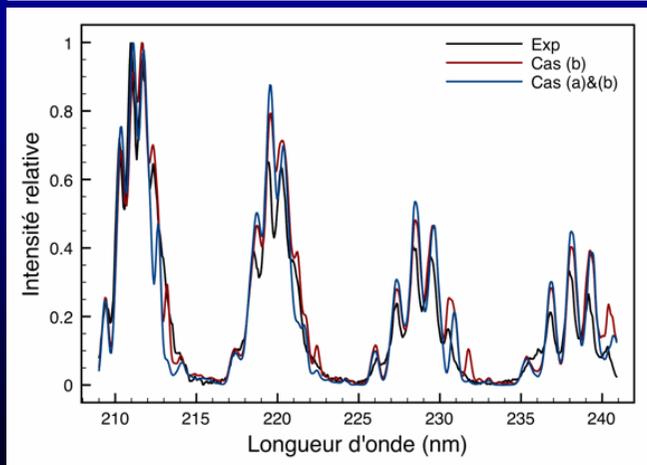
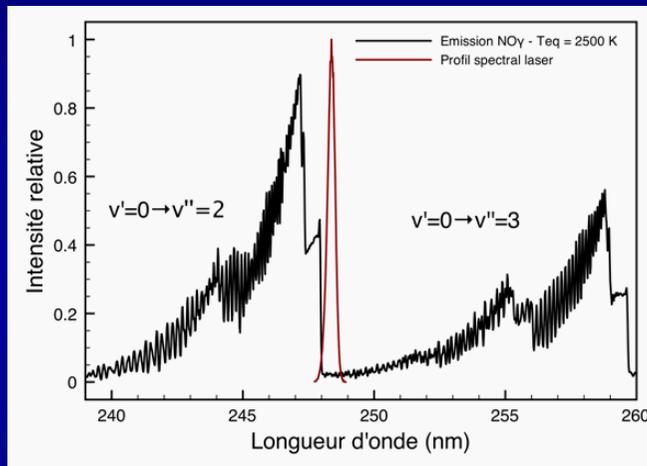
$$\Delta N/N = \pm 30 \%$$



5. Etudes en laboratoires

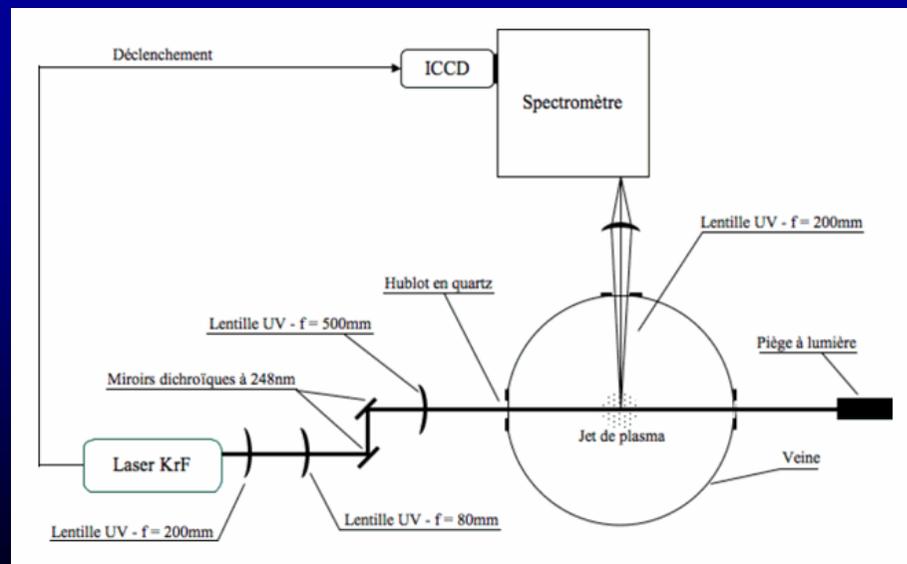
Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

Fluorescence laser de NO γ



- Excitation par laser KrF bande large
- Spectres de fluorescence
- Difficultés d'étalonnage (quenching)

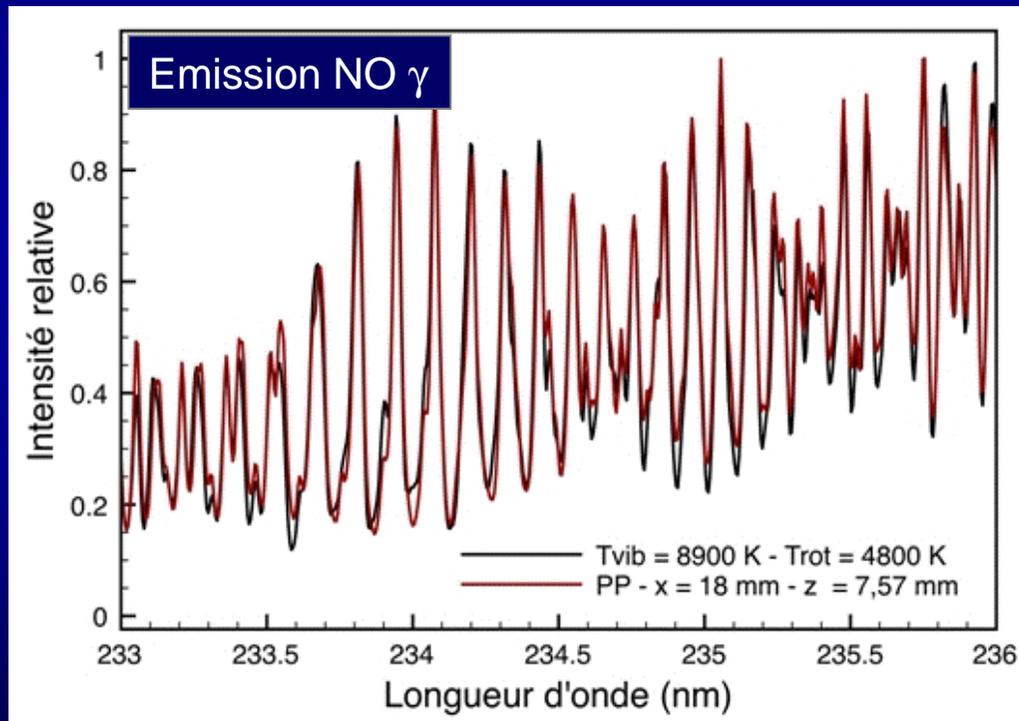
$$N_{A,v'} = \frac{N_{X,v''} \cdot B_{X,v''}^{A,v'} \cdot u_{vX,v''}^{A,v'}(t)}{\left(B_{X,v''}^{A,v'} + B_{A,v'}^{X,v''} \right) \cdot u_{vX,v''}^{A,v'}(t) + \sum_{v''} A_{A,v'}^{X,v''} + Q}$$



5. Etudes en laboratoires

Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

Thermométrie des états excités

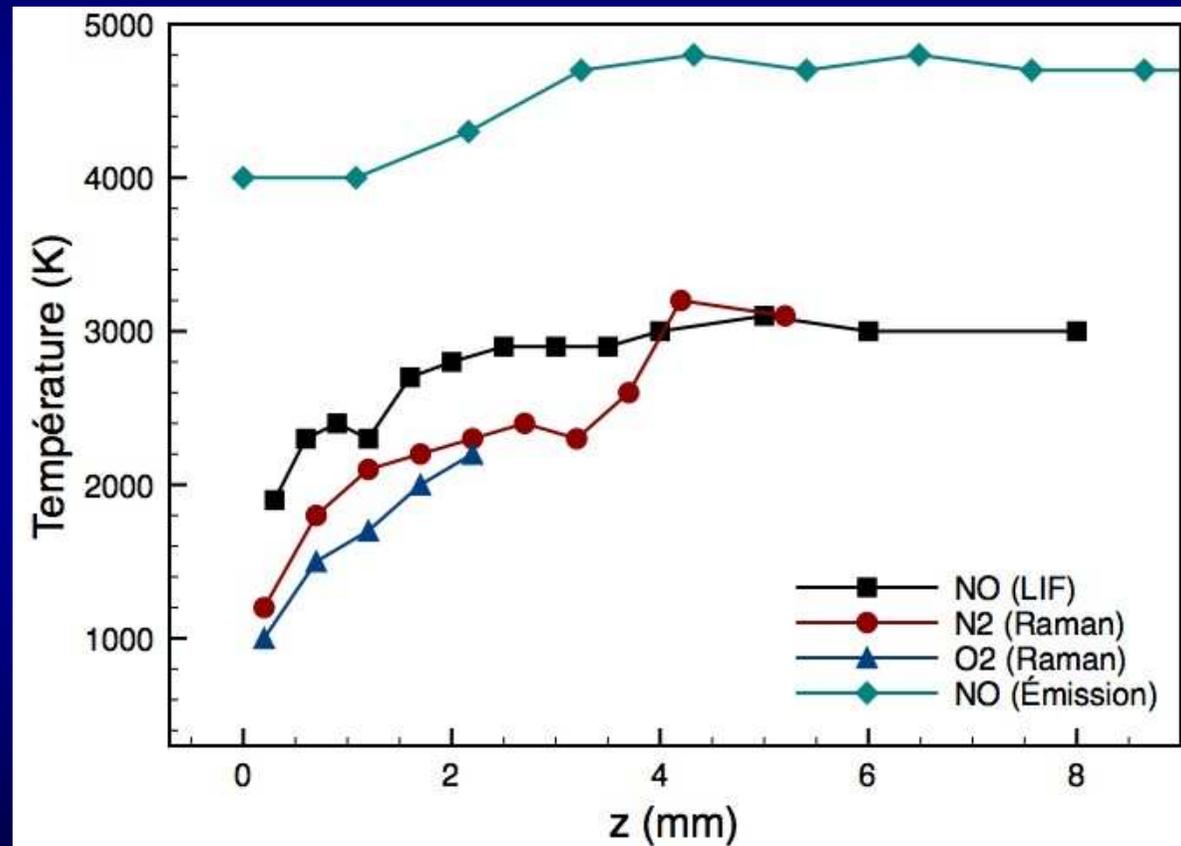


- Inversion d'Abel
- Etalonnage avec une lampe au deutérium
- Incertitudes
 - $\Delta T_{\text{rot}} = \pm 100 \text{ K}$
 - $\Delta T_{\text{vib}} = \pm 500 \text{ K}$
 - $\Delta n/n = \pm 5 \%$

5. Etudes en laboratoires

Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

Thermométrie des états fondamentaux

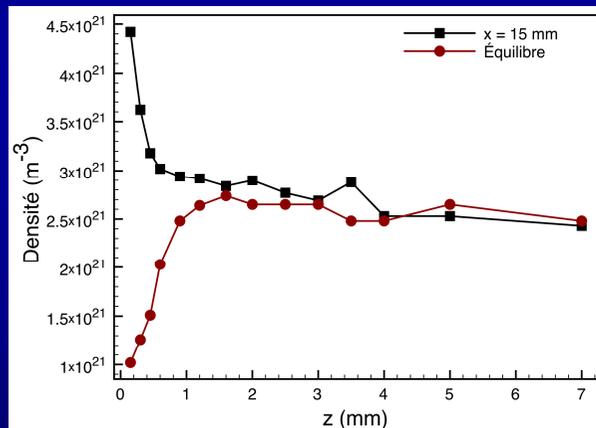


5. Etudes en laboratoires

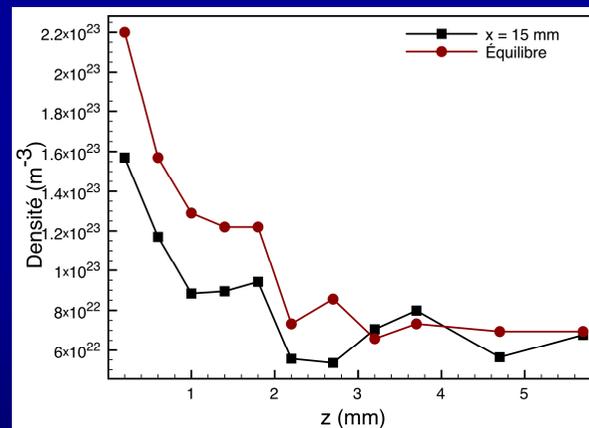
Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

Mesures de densités

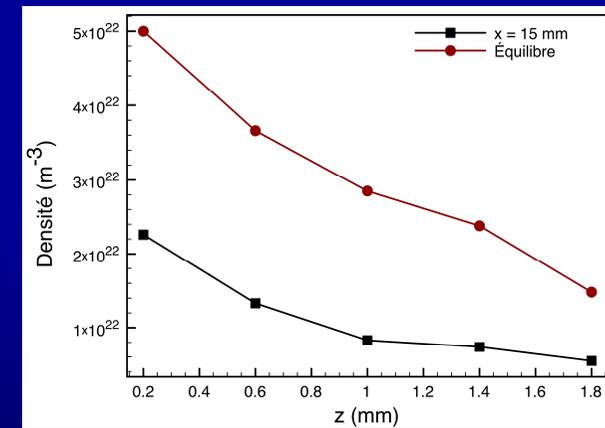
NO



N₂



O₂



5. Etudes en laboratoires

Etude d'une couche limite dans un plasma d'air

Conclusions

- ⊙ Déséquilibre général entre la rotation et la vibration
- ⊙ Températures vibrationnelles de N_2 , O_2 and NO différentes
 - nécessité de transporter trois termes de vibration dans le calcul
- ⊙ Production de NO (fondamental et excité) à la paroi (réactions de Zel'dovich)
- ⊙ Températures d'excitation électronique et de vibration proches
 - influence de la vibration sur le mode de production de NO excité
- ⊙ Températures de rotation différentes sur les états excités et fondamentaux
 - les états excités de NO ont une origine chimique (chimie-luminescence)
 - la mesure de la température par spectroscopie d'émission ne donne pas la température cinétique

Conclusion

- Maîtrisée pour les petits objets (faible enthalpie spécifique)
- Calcul aérodynamique (flux convectif) maîtrisé
 - problème : couplage avec la chimie et le rayonnement
- Cinétique chimique correcte pour les densités et les températures
 - problème : dissociation de CO_2
 - problème : prédiction des états excités (responsable du rayonnement)
- Rayonnement facile à calculer à l'équilibre
 - problème : CO_2 à haute température
 - problème : rayonnement hors d'équilibre
 - problème : calcul simple du transfert radiatif
- Interaction plasma-surface traitée d'un point de vue ingénierie
 - problème : adapter les matériaux réutilisables aux entrées rapides
 - problème : comprendre l'influence des produits d'ablation sur le plasma
- Etudes en laboratoire : nombreuses études numériques, études exp. trop rares
 - problème : la taille croissante des ordi permettra-t-elle de tout calculer ?
 - problème : peut-on toujours tout mesurer dans une expérience ?