

---

# Characterisation of Re-Entry Plasmas

J. DOREY

*Ingénieur Chef de Groupe à l'ONERA*

et C. VERET

*Ingénieur Chef de Division à l'ONERA, Chatillon, France*

---

## SUMMARY

The determination of plasma wave interactions during the re-entry of vehicles in the low layers of the atmosphere necessitates knowing the following characteristics:

- the density
- the macroscopic velocity
- the temperature

of each of the species in the fluid in motion. Usually, authors consider one fluid only and therefore a single temperature; if this is justified when the chemical reactions concern particles of approximately the same mass, it is no longer justified when the mass of one of the species is very small compared with the mass of the other species.

It has been observed experimentally that there are electrons at a temperature greater than the temperature of the neutral particles in hypersonic flow; the conventional theoretical considerations do not allow the correct prediction of this result. When we take into account the terms of energy exchanges in the reactions of ionisation and recombination, we obtain a set of equations permitting a better prediction of the experimental results.

This is developed in the first part of this paper.

In the second part, we consider the conditions of propagation of electrical and magnetic modes and the possibility of their reciprocal transformation.

In the third part, we discuss, to some extent, the problem of the characterisation by the analysis of the radiations emitted in the optical bands (infra-red, radiations in the visible range and ultra-violet).

## RÉSUMÉ

Le calcul des interactions ondes-plasmas pendant la rentrée d'engins dans l'atmosphère dense nécessite la connaissance des caractéristiques suivantes :

- densités
- vitesses macroscopiques
- températures

de chacun des constituants du fluide en mouvement. Habituellement, les auteurs ne considèrent qu'un fluide à température unique et, si cela est relativement justifié pour un milieu où les réactions chimiques mettent en présence des particules de masses voisines, il n'en est pas de même lorsqu'un des constituants a une masse très faible devant celle des autres.

Des observations expérimentales ont mis en évidence des électrons ayant une température supérieure à celle des particules neutres dans les écoulements hypersoniques; les raisonnements classiques ne permettent pas de prévoir correctement ce résultat. Lorsqu'il est tenu compte des termes d'échanges d'énergie dans les réactions d'ionisation et de recombinaison, on obtient un ensemble d'équations qui permet de mieux prévoir les observations expérimentales.

C'est cette étude qui sera exposée dans la première partie.

Dans la deuxième partie, on examine les conditions de propagation de modes électromagnétiques et électriques et la possibilité de leur transformation réciproque.

Dans la troisième partie, on aborde le problème de la caractérisation par l'analyse du rayonnement émis dans les bandes optiques (infrarouge, visible, ultra-violet).

## NOTATION

- $e$  électron
- $i$  ion
- $o$  neutre
- $n$  nombre de particules par unité de volume
- $V$  vitesse macroscopique de la particule moyenne
- $I$  terme de production par unités de volume et de temps
- $\psi$  tenseur de pression cinétique
- $F$  force extérieure appliquée aux particules
- $T$  température thermodynamique de l'espèce
- $P$  terme d'échange de quantité de mouvement dans les collisions
- $q$  vecteur flux de chaleur
- $r$  terme d'échange d'énergie de fluctuation dans les collisions

- $\mu$  coefficient de viscosité
- $\lambda$  coefficient de conductibilité thermique
- $Q_{ab}$  section efficace de collision pour les échanges de quantité de mouvement entre particules  $a$  et  $b$
- $C_a$  vitesse moyenne d'agitation thermique de la particule  $a$   $\left[ C_a^2 = \frac{8 kT_a}{rm_a} \right]$
- $\nu$  fréquence de collision pour les échanges de quantité de mouvement
- $\alpha$  coefficient d'ionisation  $\simeq n_e/n_o$
- $\bar{x}$  valeur moyenne de  $x$
- $x$  valeur perturbée de  $x$

## 1. EQUATIONS DE L'HYDRODYNAMIQUE DANS LES PLASMAS DE RENTRÉE

### 1.1. Généralités

En prenant les moments successifs de l'équation de Boltzmann, on aboutit au système d'équations hydrodynamiques pour chaque espèce<sup>(1)</sup>.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nV) = I \tag{1}$$

$$nm \left( \frac{I}{n} + \frac{d}{dt} \right) V + \nabla \cdot \psi - nF = P \tag{2}$$

$$\left( \frac{I}{n} + \frac{d}{dt} \right) \frac{3}{2} kT + (kT) \nabla \cdot V + \frac{1}{n} \nabla \cdot q = \frac{r}{n} \tag{3}$$

où  $\psi$  et  $q$  sont donnés par les expressions de Navier-Stokes

$$\psi = \left( p + \frac{2\mu}{3} \nabla \cdot V \right) \mathcal{T} - \mu (\nabla V + \nabla V^T); \quad p = nkT; \quad q = -\lambda \nabla \cdot T \tag{4}$$

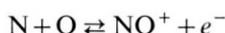
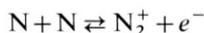
Le problème est donc de calculer les termes  $I$ ,  $P$  et  $r$  qui créent le couplage entre systèmes d'équations relatifs à chaque constituant du milieu en mouvement.

### 1.2. Termes de collisions

Les collisions entre particules se divisent en deux catégories:

- les collisions *élastiques*
- les collisions *inélastiques*, elles-mêmes divisées en deux groupes:
  - collisions *superélastiques* faisant intervenir des échanges d'énergie interne quantique (rotation, vibration, excitation électronique),

— collisions conduisant aux *réactions chimiques*; en particulier les réactions d'ionisation et de recombinaison du type:



On constate que les collisions sont donc en général biparticulaires et peuvent être étudiées par les méthodes de la mécanique statistique classique. Cependant, un nouveau problème apparaît concernant la variation de la section efficace de collision en fonction de la vitesse relative des particules qui effectuent une collision. Ces lois de variations ont été choisies de façon à se rapprocher le plus possible des constatations expérimentales tout en conservant des formes mathématiques très simples:

$$\text{Collisions élastiques} \left\{ \begin{array}{l} Q_{e-o} = \text{constante} \\ Q_{i-o} = \text{constante} \end{array} \right\} 10^{-16} < Q_{eo}/Q_{io} < 10^{-15} \text{ cm}^2$$

$$Q_{o-i} = \frac{q^4 \log \Lambda}{16n\epsilon_0^2 (kTe)^2} \text{ d'après ref. (2)}$$

Réactions d'ionisation  $\left\{ \begin{array}{l} Q_{o-o} = ag^{-2} \text{ (ou } g \text{ est la vitesse relative des} \\ Q_{e-i} = bg^{-2} \text{ particules réactantes).} \end{array} \right.$

Avec ces valeurs on obtient les résultats suivants:

### 1.2.1. Termes de collisions élastiques

$$P_{ab} = -m_a n_a v_{ab} (V_a - V_b) \quad (5)$$

$$v_{ab} = \frac{2m_b}{m_a + m_b} n_b Q_{ab}^{\frac{2}{3}} (C_a^2 + C_b^2)^{1/2} \quad (6)$$

$$r_{ab} = -\frac{2m_a}{m_a + m_b} n_a v_{ab} \left[ \frac{3}{2}k(T_a - T_b) - \frac{1}{4}m_a(V_a - V_b)^2 \frac{m_a(3T_b - T_a) + 2m_b T_a}{m_a T_b + m_b T_a} \right] \quad (7)$$

Il apparaît la quantité  $v$ : fréquence de collision pour les échanges de quantité de mouvement.

1.2.2. *Approximation des plasmas faiblement ionisés.* Un plasma est faiblement ionisé si les échanges de quantité de mouvement ont lieu principalement entre les électrons et les particules neutres, soit:

$$P_{ei} \ll P_{e-o}$$

Comme  $V_i \simeq V_o$ , la condition devient  $v_{ei} \ll v_{eo}$

Soit encore: 
$$\frac{n_e}{n_o} \ll \frac{Q_{eo}}{Q_{ei}}$$

qui, en introduisant les valeurs numériques, s'écrit simplement:

$$\alpha \ll 10^{-10} T_e^2 \tag{8}$$

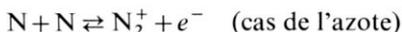
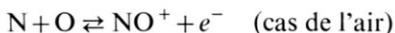
Dans les plasmas de rentrée, on a généralement  $T_e > 10^3 K$ , de sorte que la condition  $\alpha < 10^{-4}$  est largement suffisante.

En définitive, les plasmas de rentrée sont toujours faiblement ionisés et seules les interactions *électrons-neutres* et *ions-neutres* sont importantes.

1.2.3. *Termes I, P et r dans les réactions chimiques.* L'approximation des plasmas faiblement ionisés jointe à des considérations d'ordre de grandeur sur l'équation (2) permet de montrer que l'on a sensiblement:

$$V_e \simeq V_i \simeq V_o$$

Dans ces conditions, on montre que dans les réactions



on a: 
$$I = I_+ - I_- \begin{cases} I_+ = n_N n_o A T_o^{-1/2} \exp[-(W_i/kT_o)] \\ I_- = n_e n_i B T_e^{-1/2} \end{cases} \tag{9}$$

$$P = I m V_o \tag{10}$$

$$r_e = I_+(kT_o) - I_-(kT_e) \tag{11}$$

$$r_i = I_+(\frac{3}{2}kT_o) - I_-(\frac{3}{2}kT_i) \tag{12}$$

(10) indique que les électrons et les ions sont créés avec une vitesse égale à celle de l'écoulement.

(11) indique que les électrons sont créés avec une température égale à  $\frac{3}{2}T_o$ , et perdent une énergie thermique dans les recombinaisons égale à  $(kT_e)$  et non à  $(\frac{3}{2}kT_e)$ .

(12) indique une température initiale des ions égale à  $T_o$  et que toute l'énergie thermique des ions est consommée dans les recombinaisons.

1.3. *Forme définitive des équations hydrodynamiques pour les ions et les électrons*

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla(n_i V_i) &= I \\ m_i n_i \frac{dV_i}{dt} + \nabla \cdot \psi_i - n_i q E &= -m_i n_i v_{io}(V_i - V_o) \\ \frac{d}{dt} (\frac{3}{2}kT_i) + kT_i \nabla \cdot V_i + \frac{1}{n_i} \nabla \cdot q_i &= -\frac{3}{2}k(T_i - T_o) \left( v_{io} + \frac{I_+}{n_i} \right) \end{aligned} \right\} \tag{13}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(n_e V_e) &= I \\ m_e n_e \frac{dV_e}{dt} + \nabla \cdot \psi_e + n_e q E &= -m_e n_e v_{eo}(V_e - V_o) \\ \frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} k T_e \right) + k T_e \nabla \cdot V_e + \frac{1}{n_e} \nabla \cdot q_e &= -\frac{3}{2} k (T_e - T_o) \left( 2v_{eo} \frac{m_e}{m_o} + \frac{2I^+}{3n_e} \right) - \frac{I}{n_e} \frac{k T_e}{2} \end{aligned} \right\} (14)$$

Comme l'ont montré par ailleurs J. P. Appleton et K. N. C. Bray<sup>(3)</sup>, les deux équations de la quantité de mouvement admettent la solution approximative:

$$V_e = V_i = V_o \quad (15)$$

$$E = -\frac{\nabla \cdot n_e k T_e}{q n_e} \quad (16)$$

où  $E$  est le champ électrique de diffusion ambipolaire induit dans l'écoulement.

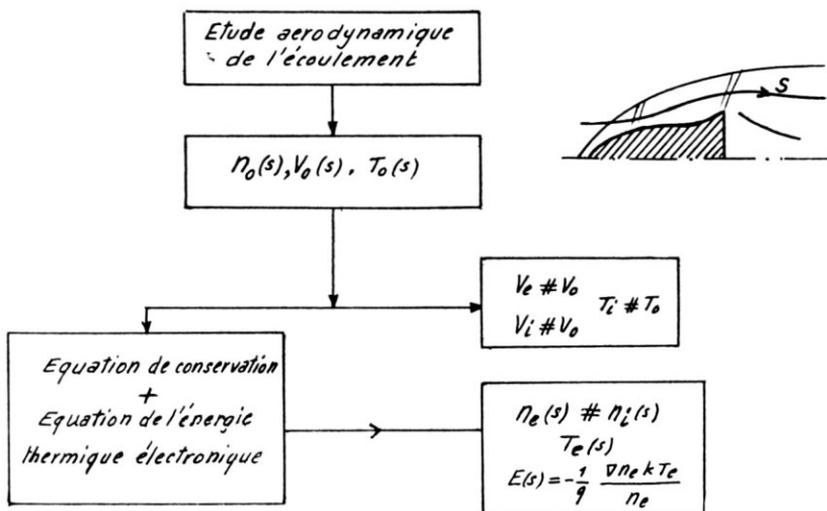
On peut compléter ces relations par:

$$T_i = T_o \quad (17)$$

puisque la valeur initiale de  $T_i$  est celle de  $T_o$  et que la fréquence de relaxation de l'énergie thermique des ions est augmentée de la quantité  $I^+ / n_i$ .

#### 1.4. Caractérisation des plasmas de rentrée

##### 1.4.1. Résumé schématique



1.4.2. *Exemple de calcul de température électronique.* Dans le but de vérifier la théorie précédente dans les souffleries à arc bref de l'ONERA, les calculs ont été conduits dans l'azote pour un hémisphère-cylindre de rayon 15 cm,  $M=16$ ,  $\rho_\infty/\rho_a=1.2 \times 10^{-3}$ . Sur la Fig. 1, on a porté les variations de  $T_e/T_a$  et de  $n_e$  en fonction de  $s/R$  pour une ligne de courant proche de la paroi.

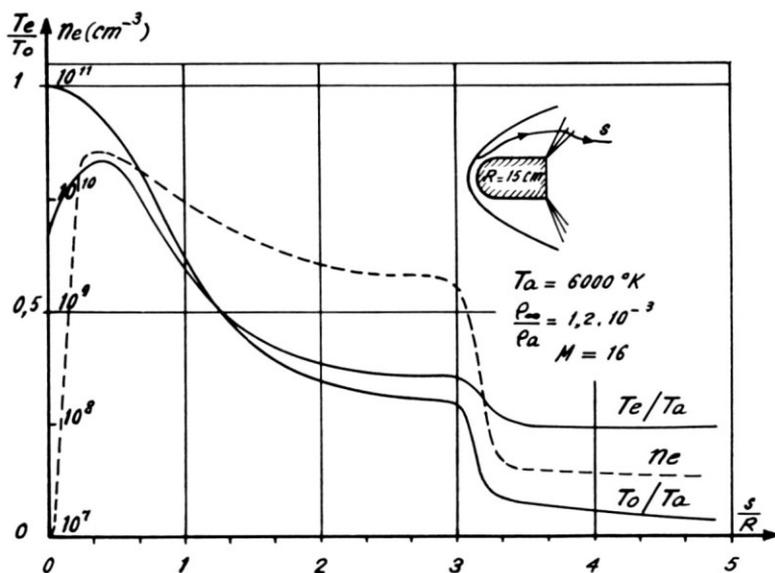


FIG. 1

On constate que dans la région du choc  $T_e < T_o$ , et que dans le reste de l'écoulement et dans le sillage  $T_e$  est supérieur à  $T_o$  et reste voisin à  $1500^\circ\text{K}$ , ceci est dû au fait qu'il y a raréfaction des particules neutres et que dans les recombinaisons, seuls les électrons de faible énergie se recombinent. Pour juger de l'influence des recombinaisons, on peut augmenter artificiellement la densité électronique initiale (par un facteur  $10^2$  sur la Fig. 2), on constate alors une nette augmentation de la température électronique qui reste comprise entre  $2400$  et  $3000^\circ\text{K}$ .

Les expériences réalisées dans la soufflerie ARC 1B (type hot shot) ont montré qu'effectivement, la température électronique est inférieure à celle des neutres dans la zone voisine du choc et que c'est le phénomène inverse au voisinage du culot. Des expériences systématiques sont en préparation.

1.4.3. *Conclusion.* La caractérisation des plasmas de rentrée nécessite la connaissance d'un grand nombre de paramètres; sa température électronique, différente de celle des neutres, intervient directement dans l'expression de la

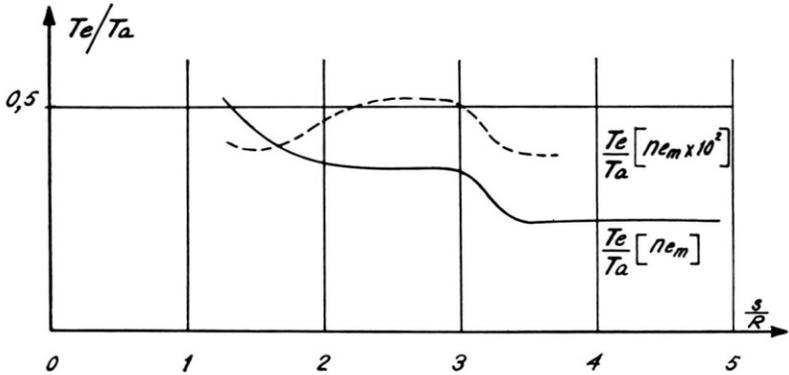


FIG. 2

vitesse de recombinaison du plasma; il apparaît ainsi un pseudo-équilibre dans un écoulement en régime permanent; ce pseudo-équilibre est caractérisé par le fait que la densité électronique est supérieure à celle qui existerait si l'on avait  $T_e = T_o$ .

Enfin, il existe une classe de collision qui n'a pas été traitée c'est celle des 'collisions superélastiques'; l'ignorance des sections efficaces dans de telles collisions en rend l'étude difficile, il est possible cependant que ce phénomène soit important, en particulier dans les transitions de vibrations moléculaires.<sup>(4)</sup> Ces réactions sont probables dans les sillages, où les niveaux de vibration des molécules sont différents de l'état fondamental.

## 2. PROPAGATION D'ONDES ELECTROMAGNETIQUES ET ELECTRIQUES DANS LES PLASMAS DE RENTRÉE

Nous étudierons dans ce chapitre que les perturbations des électrons, en négligeant la vitesse d'entraînement de l'engin qui est très petite devant la vitesse d'agitation thermique des électrons. Il est alors possible d'étudier l'influence du déséquilibre chimique et thermique du plasma, et des gradients de densité ou de température électroniques.

### 2.1. Généralités

La résolution directe des trois équations hydrodynamiques des électrons est trop difficile dans un régime dépendant du temps.

On utilise la méthode des petites perturbations autour des valeurs moyennes, et l'on a à résoudre la système suivant en posant:

$n$  perturbation de la densité électronique

- $\theta$  perturbation de la température électronique
- $v$  vitesse des électrons due à l'onde
- $E$  champs électrique de l'onde
- $\omega$  pulsation de l'onde

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(\bar{n}v) = 0 \tag{18}$$

$$m\bar{n}(j\omega + v)v = -\bar{n}qE + \frac{n}{\bar{n}}\nabla\bar{p} - \nabla p \tag{19}$$

$$\nabla \cdot E = -\frac{nq}{\epsilon_0} \tag{20}$$

$$\nabla_{\wedge} E = -j\omega B \tag{21}$$

$$\nabla_{\wedge} B = \frac{j\omega}{C^2} E - \mu q \bar{n}v \tag{22}$$

classiquement, il est habituel de poser que l'augmentation de pression électronique  $p$  au passage de l'onde est reliée à  $n$  par la relation adiabatique

$$\nabla p = \gamma k T \nabla n \quad \gamma = \frac{5}{3} \tag{23}$$

Cette relation n'est pas générale comme on peut le voir grâce à l'équation de l'énergie linéarisée qui relie la variation de température à la variation de densité  $n$ .

Posons :

$$\omega_1 = v \frac{m}{M} \left( 1 + \frac{T_0}{T} \right) + \frac{I_+}{\bar{n}} - \frac{I_-}{3\bar{n}}$$

$$\omega_2 = \frac{3}{2} v \frac{m}{M} \left( 1 - \frac{T_0}{T} \right)$$

Ces fréquences interviennent directement dans l'équation de l'énergie :

- $v(m/M)$  est la fréquence de relaxation de la température électronique
- $I_+/\bar{n}$  est la fréquence caractéristique de création d'électron et  $I_-/3\bar{n}$  une fréquence proportionnelle à la fréquence caractéristique de désintégration du plasma.

Avec ces notations, on obtient l'équation :

$$\frac{3}{2} \bar{n} k \theta (j\omega + \omega_1) - \bar{n} k T v \cdot \left( \frac{\nabla \bar{n}}{\bar{n}} - \frac{3 \nabla T}{2 T} \right) = nkT(j\omega - \omega_2) \tag{24}$$

qui, avec :

$$p = \bar{n} k \theta + \bar{n} k T \tag{25}$$

devient :

$$p = \bar{p} \left[ \frac{n}{\bar{n}} \left( 1 - \frac{2j\omega - \omega_2}{3j\omega + \omega_1} \right) + v_2 \frac{(\nabla \bar{n}/\bar{n}) - \frac{1}{2}(\nabla T/T)}{j\omega} \right] \quad (26)$$

$$\bar{p} = \bar{n} k T$$

De l'équation (14) on déduit :

$$\bar{v} \cdot \left( \frac{3\nabla T}{2T} - \frac{\nabla \bar{n}}{\bar{n}} \right) = -\omega_2 - \left( 1 - \frac{T_0}{T} \right) \frac{I_+}{\bar{n}} - \frac{3I}{2\bar{n}} \quad (27)$$

le deuxième terme de l'équation (26) est nul à l'équilibre thermodynamique ( $T = T_0$ ,  $I = 0$ ,  $\omega_2 = 0$ ).

Par conséquent, l'approximation adiabatique  $\nabla p = \gamma k T \nabla n$  n'est vraie en toute rigueur qu'à l'équilibre thermodynamique et à des fréquences suffisamment élevées devant  $\omega_1$ , cependant, nous admettons que l'écoulement de plasma autour de l'ogive et dans le sillage est proche d'un écoulement adiabatique.

Dans ces conditions, (24) devient :

$$\frac{2}{3} \bar{n} k \theta (j\omega + \omega_1) = nkT(j\omega - \omega_2) \quad (28)$$

et (19),

$$m\bar{n}(j\omega + \nu)v = -\bar{n}qE + nkT \left[ \frac{\nabla \bar{n}}{\bar{n}} - \frac{1}{kT} \nabla \cdot \left( \frac{2}{3} kT \frac{j\omega - \omega_2}{j\omega + \omega_1} \right) \right] - (\nabla n)kT \left[ 1 + \frac{2j\omega - \omega_2}{3j\omega + \omega_1} \right] \quad (29)$$

## 2.2. Equation du champ électrique

En suivant la méthode décrite en ref. (5) on arrive à l'équation du champ électrique.

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} E - \frac{C^2}{\omega^2} \nabla_{\wedge} \nabla_{\wedge} E + \frac{V^2}{j\omega(j\omega + \nu)} [a \nabla \cdot E - \beta \nabla \cdot \nabla \cdot E] = 0 \quad (30)$$

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \frac{\omega_p^2}{j\omega(j\omega + \nu)} \quad \text{est la constante diélectrique du plasma}$$

$$\omega_p = \left( \frac{\bar{n} q^2}{\epsilon_0 m} \right)^{1/2} \quad \text{est la pulsation propre de plasma}$$

$$a = \frac{\nabla \bar{n}}{\bar{n}} - \frac{1}{kT} \nabla \cdot \left[ \frac{2}{3} kT \frac{j\omega - \omega_2}{j\omega + \omega_1} \right] \quad \text{est un vecteur caractéristique des gradients de densité et de température du plasma.}$$

$$\beta = 1 + \frac{2j\omega - \omega_2}{3j\omega + \omega_1} \quad \text{est le paramètre complexe caractérisant l'hypothèse adiabatique.}$$

Si  $\omega \gg \omega_1$  et  $\omega_2$  on retrouve  $\beta = \frac{5}{3}$ .

$V = (kT/m)^{1/2}$  est voisine de la vitesse d'agitation thermique des électrons.

2.2.1. *Modes électrique et électromagnétique dans un plasma homogène.* Si le plasma est homogène  $\epsilon/\epsilon_1 = \text{const.}$ ,  $a=0$ ,  $\beta = \text{const.}$ ,  $V^2 = \text{const.}$

Dans le mode électrique  $\nabla \wedge E = 0$ , (30) devient

$$\Delta E_{11} - \frac{\epsilon}{\epsilon_0 \beta V^2} j\omega(j\omega + V)E_{\parallel} = 0 \quad (31)$$

Equation caractéristique des oscillations de plasma se propageant avec le nombre d'onde:

$$k_{\parallel} = \frac{\omega}{V} \left[ \frac{\epsilon}{\beta \epsilon_0} \left( 1 - j \frac{v}{\omega} \right) \right]^{1/2}$$

Dans le mode électromagnétique  $\nabla \cdot E = 0$ , et (30) devient:

$$\Delta E_{\perp} + \frac{\omega^2}{C^2} \frac{\epsilon}{\epsilon_0} E_{\perp} = 0 \quad (32)$$

Equation de propagation d'ondes électromagnétiques transversales de nombre d'onde

$$k_{\perp} = \frac{\omega}{C} \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2}$$

2.2.2. *Couplage des deux modes dans un plasma inhomogène<sup>(5)</sup>.* On montre que la condition de découplage des deux modes principaux de propagation est:

$$\frac{L}{\lambda_D} \left[ \frac{1}{\beta} \left( 1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} - \frac{j\omega v}{\omega_p^2} \right) \right]^{1/2} \gg 1 \quad (33)$$

où  $\lambda_D$  est la longueur de Debye

$$\lambda_D \text{ cm} = 7 \sqrt{\left( \frac{T}{n} \right)} \quad T: \text{°K} \quad n: \text{cm}^{-3}$$

Dans le cas où (33) n'est pas réalisée, il y a couplage entre les modes et transformation réciproque. D'après (33), ce couplage est presque toujours réalisé au voisinage de la fréquence plasma si  $\omega \gg v$ .

Dans un sillage, la longueur de Debye augmente, la condition de couplage devient possible pour une plage de fréquence plus étendue. Lorsque  $v > \omega_p$ , la condition de couplage ne devient possible qu'à des fréquences inférieures à  $\omega_p$ . Or, dans ce cas, l'amortissement Landau est important.

En définitive, il y a émission d'ondes électromagnétiques dans les zones à gradients de densité ou de température et à des fréquences centrées sur la fréquence plasma tant que celle-ci est supérieure à la fréquence de collision.

### 2.3. *Instabilités des plasmas hypersoniques*

La théorie précédente étant une théorie linéarisée, il n'est pas possible de trouver les sources d'oscillations de plasma, qui, par l'intermédiaire des gradients, se transformeront en ondes électromagnétiques.

Dans les zones à très forts gradients (onde de choc, couche limite) le champ électrique statique de diffusion induit des oscillations électroniques<sup>(6)</sup>.

Un autre phénomène possible est celui de la formation de fonction de distribution de vitesse à deux pics en amont de la couche de choc, les électrons énergétiques étant ceux qui ont une énergie supérieure à l'énergie potentielle (quelques eV) du choc<sup>(7)</sup>; or une fonction de distribution de vitesse à deux pics provoque des oscillations longitudinales du type 'faisceaux'.

Une étude théorique précise est très difficile et il est utile de se référer à l'expérience. A l'ONERA, les expériences de détection d'émission propre sont conduites sur des maquettes dans des plasmatrone, dans les souffleries du type hot-shot, et lors d'essais en vol réel.

## 3. RAYONNEMENT OPTIQUE PENDANT LA RENTRÉE DANS L'ATMOSPHÈRE

Le missile animé d'une grande vitesse émet un rayonnement intense dont la plus grande partie de l'énergie se répartit dans l'ultra-violet, le visible et l'infra-rouge. Ce rayonnement provient de la surface du corps porté à l'incandescence par le frottement aérodynamique et de la couche de gaz qui l'entoure et le suit.

La radiométrie et la spectrophotométrie de ce rayonnement apportent des renseignements utiles sur la température du corps et sur les caractéristiques thermodynamiques du gaz ionisé.

### 3.1. *Mesure de la température de paroi*

Le corps de rentrée, lorsqu'il est revêtu d'un matériau d'ablation s'échauffe et atteint une température limite correspondant à celle de la combustion de ce matériau. La répartition des températures sur toute sa surface n'est pas uniforme, mais un radiomètre situé à grande distance voit ce corps comme une source ponctuelle dont la température est la température moyenne sur toute sa surface apparente.

Désignant par :

$L_\lambda$  la luminance énergétique spectrale moyenne du corps

$\Omega$  l'angle solide sous lequel est vu, à la distance  $d$ , sa surface apparente  $\varepsilon$ ,

L'éclairement reçu par le radiomètre est donné par :

$$E_\lambda = L_\lambda \Omega = \frac{L_\lambda \varepsilon}{d^2} \quad (34)$$

Un corps noir à la température absolue  $T$  a une luminance énergétique spectrale donnée par la loi de Planck :

$$B_\lambda = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp(C_2/\lambda T) - 1} \simeq C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T) \quad (35)$$

$\lambda$  longueur d'onde

$C_1$  et  $C_2$  constantes

Si  $\varepsilon_\lambda$  est l'émissivité spectrale pour la longueur d'onde  $\lambda$  du matériau, sa luminance sera :

$$L_\lambda = \varepsilon_\lambda B_\lambda \quad (36)$$

On en déduit que l'éclairement reçu a pour valeur :

$$E_\lambda = \frac{\varepsilon}{d^2} \cdot \varepsilon_\lambda \phi_\lambda B_\lambda \quad (37)$$

$\phi_\lambda$  transmission atmosphérique sur le trajet situé entre le corps de rentrée et le radiomètre pour la longueur d'onde  $\lambda$ .

Ce radiomètre permet de mesurer les éclairements reçus pour des longueurs d'onde distinctes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ . On peut déduire de ces mesures la température du corps donnée, d'après (35) et (37) par :

$$\frac{1}{T} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{C_2(\lambda_1 - \lambda_2)} \log_e \left[ \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \frac{\varepsilon_{\lambda_2} \phi_{\lambda_2} E_{\lambda_2}}{\varepsilon_{\lambda_1} \phi_{\lambda_1} E_{\lambda_1}} \right] \quad (38)$$

$\varepsilon$  et  $d$  s'éliminant dans cette formule, il n'est pas nécessaire de les mesurer.

Si le rapport des émissivités  $\varepsilon_{\lambda_1}$  et  $\varepsilon_{\lambda_2}$  n'est pas connu, on obtient une température de couleur voisine de la température vraie, mais qui permet cependant d'étudier l'évolution des températures au cours de la rentrée.

Les longueurs d'onde les plus favorables dépendent du domaine de température étudié. Elles sont choisies de manière que les éclairements à mesurer soient les plus élevés possible. La température limite d'ablation étant de l'ordre de 2000°K, la longueur d'onde du maximum d'émission du corps noir à cette température est donnée par la loi de Wien.

$$\lambda_M T = 2898 \quad (39)$$

$\lambda_M$  en microns

$T$  en °K.

Pour  $T = 2000^\circ\text{K}$

$$\lambda_M = 1.45 \text{ micron.}$$

Il est donc avantageux de choisir les longueurs d'onde de mesure dans l'infra-rouge dans des régions spectrales situées en dehors de bandes d'absorption atmosphérique dues à la vapeur d'eau et au gaz carbonique.

Le radiomètre comprend donc deux voies de mesure, l'une sensible entre 2 et 2.4 microns, l'autre entre 3.5 et 4 microns. L'étalonnage de cet appareils s'effectue au moyen d'un four à température contrôlée émettant comme un corps noir.

### 3.2. *Etude du plasma entourant le corps*

Le plasma entourant le corps, s'il est à haute température, c'est-à-dire surtout dans la couche de choc, émet du rayonnement sur les transitions moléculaires ou atomiques des gaz excités. Le rayonnement émis par le plasma peut ainsi provenir des raies atomiques N et O, de l'ion  $\text{N}_2^+$ , des bandes des molécules  $\text{N}_2$  et  $\text{O}_2$  ainsi que celles des résidus d'ablation réagissant ou non avec les gaz de l'atmosphère: on peut trouver des raies ou bandes de CN et de  $\text{C}_2$  . . . Les émissions correspondantes se situent dans l'ultraviolet et le visible.

Pour les étudier au cours d'une rentrée, on utilise un cinéspectrographe constitué essentiellement par une caméra cinématographique pour film 70 mm, et un objectif devant lequel est placé un réseau de diffraction par transmission. Avec un réseau à 400 traits par mm, et un objectif de 300 mm de distance focale, le domaine spectral couvert s'étend de 0.3 à 0.6 micron. La dispersion sur le film est de  $85 \text{ \AA/mm}$  et le pouvoir de résolution est de  $1.7 \text{ \AA}$ .

Les appareils utilisés pour les études de rentrée, radiomètre et cinéspectrographe ont été construits par Barnes Engineering C- à Stamford (Conn.).

## CONCLUSION

Les études théoriques que l'on peut conduire à propos des plasmas entourant un corps à grande vitesse sont très complexes; elles nécessitent une connaissance complète des phénomènes mis en jeu et des conditions de génération et de propagation d'ondes électromagnétiques dans un spectre s'étendant des bandes radio à la bande optique et au-delà.

Cependant, il est possible de dégager une philosophie des expériences à effectuer tout en remarquant que la simulation en laboratoire ne peut être que partielle (effets d'échelle, pollution des écoulements, conditions génératrices mal connues . . .); c'est pourquoi les essais en vraie grandeur sont indispensables.

L'ONERA s'est attaché à mettre en oeuvre des moyens de mesure externes ne nécessitant pas de matériels embarqués. Les résultats attendus ne peuvent être que globaux, mais permettront de confirmer et de compléter les résultats partiels acquis par d'autres moyens.

#### RÉFÉRENCES

- (1) DOREY, J., 'Etude des équations macroscopiques de plasma et des termes de collision en vue de l'application aux plasmas de rentrée.' Publication ONERA no. 112 (1965).
- (2) DOLIQUE, J. M., 'Echanges macroscopiques de quantité de mouvement et d'énergie entre électrons et ions, par collisions, dans un écoulement de plasmas.' 6e CIPIG — Paris (8-13 juillet 1963).
- (3) APPLETON, J. P., BRAY, K. N. C., 'The conservation equation for a non equilibrium plasma.' *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 20, 4, p. 659-672 (1964).
- (4) BIONDI, M. A., 'Low energy atomic collisions.' *Advances in electronics and electron physics*. Academic Press, New York, London, Vol. 18 (1963).
- (5) DOREY, J., 'Propagation d'ondes électromagnétiques dans le plasma entourant un engin hypersonique.' *L'Onde Electrique*, No. 465 (1965).
- (6) TIDMAN, Radio emission by electrons from shock waves. *The Physics of Fluids*, Vol. 5, no. 9, (Sept. 1962).
- (7) WELLY, J. D., 'Anfaltung von elektronen.' *Plasmaschwingungen durch Stosswellen Naturforschung*, 18a, 1157-1168 (1963).

