

# Les traînées météoritiques, une source de rayonnement large bande ?

J.J.Delcourt Dr.Sc. email : [ionosphere.d23@skynet.be](mailto:ionosphere.d23@skynet.be)

**Abstract :** Depuis 50 ans, des comptes rendus épisodiques font état d'émissions large bande, des VLF aux ondes décamétriques, en provenance de traînées météoritiques . Exceptionnellement enregistrées dans un contexte sûr, ces manipulations ont récemment trouvé un regain d'intérêt au travers de la détection des météores électrophoniques où l'on suspecte une émission VLF au niveau de la tête du météore qui, à la suite d'une conversion d'énergie dont l'exacte explication reste encore à découvrir, est audible au sol . Quels sont les processus qui pourraient être à la genèse de ces émissions ?

## 1 Introduction .

Le physicien a *a priori* une réponse simple, la traînée météoritique est constituée d'un plasma conducteur où des électrons et des ions sont en mouvement . Or, des charges au repos créent un champ électrique, des charges en mouvement rectiligne uniforme créent un champ magnétique et des charges en mouvement varié créent un champ électromagnétique, où les charges en mouvement sont, pour des raisons de mobilité, essentiellement des électrons . Il n'y a donc pas de raison réhibitoire à ce qu' une traînée météoritique soit la source d'un rayonnement électromagnétique . Il reste à en apprécier les modalités notamment de propagation dans le milieu ionisé qu'est la basse ionosphère . La majeure partie du phénomène se développe dans la tranche supérieure de la région D qualifiée de *milieu ambiant* dans laquelle est incluse la traînée qui peut en première approximation être considérée comme un *milieu fermé* . Les phénomènes qui se produisent dans le voisinage immédiat de la tête météoritique sont très différents de ceux qui se développent dans son sillage et les résultats d'études menées en *back* et *forward scatter* sont une source de renseignements précieux .

## 2 Etat des lieux

On adoptera la typographie suivante, [e], [i], [n] pour les concentrations en électrons, ions ou neutres en  $m^{-3}$ , les indices  $e, i, n$ , ayant les mêmes significations quant aux espèces,  $v$  pour vitesse,  $L_p$  pour libre parcours moyen,  $\lambda_D$  pour la longueur de Debye,  $R_L$  pour le rayon de Larmor,  $f_c$  pour la fréquence de collision,  $f_p$  pour la fréquence de plasma ou  $\omega_p$  pour la pulsation,  $f_B$  ou  $\omega_B$  pour les fréquence ou pulsation cyclotroniques avec  $f_B \approx 1,1$  MHz dans toute la mésosphère .

### 2-1 Région D

Altitude	[n]	[e] $m^{-3}$	[i] $m^{-3}$	$T_{(n,e,i)}$ K	$v_e$ $m.s^{-1}$	$v_i$ $m.s^{-1}$	$L_{pm(e)}$ m	$\lambda_D$ m	$R_{Le}$ m	$R_{Li}$ m	$f_{c(e-n)}$ Hz	$f_p$ Hz
75 Km 12 UT	$\approx 10^{21}$	$0,67.10^9$	$0,67.10^9$	191	$53.10^3$	234 $\approx v_{son}$	$30.10^{-3}$	$37.10^{-3}$	$7,7.10^{-3}$	1,8	$1,1.10^6$	$280.10^3$
100 Km 12 UT	$\approx 10^{19}$	$0,12.10^{12}$	$0,12.10^{12}$	214	$56.10^3$	247 $\approx v_{son}$	3	$3.10^{-3}$	$8.10^{-3}$	1,85	$95.10^3$	$2.10^6$
75 Km 0 UT	$\approx 10^{21}$	1	1	194	$53.10^3$	235	$30.10^{-3}$	961	$7,7.10^{-3}$	1,8	$10^6$	9
100 Km 0 UT	$\approx 10^{19}$	$2.10^9$	$2.10^9$	216	$56.10^3$	248	3	$23.10^{-3}$	$8.10^{-3}$	1,85	$95.10^3$	$400.10^3$

**Tableau 1 :** Caractéristiques principales de la région D aux conditions équinoxiales , long. 0°, lat 50° N . La concentration [e]<sub>nuit, 75 Km</sub> est la concentration hors contribution des cosmiques .

## 2-2 Météore

Il est évident que les caractéristiques des météores sont extrêmement variées, masse, taille, qui couvrent plusieurs ordres de grandeur, nature des constituants, vitesse d'entrée atmosphérique en fonction de l'appartenance à un essaim spécifique, angle d'attaque atmosphérique, porosité de surface ...

On estime la masse de provenance météoritique déposée sur la Terre et dans son atmosphère à approximativement 40.000 Tonnes par ans à  $\pm 20.000$  T ( 6 T par jour au sol et une météorite de diamètre de 1 mm toutes les 30 s ). Cette estimation provient de campagnes de mesures soit optiques et forcément nocturnes qui tendent à favoriser le comptage des météores les plus lumineux et les plus gros, soit par *back / forward scatter* qui tendent, elles, à surexprimer les météores les plus rapides . Les vitesses d'incidence varient de 11 à 72 Km par seconde ( en moyenne 60,5 Km/s pour les Perséides et 36 Km/s pour les Géminides ) . Les météoroïdes qui ont une vitesse d'impact  $> 35$  Km/s sont qualifiés de *rapides* .

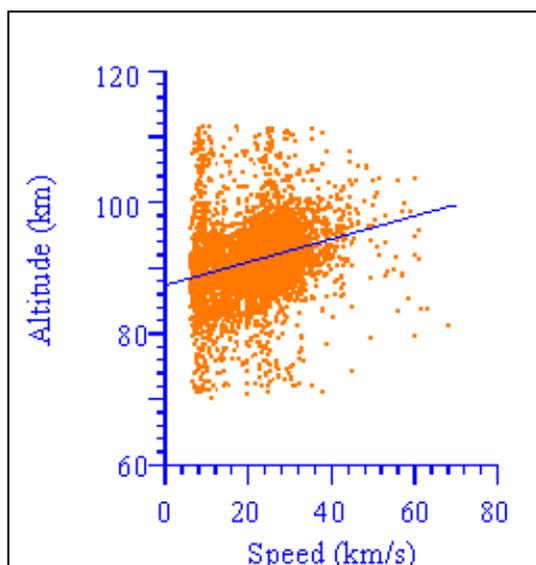
Le processus collisionnel et son cortège de manifestations diverses s'étend sur quelques dixièmes de secondes, et en dépit de leur généralement faible masse, les météoroïdes véhiculent une énergie cinétique conséquente .

L'interaction avec l'atmosphère se développe en cinq étapes

1. mouvement orbital
2. *preheating* entre 300 et 100 Km d'altitude
3. ablation entre 75 et 100 Km d'altitude
4. *dark flight*
5. éventuel impact avec le sol

La masse du météore diminue de trois ordres de grandeur sur une trentaine de kilomètres d'altitude et on estime qu'une fraction importante des météores de dimensions de l'ordre de 1 à 10 cm et de faible vélocité atteint le sol en tant que météorite .

Durant la phase de *preheating*, la température croît rapidement, et se stabilise durant la phase d'ablation quand l'énergie cinétique est évacuée par les pertes de matériau . C'est notamment le cas des météores d'une masse  $10\mu\text{g} < m < 1\text{g}$  caractérisés par une vitesse d'arrivée comprise entre 35 et 72 Km/s , et l'on suspecte que les météores rapides et massifs produisent une émission de plasma plus importante sans que la température de ce dernier soit significativement plus élevée . Une extrapolation raisonnable montre que pour les météoroïdes d'une masse  $10^{-5}\text{g} < m < 10^{-6}\text{g}$  les modifications de température du plasma sont au plus de quelques centaines de degrés . Une série de mesures spectrométriques a permis de déceler l'émission de raies d'atomes métalliques portés à des températures de l'ordre de 4.400 K et pouvant dépasser les 10.000 K . Les relâchements de matériaux en fusion ou en phase de vaporisation se font préférentiellement et séquentiellement dans certaines parties de la traînée en sachant que le phénomène tient plus de la distillation que de la vaporisation .



**Figure 1 :** Relevé durant 100 jours d'échos météoritiques sur la fréquence de 35,24 MHz sur le site de Saskatoon (Canada) par une des stations du réseau SKiYMET . On remarquera que pour une vitesse d'incidence de 40 Km/s la majorité des échos se produisent à une altitude de 94 Km .

Durant le phénomène d'ablation, les atomes sont ionisés principalement lors de leurs premières collisions avec les molécules d'atmosphère ambiante et forment un plasma quasiment neutre dont la concentration est beaucoup plus grande que celle de la fraction ionisée de la mésosphère . Lors de l'impact, les molécules d'air ambiant sont porteuses d'une énergie cinétique moyenne comprise entre 200 et 800 eV . Le temps d'ionisation est de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-4}$  s et cette dernière peut être considérée comme étant instantanée . Le sillage se *dissipe* par diffusion ambipolaire ( *cfr infra* ) et par diffusion turbulente . Les vitesses de diffusion  $\parallel$  ou  $\perp$  à  $B_{\text{terrestre}}$  sont différentes et lors du phénomène d'ablation, le matériau évaporé coagule en grains de poussière d'approximativement 5 nm .

### 3 Genèse de la traînée

Si l'on néglige temporairement les phénomènes d'écoulement aérodynamique en régime hypersonique, et moyennant quelques accommodations, on peut dresser un bilan énergétique global du phénomène d'entrée atmosphérique.

Nous considérerons être dans l'homosphère avec une atmosphère constituée de 20,8% de O<sub>2</sub> de masse atomique 16 (noyau de 8 protons, 8 neutrons) et 79,2% de N<sub>2</sub> de masse atomique 14 (7 protons, 7 neutrons). Le bilan énergétique sera calculé à une altitude de 90 Km.

Il est possible d'échapper à une intégration le long de la trajectoire d'entrée en utilisant l'Echelle de Hauteur Atmosphérique H qui, à 90 Km d'altitude vaut 5,9 Km.

Si l'on admet une incidence de 45° avec la verticale, le trajet dans une atmosphère homogène est de 8.340 m.

Le météoroïde de référence aura un diamètre de 1 mm et sera une sidérite (groupe des *Fers* dans la nomenclature récente) essentiellement composée de Fer (plus de 90% et ≈ 8,5% de Ni) dont la masse volumique est de 8g.cm<sup>-3</sup>. Sa vitesse estimée sera de 40 Km/s. Par simplification, nous le supposons exclusivement composé de Fer. D'une magnitude estimée de 6, il est à la frontière qui sépare les météores optiques des radio-météores.

Chaque nucléon est porteur d'une énergie cinétique de

$$E_c = \frac{1}{2} m_{\text{nucléon}} \cdot v^2 = \frac{1}{2} \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot (40 \cdot 10^3)^2 = 1,3 \cdot 10^{-18} \text{ J soit } 8 \text{ eV}$$

Une "molécule diatomique d'air" incidente est donc en moyenne constituée de 2.(0,792.14 + 0,208.16) = 28,83 nucléons porteurs d'une énergie cinétique de 230,7 eV soit 36,9 10<sup>-18</sup> J.

La section droite du météore est de

$$S = \pi \cdot R^2 = 785,4 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$$

et le volume du cylindre oblique d'atmosphère homogène parcouru par le météore vaut :  $V = 6,550 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$

La concentration en neutres de l'atmosphère homogène à 90 Km d'altitude est de  $[n] = 7,59 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  et donc l'énergie cinétique échangée avec les « molécules » d'air comprises dans le cylindre parcouru vaut  $E_c = 6,550 \cdot 10^{-3} \cdot 7,59 \cdot 10^{19} \cdot 36,9 \cdot 10^{-18} = 18,35 \text{ J soit } 114,7 \cdot 10^{18} \text{ eV}$

Le volume du météorite est de  $\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3 = 523 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$  et sa masse de 4,189.10<sup>-3</sup> g

Les caractéristiques thermiques des principaux constituants métalliques d'un météore sont les suivantes :

En °C ↓	K	Na	Al	Ca	Si	Fe	Ni
T° fusion	63	98	660	842	1414	1535	1455
T° d'ébullition	759	883	2 519	1484	3265	2750	2913

**Tableau 2 :**  
*caractéristiques thermodynamiques des principaux constituants d'un météore aux conditions normales*

Température de fusion	1535 °C
Température d'ébullition	1.310 °C ←
Chaleur massique	444 J.K <sup>-1</sup> .Kg <sup>-1</sup>
Chaleur latente de fusion	272J.g <sup>-1</sup>

**Tableau 3 :** *caractéristiques thermiques du Fer aux conditions mésosphériques (90 Km d'altitude, 2.10<sup>-6</sup> atmosphère). Le terme d' "ébullition" peut prêter à confusion, il faut en réalité passer par la notion de pression de vapeur saturante.*

En supposant grossièrement que le noyau météoritique est à 0 °C au départ, l'énergie à dépenser pour l'amener en totalité au point de fusion est de 4,189.10<sup>-6</sup> . 444 . 1535 = 2,855 J

Pour faire passer la totalité du noyau en phase liquide, l'énergie à dépenser est de 272 . 4,189.10<sup>-3</sup> = 1,14 J soit au total 4 J.

Dès que la température atteint les 750°C, il existe dans le cas du Fer une phase vapeur, et la "température d'ébullition" à 90 Km d'altitude est du même ordre de grandeur que la température de fusion [OST 2010]. En simplifiant, on peut dire que dès que la fusion a commencé on entre dans la phase d'ablation – "vaporisation". Certains phénomènes ont été négligés, une partie des molécules incidentes peut être réfléchiée par l'onde de choc,

une autre partie adsorbée à la surface du météore et enfin, une petite partie d'entre elles pénètre à l'intérieur de la matrice du corps incident, le fractionnement du noyau est négligé.

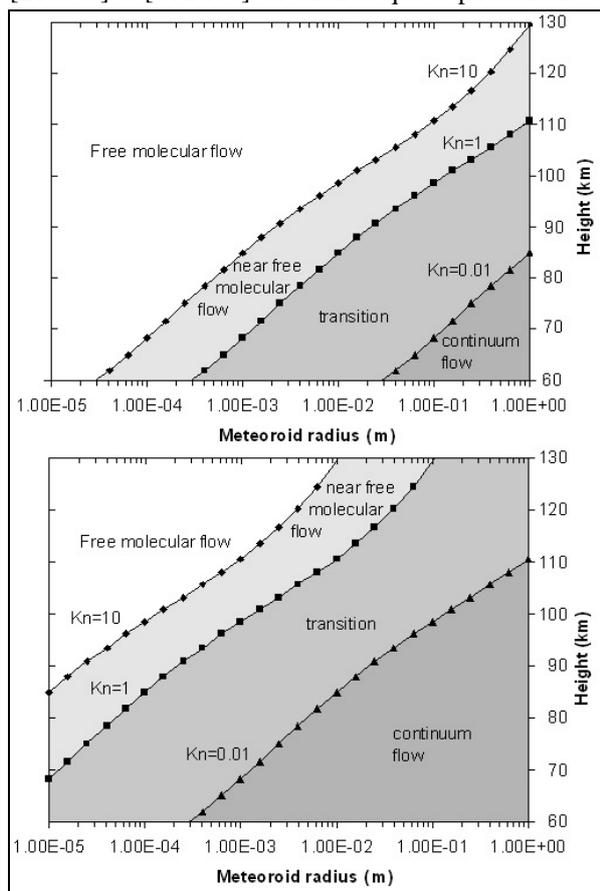
L'énergie cinétique incidente est évidemment partagée entre le corps du météore et l'atmosphère ambiante.

On retrouvera en tableau 4 les énergies de première ionisation des principaux corps impliqués

K	Na	Al	Ca	Ni	Fe	O <sub>2</sub> dissociation	N <sub>2</sub> dissociation	O <sub>2</sub>	O	N	N <sub>2</sub>
4,39	5,13	5,98	6,11	7,64	7,90	5,08	9,76	12,02	13,6	14,53	15,6
Autres				Sidérites		Région D					

**Tableau 4 :** Energie de première ionisation (eV) des atomes ou molécules intervenant dans le bilan énergétique d'ionisation de la traînée météoritique.

où l'on constate que les atomes métalliques du météore s'ionisent deux fois plus facilement que ceux de la mésosphère ; toutefois, seule l'enveloppe extérieure du météore est susceptible de libérer des électrons par thermo-ionisation. Il existe donc plusieurs options pour établir le bilan d'ionisation qui est particulièrement complexe. Le nombre de Knudsen qui est égal au rapport entre le libre parcours moyen atmosphérique et le diamètre du corps incident et qui vaut approximativement 200 semble indiquer que nous sommes dans un régime d'écoulement moléculaire. Ce type d'écoulement implique que les molécules issues du choc avec le météore rebondissent sur ce dernier et ne subissent pas de choc avec les molécules atmosphériques dans un voisinage proche du météore. L'écoulement n'est donc en principe pas hydrodynamique et ne présente pas d'onde de choc. Toutefois, [BRO65] et [CAM04] ont montré que le phénomène d'ablation compliquait le problème et que la production de



vapeur météoritique augmentait la concentration moléculaire dans le voisinage de la tête du météore de l'ordre de cent fois par rapport à la concentration atmosphérique, et que, s'échappant du noyau météoritique à vitesse thermique, notamment vers l'avant de ce dernier, cette "vapeur" ramène le nombre de Knudsen dans les environs de 1 [figure 2].

**Figure 2 :** Evolution du nombre de Knudsen en fonction de l'altitude et du diamètre du météore. Pour  $Kn$  de l'ordre de 10, l'écoulement est dit moléculaire et il n'existe pas d'onde de choc. Les molécules atmosphériques entrent directement en collision avec le noyau météoritique. Pour  $Kn \approx 1$ , un régime d'écoulement autour du noyau commence à se manifester et un certain nombre de molécules atmosphériques n'ont plus de contact direct avec le noyau météoritique mais bien avec une bulle de "vapeur" qui entoure ce dernier. Graphique du haut : évolution de  $Kn$  sans tenir compte du "dégazage" du noyau. Graphique du bas : évolution de  $Kn$  tenant compte de la bulle de vapeur d'ions entourant le noyau. On parlera d'écoulement glissant et une partie des échanges thermiques se fait en phase exclusivement gazeuse amenant une augmentation de température de la bulle issue du noyau et une ionisation de l'air ambiant. Emprunté à [CAM 04].

On peut donc :

1. d'abord considérer l'ionisation du corps météoritique (dans quelles proportions ?) , et distribuer le reliquat d'énergie disponible à l'ionisation atmosphérique
2. d'abord considérer l'ionisation atmosphérique malgré les seuils d'ionisation deux fois plus élevés et distribuer le reliquat disponible à l'ionisation du corps météoritique
3. dans ce dernier cas, doit-on passer par un phénomène de dissociation des molécules diatomiques et ensuite une ionisation des atomes constituants, ou
4. considérer en premier lieu l'ionisation des molécules diatomiques ?

Le Kn proche de 1 incite à sélectionner les modes 2 ou 3 .

Le nombre de molécules diatomiques compris dans le cylindre d'impact est de  $N = \mathcal{V} \cdot [n_0]$  soit

$N = 6,550 \cdot 10^{-3} \cdot 7,59 \cdot 10^{19} = 497 \cdot 10^{15}$  soit  $994 \cdot 10^{15}$  atomes en supposant toutes les molécules diatomiques ( la concentration en [O] est de l'ordre de 2 ordres de grandeur plus petite que celle de [O<sub>2</sub>] à 90 Km d'altitude ) .

Après la phase de fusion - ébullition du noyau, il reste à disposition  $(18,35 - 4) = 14,35$  J soit  $89,7 \cdot 10^{18}$  eV qui seront impliqués dans un phénomène d'augmentation de température de la bulle de vapeur entourant le noyau et d'ionisation concomitante .

La libération de 2 électrons en provenance de l'azote diatomique qui se dissocie requiert  $9,76 + (2 \cdot 14,53) = 38,82$  eV soit 19,41 eV par électron associé à l'ionisation d'un atome .

La libération de 2 électrons en provenance de l'oxygène diatomique qui se dissocie requiert  $5,08 + (2 \cdot 13,6) = 32,28$  eV soit 16,14 eV par électron associé à l'ionisation d'un atome .

En tenant compte des proportions d'oxygène et d'azote dans l'homosphère, un électron est donc libéré en moyenne tous les  $(0,208 \cdot 16,14 + 0,792 \cdot 19,41) = 18,73$  eV .

Le reliquat d'énergie cinétique non utilisé par la fusion - ébullition du météore permet donc de libérer  $89,7 \cdot 10^{18} / 18,73 = 4,79 \cdot 10^{18}$  électrons .

Tous les atomes d'azote et d'oxygène du cylindre de pénétration sont donc ionisés ( $4,79 \cdot 10^{18} > 994 \cdot 10^{15}$ ), et l'énergie requise par cette première ionisation globale est de  $994 \cdot 10^{15} \cdot 18,73 = 18,62 \cdot 10^{18}$  eV

Reste donc à disposition  $89,7 \cdot 10^{18} - 18,62 \cdot 10^{18} = 71 \cdot 10^{18}$  eV

L'énergie de première ionisation du Fer est de 7,9 eV , il y a donc de quoi ioniser  $9 \cdot 10^{18}$  atomes de Fer .

Or, le nombre d'atomes  $n_{\text{météore}}$  de Fer compris dans le météore peut être apprécié par le biais du nombre d'

$$\text{Avogadro avec } n_{\text{météore}} = N_A \cdot \frac{\text{masse}_{\text{météore}}(\text{g})}{\text{masse atomique}_{\text{Fe}}} = 6,022 \cdot 10^{23} \cdot \frac{4,189 \cdot 10^{-3}}{55,845} = 45,17 \cdot 10^{18}$$

20 % des atomes du météore sont donc ionisés à l'altitude de 90 Km, valeur qui correspond de manière grossière à la quantité d'atomes qui sont situés sur l'enveloppe du météore .

Au total,  $994 \cdot 10^{15} + 9 \cdot 10^{18} = 10 \cdot 10^{18}$  électrons ont été libérés sur un trajet de 8.340m .

La concentration linéique en électrons est donc *a priori* de  $\frac{10 \cdot 10^{18}}{8340} = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-1}$  qui est > que le seuil conven-

tionnel de  $2,4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-1}$  qui fixe le seuil entre les traînées *underdense* et *overdense* dont il sera question *infra* . Les électrons ont bien été libérés puisque le libre parcours moyen à 90 Km est de l'ordre de 20 cm que nous considérerons comme le rayon moyen initial de la traînée météoritique . La quantité d'électrons issus de l'ionisation de l'air ambiant est d'un ordre de grandeur inférieure à celle des électrons issus de l'ionisation de la masse météoritique .

On n'oubliera pas que le calcul couvre le phénomène « instantané » à 90 Km d'altitude et que ce dernier continue à se développer à des altitudes plus basses . Nous n'avons pas décrit l'évolution d'un phénomène ( aucune équation ne comprend le paramètre t), mais le résultat lié à cette évolution .

L'énergie cinétique du météore ( $4,189 \cdot 10^6 \text{ Kg} \cdot 40 \cdot 10^3 \text{ m.s}^{-1}$ ) est de 3.350 J dont 18,35 ont été prélevés par échange avec l'atmosphère . On peut donc estimer que sa vitesse dans la haute mésosphère est constante et que le parcours du cylindre oblique d' Atmosphère Homogène a pris 208 ms .

Si on considère la phase de préchauffage commençant à 110 Km d'altitude comme faisant partie intégrante du phénomène de traînée, le parcours de cette dernière et l'étalement des manifestations thermiques s'effectue en approximativement 700 ms .

### Prélèvement direct sur l'énergie cinétique du météore .

Dans le référentiel du météore, les transformations et évolutions d'énergie cinétique répondent à la formule

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} v^2 \frac{dm}{dt} + m \cdot v \cdot \frac{dv}{dt} = \Delta E_T + \Delta E_R + \Delta E_A$$

où  $\Delta E_T$  correspond à l'évolution des échanges thermiques avec le noyau météoritique,  $\Delta E_R$  à l'évolution des échanges radiatifs dont une partie située dans le domaine des UV est responsable de la photoionisation des molécules d'air mésosphérique entourant la tête du météore, et  $\Delta E_A$  à l'évolution des échanges avec l'atmosphère responsables de l'ionisation dont il a été question *supra* . Dès qu'une phase vapeur commence à se manifester, les atomes issus du noyau météoritique interagissent avec les molécules d'air incidentes formant un début d'onde de choc ( Kn augmente) et le terme  $\Delta E_T$  diminue tandis que des effets de conduction se développent entre le flux de molécules incident et les constituants de l'onde de choc (  $\Delta E_A$  augmente) .  $\Delta E_R$  englobe les phénomènes de photo-ionisation présents dans l'onde de choc ainsi que les émissions qui se développent dans le sillage du météore et qui sont dus à des phénomènes de recombinaison .

Les atomes constituant la "vapeur de Fer" sont au départ émis avec une vitesse égale à celle du météore . La vitesse de ce nuage laissé dans la traînée décroît rapidement par choc avec les molécules atmosphériques, et leur énergie cinétique est convertie en énergie interne attachée au mélange des atomes en provenance du météore et de la mésosphère . Les écarts de masse ne sont pas excessivement importants, un atome de Fer est formé de 56 nucléons, tandis qu'une "molécule diatomique d'air ambiant" est formée en moyenne de 28,83 nucléons, soit de seulement la moitié . Si l'indice  $m$  est attribué aux constituants météoritiques et l'indice  $a$  aux constituants atmosphériques, si  $v_0$  est la vitesse initiale du noyau météoritique estimée à 40 Km.s<sup>-1</sup>, alors la loi de conservation du moment cinétique s'exprime par

$$\frac{d}{dt} [(m_a + m_m) \cdot v] = 0 \quad \text{où la masse incidente vaporisée } m_m \text{ est constante et donc : } v \cdot \frac{dm_a}{dt} = - (m_a + m_m) \cdot \frac{dv}{dt}$$

$$\text{soit } - \frac{dm_a}{(m_a + m_m)} = \frac{dv}{v} \rightarrow \text{par int égration : } \ln(v) = \ln \frac{1}{(m_a + m_m)} \cdot C \rightarrow v = v_0 \cdot \frac{m_m}{m_a + m_m}$$

puisque, conditions initiales, lorsque au départ,  $m_a = 0$ ,  $v = v_0$  .

$$\text{et donc } v_{(t)} = v_0 \cdot \frac{m_m}{m_a + m_m}$$

qui se traduit par le fait que chaque fois qu'une masse de provenance météoritique a formé par collision un nuage diffus avec son équivalent massique de provenance atmosphérique, la vitesse de ses constituants a été divisée par 2 . Si durant cette phase on néglige les pertes par rayonnement, alors le principe de conservation de l'énergie implique que l'énergie cinétique de la masse vaporisée soit divisée par 4 tandis que la température des constituants de l'atmosphère ambiante croisse puisque  $\frac{3}{4}$  de l'énergie incidente lui ont été cédés . En effet :

$$\frac{1}{2} m_m \cdot v_0^2 = \frac{1}{2} (m_m + m_a) \cdot v_0^2 \cdot \frac{m_m^2}{(m_a + m_m)^2}$$

$$\text{La partie d'énergie cinétique convertie vaut } \frac{1}{2} m_m \cdot v_0^2 - \frac{1}{2} m_m \cdot v_0^2 \cdot \left[ \frac{m_m^2}{(m_a + m_m)^2} \right] \text{ soit}$$

$$\Delta E_{\text{nuage}} = \frac{1}{2} m_m \cdot v_0^2 \cdot \left[ 1 - \frac{m_m^2}{(m_a + m_m)^2} \right] \text{ qui, lorsque } m_m = m_a \text{ vaut } \left[ \frac{1}{2} m_m \cdot v_0^2 \right] \cdot \frac{3}{4}$$

Supposons qu' une sphérule de 1µm de diamètre de matière météoritique passe en phase gazeuse, son volume est de 523.10<sup>-15</sup> cm<sup>3</sup> soit un milliardième du volume du météore, et sa masse est de 4,2.10<sup>-12</sup> g à laquelle on peut associer 45.10<sup>9</sup> atomes . Une diminution d'un facteur 2 de la vitesse des atomes métalliques libérés implique un *mélange* avec 90.10<sup>9</sup> molécules diatomiques d' air qui, avec  $[n_0] \approx 7,59 \cdot 10^{13}$  cm<sup>-3</sup> occupent un volume de 1,2.10<sup>-3</sup> cm<sup>3</sup> . En admettant un diamètre moléculaire moyen de 0,3 nm , conformément à l'équation [8] qui sera développée *infra*, le libre parcours atmosphérique à 90 Km d'altitude est de 20 cm, et la thermalisation se développe

donc sur des distances réduites . L'énergie convertie  $\left[ \frac{1}{2} m_m \cdot v_0^2 \right] \cdot \frac{3}{4}$  est de 2,52 µJ soit de 15,75.10<sup>12</sup> eV que

l'on comparera aux 90.10<sup>9</sup> . 230,7 = 20,7.10<sup>12</sup> eV libérés par l'impact premier de 90.10<sup>9</sup> molécules d'air avec le noyau météoritique , soit 0,75 qui était prévisible .

Le phénomène d'ablation permet donc d'augmenter le rendement énergétique des échanges atmosphériques dans un rapport d'au moins 1,75  $\approx$  2 associé à une T résultante estimée d'approximativement 4000 K .

#### 4 Evolution de la traînée . Plasma vs. Gaz Ionisé

Dans tous les raisonnements, on aura soin de prendre la précaution suivante : à 90 Km d' altitude , le rapport des concentrations électroniques de jour et de nuit est de l'ordre de 50 .

Dans un gaz neutre, et c'est quasiment le cas de la haute région D où le taux d'ionisation  $\approx 10^{-9}$  , les forces d'interaction ont une faible portée beaucoup plus petite que la distance moyenne entre les particules pour lesquelles un modèle binaire de chocs (boules de billard) est satisfaisant, tandis que dans un plasma peu dense il existe des forces d'interaction coulombienne qui s'exercent à des distances beaucoup plus grandes, variant en  $1/r^2$ , induisant un comportement qui est collectif .

Dans la cas d'un gaz neutre ou faiblement ionisé, les collisions sont tellement nombreuses que l'on est quasiment dans un état d'équilibre . Dans le cas d'un plasma collectif, toute modification de la répartition des densités de charge , essentiellement des  $e^-$  dont la masse est 2.000 fois plus petite que celle d'un proton et donc beaucoup plus mobiles que les ions, crée un champ électrique local de rappel qui tend à faire obstacle à la cause génératrice et peut éventuellement donner naissance à une oscillation .

On parlera d' interaction collective lorsque , dans une région de l'espace, une particule est soumise à un champ moyen créé par les autres constituants du milieu . Il est donc logique d'approfondir les définitions de libre parcours moyen, de longueur de Debye électronique, et d'expliquer la signification physique du bizarre coefficient de diffusion D qui se mesure en  $m^2/s$  .

Dans un plasma dont la concentration globale est [n], on estimera que la distance moyenne entre particules de même type est de l'ordre de  $d \approx \frac{1}{\sqrt[3]{[n]}}$  soit dans la haute région D, de l'ordre de 230 nm pour les neutres, de 230 [1]

$\mu m$  pour les électrons, tandis que dans la traînée ionisée de départ de 8340 m de longueur et de 20 cm de rayon, soit  $\approx 1.000 m^3$  où  $[n_{e^- \text{ traînée}}] = 10.10^{18} / \mathcal{V}$ , elle est, pour les électrons, de 4,6  $\mu m$  soit de l'ordre de 50 fois plus petite que dans le milieu ionosphérique . La traînée météoritique peut donc bien être considérée comme un milieu fermé .

##### 4-1 temps entre collisions.

Supposons transitoirement que nous soyons à l'équilibre . Une molécule quelconque du gaz sera soumise durant un temps t quelconque, mais suffisamment grand, à  $N_c$  collisions, certaines rapprochées d'autres espacées, avec

$$N_c = \frac{t}{\tau} \text{ où } \tau \text{ est le temps moyen qui sépare deux collisions et où } N_c \text{ est également le nombre de molécules [2]$$

heurtées .

Quelles sont statistiquement les chances pour que "la molécule" subisse un nouveau choc durant un intervalle de temps  $dt \ll \tau$  ?

Plutôt que de considérer "la molécule", considérons beaucoup de molécules N du milieu, combien d'entre elles subiront elles une collision durant le laps de temps dt ?

Etant donné que nous sommes à l'équilibre, statistiquement, durant un laps de temps N.dt, "la molécule" sera soumise à autant de collisions que celles attachées à N molécules durant le laps de temps dt .

$$\left. \begin{array}{l} N_c = \frac{N \cdot dt}{\tau} \rightarrow \text{pour } N=1, N_c = \frac{dt}{\tau} \text{ que l'on pouvait suspecter} \\ \text{Autrement dit, } \left\{ \begin{array}{l} \text{et} \\ \rightarrow \frac{N_c}{N} = \frac{dt}{\tau} \end{array} \right. \end{array} \right. \quad [3]$$

qui montre que pour un temps moyen de collision  $\tau$ , la fraction de molécules qui subiront un choc dans le laps de temps dt est de  $\frac{dt}{\tau}$  .

D'autre part, quelle est la probabilité qu'une molécule (un  $e^-$ , un atome) se déplace durant un laps de temps t sans subir de collision ?

Soit à un instant quelconque  $t_0$  pris comme référence arbitraire une collection de  $N_0$  molécules dont certaines vont subir une collision . Au temps t,  $N_c$  molécules ont subi une collision . La quantité de molécules qui n'ont pas subi de collisions est donc  $N_t = N_0 - N_c$  . Si l'on s'intéresse à la dynamique du phénomène sans se référer à une origine, on aura

$N_{(t+dt)} = N_{(t)} - N_{(t)} \cdot \frac{dt}{\tau}$  où, si  $\frac{dN_{(t)}}{dt}$  est la vitesse à laquelle les molécules entrent en collision

$$N_{(t)} + \frac{dN_{(t)}}{dt} \cdot dt = N_{(t)} - N_{(t)} \cdot \frac{dt}{\tau} \text{ soit}$$

$$\frac{dN_{(t)}}{dt} \cdot dt = -N_{(t)} \cdot \frac{dt}{\tau} \rightarrow \frac{dN_{(t)}}{dt} = -\frac{N_{(t)}}{\tau} \rightarrow \frac{dN_{(t)}}{N_{(t)}} = -\frac{dt}{\tau} \text{ que l'on intègre et } \ln[N_{(t)}] = -\frac{t}{\tau}$$

$N_{(t)} = K \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$  soit, moyennant les conditions initiales,  $N_{(t)} = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$  avec  $e^{-\frac{t}{\tau}}$  la probabilité de temps de survie face aux collisions. [5]

Pour  $t = \tau$ ,  $\frac{N_{(t)}}{N_0} = 0,367$  qui a l'air paradoxal, puisqu'en "moyenne", on s'attendrait à ce qu'au bout de  $\tau$ , une molécule sur deux ait subi une collision ... Il n'en est rien, en effet, les molécules qui ne subissent pas de choc ont une espérance de vie  $\gg \tau$  que l'on peut estimer *en moyenne* à  $2,718 \tau$ .

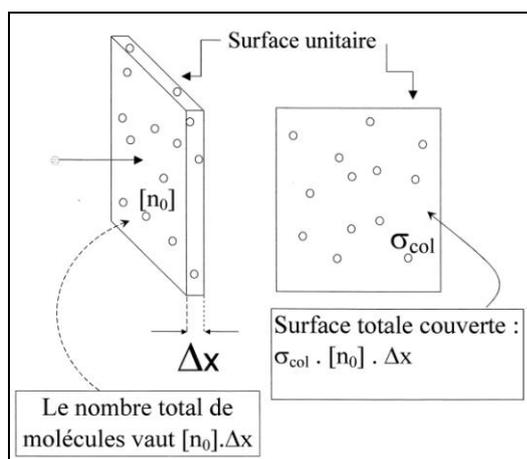
#### 4-2 Libre parcours moyen .

Si nous estimons que le temps moyen entre collisions est  $\tau$ , et la vitesse moyenne  $v$ , le libre parcours moyen vaut  $L_{pm} = \tau \cdot v$  [6]

La chance qu'une collision intervienne dans le court laps de temps  $dt$  est  $\frac{dt}{\tau}$ , et la chance qu'une collision inter-

vienne sur la petite distance  $\Delta x$  est  $\frac{\Delta x}{L_{pm}}$ . La probabilité qu'un des constituants du gaz puisse se déplacer d'une

longueur  $x$  est de  $e^{-\frac{x}{L_{pm}}}$ . Le libre parcours moyen dépend bien entendu de la section efficace de collision qui peut être fonction d'interactions électrostatiques sans qu'il y ait pour autant de collision mécanique. [7]



Soit  $[n_0]$  la concentration volumétrique des particules diffusantes. Dans une "lame" diffusante d'épaisseur  $\Delta x$  et de surface unitaire, il y a  $[n_0] \cdot \Delta x$  molécules d'une surface efficace de collision  $\sigma_{col}$ , la surface totale couverte par ces "obstacles" est donc de  $S = \sigma_{col} \cdot [n_0] \cdot \Delta x$  qui, ramenée à la surface unitaire représente les chances de collision sur la profondeur  $\Delta x$  aussi égale à  $\frac{\Delta x}{L_{pm}}$ , soit  $L_{pm} \cdot \sigma_{col} \cdot [n_0] = 1$  [8]

Autrement dit, le  $L_{pm}$  représente la distance parcourue (la profondeur) nécessaire pour que les surfaces efficaces de collision couvrent l'entièreté de la surface de référence, ici unitaire. Bien entendu, certaines molécules sont masquées par d'autres et il y a des "trous" dans la couverture des molécules diffusantes, ce qui correspond au fait que certaines

**Figure 3 :** paramètres intervenant dans la détermination de la fréquence des collisions et de  $L_{pm}$

particules incidentes parcourent une distance  $> L_{pm}$ . La démonstration implique que la totalité de la surface unitaire soit en moyenne couverte par les surfaces efficaces de collision, ce qui suppose que les dimensions des particules incidentes soient petites par rapport à celles des molécules faisant obstacle et qu'il n'y ait pas d'interaction à grande distance. La formule [8] convient donc à la progression d'électrons dans un milieu de neutres sauf à définir plus exactement la section droite de collision dans le cas des collisions ions ou neutres - neutres (cfr §4-8 Thermalisation).

On écrira  $L_{pm(e-n)} \cdot \sigma_{col} \cdot [n_0] = 1$

#### 4-3 vitesse d'entraînement, mobilité et diffusion .

Soit le cas général d'un ensemble de molécules "spéciales" différant des molécules "normales" d'un milieu ambiant . Elles peuvent être différentes par la masse, la charge, la nature chimique, la quantité de mouvement, la concentration ... C'est le cas des électrons et des ions qui, dans une atmosphère homogène naissent dans une traînée météoritique . Ces "molécules" différentes peuvent être soumises à des forces spécifiques  $\mathbf{F}$  qui ne s'exercent que sur elles et pas sur les "molécules" du milieu ambiant . Elles ont un double comportement, l'un qui correspond *e.g.* aux chocs avec les molécules indigènes, l'autre, spécifique qui correspond à l'exercice de la force spéciale  $\mathbf{F}$  . Malgré les chocs et les parties de trajectoires erratiques décrites, une tendance liée à l'application continue de  $\mathbf{F}$  fait qu'elles présentent une dérive . A la suite d'une collision, il y a redistribution au hasard des vitesses, et la molécule dispose donc de la *faculté d'oubli* . Toutefois dans le laps de temps qui sépare le rebond de la collision suivante,  $\mathbf{F}$  s'exerce ... Quelle est la valeur moyenne de cette composante de vitesse attachée à  $\mathbf{F}$  ? On aura

$$V_{\text{entraînement}} = a.t \text{ avec l'accélération, et } t \text{ le temps de vol égal à } \tau, \text{ où } a = \frac{F}{m} \text{ soit}$$

$$V_{\text{entraînement}} = \frac{F \cdot \tau}{m} = \mu \cdot F \text{ où } \mu = \frac{\tau}{m} \text{ est appelé mobilité .} \quad [9]$$

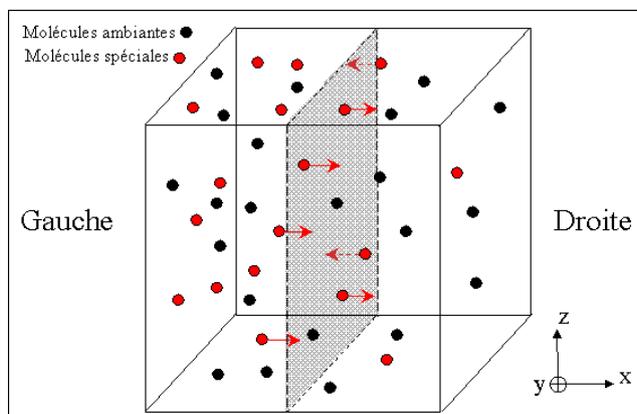
où la mobilité est proportionnelle à  $\tau$  (plus  $\tau$  est grand, plus la vitesse d'entraînement finale est grande), et inversement proportionnelle à la masse (plus la masse est grande, plus l'accélération et donc la vitesse d'entraînement sont petites) .

Dans le cas où la force d'entraînement est fournie par le biais d'un champ électrique avec  $E = \frac{F}{q}$  on aura

$$V_{\text{entraînement}} = \underbrace{\frac{q \cdot \tau}{m}}_{\text{mobilité}} \cdot E \quad [9 \text{ bis}]$$

où l'on associe à  $\frac{q \cdot \tau}{m}$  le terme de mobilité, exprimée en  $m^2 V^{-1} s^{-1}$  , réservée à la physique des plasmas<sup>1</sup> .

On associera à cette mobilité la typographie  $\underline{\mu}$  .



**Figure 4 :** Phénomène de diffusion

Soit que nous appelions "*molécules spéciales*" les entités issues de l'ionisation de la traînée météoritique située à gauche d'un cube unitaire découpé dans l'espace, et "*molécules ambiantes*" les entités présentes dans la haute mésosphère . Les molécules ambiantes sont caractérisées par une vitesse erratique qui ne nous intéresse pas directement, tandis que les molécules spéciales sont caractérisées en plus de leur mouvement désordonné par un effet de diffusion qui, au travers de la paroi fictive séparant le cube en deux parties, tend à rendre leur répartition homogène dans tout le volume . Nous négligerons les effets de sillage qui génèrent des effets de dérive, et par opportunité, nous supposons que les vitesses attachées au phénomène de diffusion sont orthogonales à la paroi de séparation . Pour connaître le flux résultant des *molécules spéciales* qui traversent la paroi de séparation, il faut qu'il y ait une disparité de concentration, et le flux résultant est égal à la différence du flux allant de la gauche vers la droite et du flux allant de la droite vers la gauche . Les vitesses dont il sera question ne sont pas des vitesses de dérive qui sont ici négligées . Si  $[n_G]$  et  $[n_D]$  sont les concentrations en *molécules spéciales* "à gauche et à droite" de la paroi de séparation, alors durant le laps de temps  $\Delta t$ , le flux résultant  $J$  vaut :

<sup>1</sup> Un certain nombre de physiciens préfèrent dans un but de standardisation l'expression  $V_{\text{entraînement}} = \underline{\mu} \cdot q \cdot E$

$$J = \frac{[n_G] \cdot v \cdot \Delta t - [n_D] \cdot v \cdot \Delta t}{\Delta t} = ([n_G] - [n_D]) \cdot v \quad [10]$$

**Question :** de où viennent les molécules  $n_G$  et  $n_D$  ? D'une "tranche" du milieu qui, en moyenne, n'est pas espacée de la paroi séparatrice de plus du libre parcours moyen .

$[n_G]$  et  $[n_D]$  qui ne sont pas égales, sont donc des concentrations qui évoluent avec la valeur des  $x$  et nous pouvons apprécier cette évolution par le biais de la dérivée d'une fonction  $[n(x)]$  . On aura donc

$$[n_D] - [n_G] = \frac{d[n(x)]}{dx} \cdot \Delta x = \frac{d[n(x)]}{dx} \cdot 2L_{pm} \quad \text{et donc, } J_{(x)} = - 2 L_{pm} \cdot v \cdot \frac{d[n(x)]}{dx} \quad [11]$$

La limitation du phénomène à la direction des  $x$ , l'orthogonalité des vitesses avec la paroi de séparation qui fait artificiellement apparaître l'appréciation du libre parcours moyen comme étant perpendiculaire à la séparation alors qu'en raison de l'isotropie, il y a trois axes de libertés qui peuvent être chacun parcourus par les *molécules spéciales* dans deux sens ( $x_{+,x-}$ ;  $y_{+,y-}$ ;  $z_{+,z-}$  .) font qu'il faille pondérer [11] par le facteur  $\frac{1}{6}$  et donc,

$$J_{(x)} = - \frac{1}{3} L_{pm} \cdot v \cdot \frac{d[n(x)]}{dx} \quad [11 \text{ bis}]$$

$$\text{où le terme } - \frac{1}{3} L_{pm} \cdot v \text{ est appelé coefficient de diffusion } D, \text{ soit } J_{(x)} = - D \cdot \frac{d[n(x)]}{dx} \quad [12]$$

où l'on remarque, ce qui est logique, que le flux est proportionnel au gradient de concentration de  $[n(x)]$  .

On comprend accessoirement pourquoi le coefficient de diffusion  $D$  se mesure en  $m^2 \cdot s^{-1}$  qui correspondent simplement au produit du libre parcours moyen par la vitesse moyenne des "molécules" .

Alors que le phénomène de diffusion est un phénomène intrinsèque, les phénomènes de dérive sont eux extrinsèques et liés à une cause extérieure . On remarquera que dans les développements précédents, il n'a jamais été question de thermodynamique, or c'est elle qui lie la valeur de  $v$  à la température ...

A partir de [6]  $L_{pm} = \tau \cdot v$  et de [9]  $\mu = \frac{\tau}{m}$ , on peut écrire

$$J_{(x)} = - \frac{1}{3} \mu \cdot m \cdot v^2 \cdot \frac{d[n(x)]}{dx} \quad \text{où } \frac{1}{2} m \cdot v^2 = 3 \cdot \frac{1}{2} K T \quad \text{avec } K \text{ la constante de Boltzmann et le coeff } \frac{1}{2} \text{ par degré de liberté, soit}$$

$$J_{(x)} = - \mu K T \frac{d[n(x)]}{dx} \quad \text{et donc } D = \mu K T \quad \text{ou via [9bis], } D = \frac{\mu \cdot K \cdot T}{q} \quad [13]$$

où  $\mu$  est proportionnel au temps séparant deux collisions successives distantes de  $\frac{1}{f_c}$  et inversement propor-

tionnel à la masse de la "molécule" . On peut donc inférer que dans le cas de la diffusion d'un ion de Fer, dont le noyau comprend 56 nucléons ( 26 protons, 30 neutrons), dont la masse est plus de cent mille fois plus grande que celle d'un  $e^-$ ,  $D_{(Fe^{+})} \lll D_{(e^-)}$  .

De la même manière,  $D_{(O^+, N^+)} < D_{(e^-)}$  . La traînée, et non la tête, du météore est donc *a priori* essentiellement constituée d'électrons qui diffusent, et c'est dans cette dernière qu'une oscillation de plasma peut se développer .

#### 4-4 Effets collectifs, longueur de Debye et fréquence de plasma

Dans un plasma, toute particule chargée exerce une force sur les autres particules chargées, soit en les attirant si elles sont de charge différente, soit en les repoussant si elles sont de charge identique . Il se forme donc autour d'une particule chargée un nuage de particules de signe opposé qui masquent ses effets à grande distance . On dit que la particule est "habillée" . Tout ion positif est donc accompagné d'un nuage d'électrons (et *vice-versa*) qui jouent un rôle de blindage électrostatique mais est lui-même impliqué dans un nuage attaché à un autre ion ou électron . Le rayon de cette *sphère de protection* est appelé rayon de Debye  $\lambda_D$  . La sphère de Debye contient un nombre élevé d'électrons et de protons en quantités approximativement égales qui sont à la base de la décroissance *anormale* du potentiel électrostatique autour de la particule "centrale" . On aura avec  $[e]$  la concentration et  $(e^-)$  la charge d'un électron

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K T}{[e] \cdot (e^-)^2}} \approx 69 \sqrt{\frac{T(K)}{[e]}} \approx 7,4 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{E}{[e]}} \quad \text{avec } E \text{ en eV} \quad [14]$$

et la quantité d'électrons ou d'ions présents dans la sphère de Debye peut être approchée par

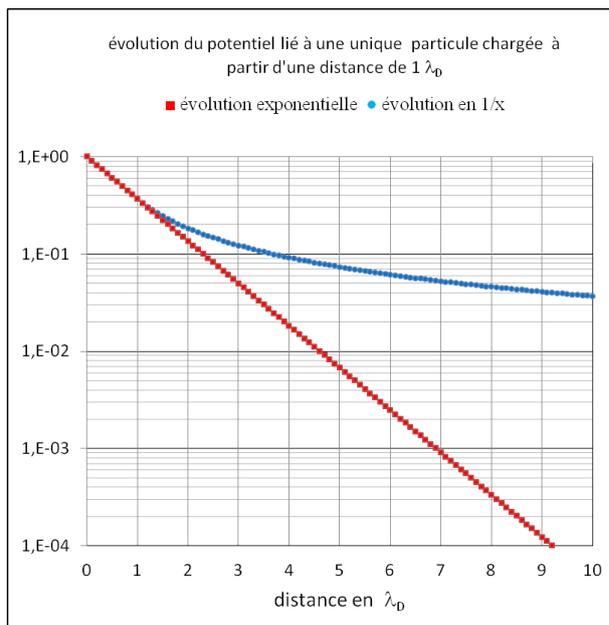
$$N_D \approx [n_{e,i}] \cdot \frac{4}{3} \pi [\lambda_D]^3 \quad [15]$$

où, dans le cas des électrons  $[e] \cdot \lambda_D^3$  qui est proportionnel à la concentration en particules chargées dans la sphère de Debye est appelé paramètre de plasma  $\Lambda$

On peut montrer que l'évolution du potentiel autour de la particule centrale, avec  $A$  le potentiel à distance nulle est de

$$\Phi = A \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_D}} \quad [16]$$

autrement dit, chaque fois que la distance à la particule augmente de la distance de Debye, le potentiel représentatif de la présence ou de l'existence de la charge décroît d'un facteur  $1/e$ .



**Figure 5 :** Evolution du potentiel coulombien attaché à une unique particule chargée en fonction de la distance exprimée en  $\lambda_D$ . La fonction de décroissance en  $1/x$  correspondant à l'évolution du potentiel dans le cas d'une charge unique a été représentée à partir d'une distance de  $1 \cdot \lambda_D$ . On remarquera l'effet de masquage particulièrement visible à partir de  $5 \lambda_D$ . Autrement dit, pour des distances plus grandes que une ou quelques longueurs de Debye, la force de rappel qui existe par exemple entre un ion + et l'électron qui vient d'être libéré ne se manifeste plus, et une séparation significative des charges peut avoir lieu.

De tous les effets collectifs qui interviennent dans un plasma, le plus important est l'oscillation de plasma qui ne peut se développer que dans un milieu fermé. C'est bien le cas d'une traînée météoritique dont la concentration en électrons et ions est circonscrite et largement supérieure à celle de l'atmosphère ambiante.

Pour mémoire,  $[e]_{\text{traînée}}$  est de l'ordre de  $10^{13} - 10^{15} \text{ m}^{-3}$ , alors que la concentration  $[e]_{\text{moyenne - haute mésosphère}}$  est de l'ordre de  $10^{10} \text{ m}^{-3}$ . L'évasion thermique rapide des électrons libérés liée à leur faible masse comparée à celle des ions alors qu'ils sont grossièrement à la même température induit un champ électrique de rappel dû à l'évolution des concentrations locales en  $e^-$  et ions. On aura avec  $m_e$  la masse de l'électron, ( $e^-$ ) sa charge :

$$\omega_p^2 = \frac{(e^-)^2}{\epsilon_0 m_e} \cdot [e] \text{ soit, numériquement, } f_p \approx 9 \sqrt{[e]} \text{ avec } [e] \text{ en } \text{m}^{-3}. \quad [17]$$

Si l'amplitude de l'oscillation à laquelle est soumis l'électron à la pulsation  $\omega_p$  est  $A$ , sa vitesse maximale vaut  $\omega_p \cdot A$ , et si l'on suppose que la vitesse de l'électron est due à l'agitation thermique, on aura, pour une seule direction,

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{K \cdot T}{m_e}} \text{ et } A = \frac{1}{\omega_p} \sqrt{\frac{K \cdot T}{m_e}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K T}{[e] \cdot (e^-)^2}} \quad [18]$$

qui correspond à la longueur de Debye. Autrement dit, un électron thermique parcourt la longueur de Debye en un quart de période de plasma, et la force de rappel qui s'exerce sur lui le fait dans un laps de temps qui vaut au maximum une demi-période soit  $\frac{1}{18 \sqrt{[e]}}$  qui est de l'ordre de la nanoseconde.

#### 4-5 Complications .....

Dans les chapitres précédents, les collisions qui interviennent dans le calcul de  $f_c$  étaient considérées comme des collisions *dures* du type boule de billard, et le trajet erratique suivi par une molécule pouvait être assimilé à un cheminement *brisé* à chaque choc . La fonction représentative du chemin suivi n'était donc pas continûment dérivable, à chaque impact étaient associées deux valeurs de dérivées attachées pour l' une au trajet d'arrivée, et pour l' autre au trajet de rebond . Il n'en va pas de même dans le cas d' un milieu ionisé où les charges lointaines modifient de manière légère le cheminement d'une particule chargée en transit, et où les charges proches le font de manière plus accentuée . Le cheminement n'est donc plus une ligne brisée mais incurvée de manière plus ou moins prononcée correspondant à une fonction qui est continûment dérivable . La notion de libre parcours moyen fait donc intervenir deux distances, l'une maximale que l'on peut associer à  $\lambda_D$  , puisqu'au-delà de cette valeur, la charge perturbatrice semble disparaître, l' autre minimale pour laquelle, par exemple, la trajectoire de la particule incidente varierait de  $90^\circ$  . Si on considère des particules de charge unitaire, où la vitesse  $v_{e-}$  est

attachée à la particule chargée en transit, à partir de l'équation  $F_{e-} = -\frac{(e)^2}{4\pi\epsilon_0.d_c^2}$  et à partir du temps d'interaction  $\tau = \frac{d_c}{v_{e-}}$  durant lequel se manifeste une modification importante de moment cinétique  $\tau.\Delta F_{e-}$ , on peut estimer

$$\text{que la distance } d_c \text{ appelée paramètre d'impact vaut} \quad d_c \approx \frac{(e)^2}{4\pi\epsilon_0.m_e.v_{e-}^2} . \quad [19]$$

On associera à cette distance une section droite de collision de

$$\sigma_c = \pi.d_c^2 \approx \frac{(e)^4}{16\pi\epsilon_0^2 m_e^2 \langle v_{e-} \rangle^4} \text{ et via [8] } f_{c,(e-i)} = [e].\sigma_c.\langle v_{e-} \rangle \approx \frac{[e].(e)^4}{16\pi\epsilon_0^2 m_e^2 \langle v_{e-} \rangle^3} \quad [20]$$

$$\text{Soit, via [17] et [18] avec } KT = \frac{1}{2}mv^2 \rightarrow f_{c,(e-i)} \approx \frac{\sqrt{2}.\omega_p^4}{64.\pi.[e]} \left[ \frac{K.T}{m_e} \right]^{-\frac{3}{2}} \approx 118.10^{-15} \cdot \frac{\omega_p^4}{[e]} \cdot \sqrt{\frac{1}{T^3}} \quad [21]$$

Si l'on reprend la partie de traînée due à la fusion et à l'ionisation du météore, donc hors ionisation des molécules atmosphériques de  $O_2$  et de  $N_2$ , avec  $9.10^{18}$  électrons répartis dans un volume de  $1.000 \text{ m}^3$ , soit  $[e] = 9.10^{15} \text{ m}^{-3}$ , avec  $T = 1.800 \text{ K}$ , alors équation [14]

$$\lambda_D = 69. \sqrt{\frac{1.800}{9.10^{15}}} \approx 30 \mu\text{m} \quad (46 \mu\text{m si } T \approx 4000 \text{ K})$$

et le nombre d'électrons compris dans la sphère de Debye  $[e_{\text{Debye}}] = \frac{4}{3}\pi(30.10^{-6})^3 . 9.10^{15} \approx 1.000$

Le paramètre d'impact qui correspond à la plus petite approche électron – ion vaut, équation [19]

$$d_c = \frac{(1,6.10^{-19})^2}{4\pi.8,8.10^{-12}.9,1.10^{-31}.v_{e-}^2} = \frac{254.}{v_{e-}^2} \quad \text{soit avec}$$

$$m_{e-} . v^2 = KT \quad \text{où } K = 1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1} \text{ et } m_{e-} = 9,1.10^{-31} \text{ Kg} \rightarrow d_c = \frac{254.m_{e-}}{KT} = \frac{16,8.10^{-6}}{T_{(K)}} = 9,3 \text{ nm}$$

trois fois plus petit que  $\lambda_D$  .

de [21], on tire avec  $\omega_p \approx 2.\pi.9.\sqrt{[e]}$  ,  $f_{c(i,e)} \approx 120 \text{ KHz}$  .

$$\text{De [8] on obtient } L_{\text{pm}(e-i)} = \frac{1}{\sigma_{\text{col}(e-i)} . [i]} \text{ où } [i] = [e] \quad \text{soit} \quad [22]$$

$$L_{\text{pm}(e-i)} = \frac{1}{\pi.[9,3.10^{-9}]^2 . 9.10^{15}} = 0,4 \text{ m}$$

Un calcul plus rigoureux où l'on aurait tenu compte des effets cumulatifs de toutes les collisions dans une sphère de Debye pour tous les "impacts" s'étendant de  $d_c$  à  $\lambda_D$  aurait fourni

$$L_{pm(e-i)} = 64 \pi \lambda_D \cdot \frac{[e] \lambda_D^3}{\ln([e] \lambda_D^3)} \quad \text{avec } [e] \lambda_D^3 = \Lambda \text{ soit } L_{pm(e-i)} = 0,27 \text{ m} \quad [23]$$

qui est du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des électrons dans l'atmosphère ambiante, avec  $[n_0] = 7,59 \cdot 10^{19}$  et où le diamètre moyen d'une molécule diatomique est de  $0,3 \cdot 10^{-9}$  m, soit éq. [8]

$L_{pm[atm.ambiant(e-i)]} = \frac{4}{\pi \cdot (0,3 \cdot 10^{-9})^2 \cdot 7,59 \cdot 10^{19}} \approx 0,2 \text{ m}$  justifiant ainsi le choix du rayon initial d'une traînée commençant à s'établir . On tire également :

$$f_{c(e-i)} = \frac{\omega_p}{64 \pi} \cdot \frac{\ln([e] \lambda_D^3)}{[e] \lambda_D^3} = \frac{\omega_p}{64 \pi} \cdot \frac{\ln \Lambda}{\Lambda} \rightarrow f_{c(e-i)} = \omega_p \cdot \frac{\lambda_D}{L_{pm(e-i)}} \quad \text{qui est 7 fois plus grand que [21]} \quad [23 \text{ bis}]$$

qui était d'ailleurs prévisible par le biais de [18] où  $v_{max} = \omega_p \cdot \lambda_D$  et donc  $f_{c(e-i)} \max = \frac{\omega_p \cdot \lambda_D}{L_{pm(e-i)}}$

#### 4-6 La nécessaire neutralité du plasma de la traînée .

Une appréciation de la force de rappel qui s'exerce sur les électrons dont la mobilité est beaucoup plus grande que celle des ions, notamment métalliques qui participent à la traînée météoritique et qui est à la base de la diffusion ambipolaire permet de lever tous les doutes sur la nécessaire neutralité du plasma formant la traînée impliquant une diffusion globale calculée sur celle des ions .

Soit que dans la traînée calculée plus haut, caractérisée par une concentration électronique de départ de  $10 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$  équilibrée par une identique concentration d'ions soit métalliques soit atmosphériques, nous découpons une sphère de un litre, soit de 62 mm de rayon . Admettons que dans cette sphère il y ait une disparité de un centième sur la concentration des charges des deux signes . Quelle est la force ou quelle est l'accélération à laquelle est soumis un électron périphérique qui tendrait à s'échapper ? On aura en supposant les ions ionisés une seule fois et que la différence de charge soit centrée puisque la disparité est répartie dans l'entièreté du volume :

$$F = m_e \cdot a = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \cdot \frac{(e) \cdot \{\Delta(e)\}}{r^2} \rightarrow a = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{4 \cdot \pi \cdot \underbrace{8,8 \cdot 10^{-12}}_{\epsilon_0} \cdot \underbrace{9,1 \cdot 10^{-31}}_{m_e} \cdot \underbrace{(62 \cdot 10^{-3})^2}_{r^2}} \cdot \{\Delta(e)\} =$$

$$= 413 \cdot 10^{21} \cdot \left\{ \underbrace{10 \cdot 10^{15}}_{[e]} \cdot \underbrace{10^{-3}}_{\text{litre}} \cdot \underbrace{10^{-2}}_{\text{disparité}} \cdot \underbrace{1,6 \cdot 10^{-19}}_{(e)} \right\} \approx 6,62 \cdot 10^{15} \text{ m/s}^2$$

qui est absolument énorme . Une disparité de  $10^{-3}$  au lieu de  $10^{-2}$  n'abaisseraient la valeur de l'accélération que d'un ordre de grandeur, avec un résultat toujours aussi énorme ....

Cette valeur de l'accélération entraînant l'électron à dépasser sa position d'équilibre lors de l'exercice de la force de rappel justifie d'autre part l'existence d'une oscillation de plasma dans la traînée qui diffuse .

#### 4-7 La diffusion ambipolaire .

Dans la traînée et surtout à sa périphérie, le flux ou la densité de courant présente deux composantes, l'une de diffusion qui a la forme "coefficient de diffusion multiplié par le gradient de concentration accompagné d'un signe moins" et l'autre de dérive due au champ électrique de rappel qui a la forme " coefficient de mobilité multiplié par la concentration et la valeur du champ électrique" [12] et [9bis] . Les signes accompagnant la composante de dérive varient en fonction de la nature de la charge . En se référant au sens du champ électrique de rappel, on aura :

$$J = \underbrace{\mu}_{[9\text{bis}]} [q] E + D \frac{d[q]}{dx} \quad \text{où } \underline{\mu} \text{ contient la charge } e \quad [12]$$

soit, pour les électrons et les ions

$$\left. \begin{aligned} J_{(e)} &= -\underline{\mu}_e [e] E - D_e \frac{d[e]}{dx} \\ J_{(i)} &= \underline{\mu}_i [i] E - D_i \frac{d[i]}{dx} \end{aligned} \right\} \text{ où comme on l'a montré } J_{(e)} \approx J_{(i)} \text{ et donc :}$$

$$-\underline{\mu}_e [e] E - D_e \frac{d[e]}{dx} = \underline{\mu}_i [i] E - D_i \frac{d[i]}{dx} \quad \text{soit}$$

$$D_i \frac{d[i]}{dx} - D_e \frac{d[e]}{dx} = E (\underline{\mu}_i [i] + \underline{\mu}_e [e]) \quad \text{où } [e] \approx [i] \approx [q] \text{ et } \frac{d[i]}{dx} \approx \frac{d[e]}{dx} \quad \text{soit}$$

$$E = \frac{D_i - D_e}{\underline{\mu}_i + \underline{\mu}_e} \cdot \frac{1}{[q]} \cdot \frac{d[q]}{dx} \quad \text{et}$$

$$\begin{aligned} J_{(q)} &= \underline{\mu}_i [q] \cdot \frac{1}{[q]} \cdot \frac{D_i - D_e}{\underline{\mu}_i + \underline{\mu}_e} \cdot \frac{d[q]}{dx} - D_i \frac{d[q]}{dx} \\ &= \frac{d[q]}{dx} \cdot \left\{ \underline{\mu}_i \cdot \frac{D_i - D_e}{\underline{\mu}_i + \underline{\mu}_e} - D_i \right\} = - \frac{d[q]}{dx} \cdot \underbrace{\left\{ \frac{\underline{\mu}_i D_e + \underline{\mu}_e D_i}{\underline{\mu}_i + \underline{\mu}_e} \right\}}_{\text{nouveau terme de diffusion dite ambipolaire } D_a} \end{aligned}$$

où  $\underline{\mu}_i \ll \underline{\mu}_e$  et donc,

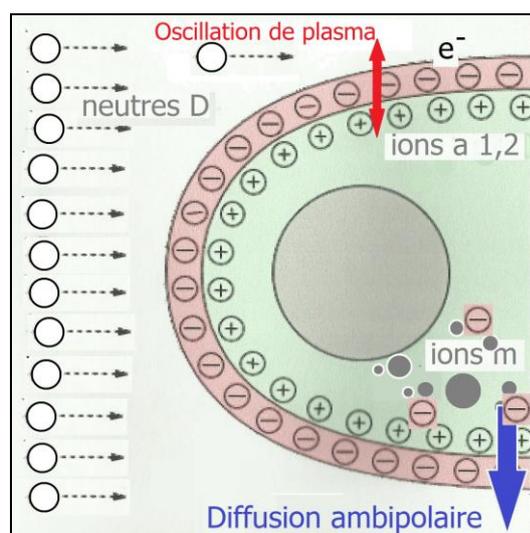
$$D_a = \frac{\underline{\mu}_i D_e + \underline{\mu}_e D_i}{\underline{\mu}_e} = D_i + \frac{\underline{\mu}_i}{\underline{\mu}_e} D_e = D_i \cdot \left[ 1 + \frac{\underline{\mu}_i}{\underline{\mu}_e} \frac{D_e}{D_i} \right] \quad \text{or, équation [13], } D = \frac{\underline{\mu} K T}{q} \text{ soit } \frac{D}{\underline{\mu}} = \frac{K T}{q}$$

et

$$D_a = D_i \cdot \left[ 1 + \frac{T_e}{T_i} \right] \quad \text{où, si } T_e = T_i \rightarrow D_a = 2 \cdot D_i \quad \text{et si } T_e \gg T_i \rightarrow D_a = D_i \frac{T_e}{T_i} \quad [24]$$

qui suppose que  $\underline{\mu}$  qui dépend de  $m$  et de  $f_c$  ainsi que  $T$  sont connus .

Le phénomène est certainement plus complexe dans la traînée où il existe probablement deux types d'ions accompagnés de leurs électrons, une traînée *extérieure* due à l'ionisation de la composante atmosphérique et une traînée *intérieure* due à l'ionisation du noyau météoritique où



**Figure 6 :** Schéma de principe de la répartition des électrons et des ions dans la traînée météorique .

$\mu (O_2^+, N_2^+, O^+, N^+) > \mu (Fe^+)$  . Il s'ensuit que les différentes démarques qui tendent à apprécier le coefficient  $\underline{\mu}$  ou la température à partir d'une mesure de diffusion ambipolaire sont sujettes à interprétation . En effet la mesure de  $D_a$  se fait en *back - forward scatter* qui font intervenir la fréquence de plasma du milieu constituant la traînée ( cf fig 8) . Or, l'appréciation de cette dernière est fonction de la fréquence de sondage et la valeur qu'on lui attribue se limite *de facto* à de l'utilitarisme . La première question qui se pose est donc celle de la *thermalisation* qui conduit à un équilibre thermodynamique plus ou moins invariant dans le temps . Ce processus ne concerne pas le premier cylindre d'ionisation qui a des dimensions millimétriques mais la traînée initiale qui a un rayon approximatif ou estimé de l'ordre de 20 cm . Il y a sujet à discussion, l'équilibre est-il atteint quand la température des ions météoritiques de Fe ou des ions atmosphériques est constante dans l'entièreté du volume de la traînée, ou quand la température des éléments constituant la traînée est égale à celle de la mésosphère ambiante soit en moyenne 175 K ?

#### 4-8 La thermalisation

On dispose de six équations

$$[8] \quad L_{pm} \cdot \sigma_{col} \cdot [n_0] = 1 \quad \text{où il faut définir les particules en interaction}$$

$$[9] \quad V_{entraînement} = \frac{F \cdot \tau}{m} = \mu \cdot F \quad \text{où } \mu = \frac{\tau}{m} \text{ est la mobilité avec } \tau = \frac{1}{f_c} \text{ et où il faut définir } f_c$$

$$[9\text{bis}] \quad V_{entraînement} = \frac{q \cdot \tau}{\underbrace{m}_{\text{mobilité}}} \cdot E$$

$$[11\text{bis}] \quad J_{(x)} = - \frac{1}{3} L_{pm} \cdot v \cdot \frac{d[n_{(x)}]}{dx} \quad \text{où } J_{(x)} \text{ s'exprime en nombre d'éléments par } m^2 \text{ et par seconde}$$

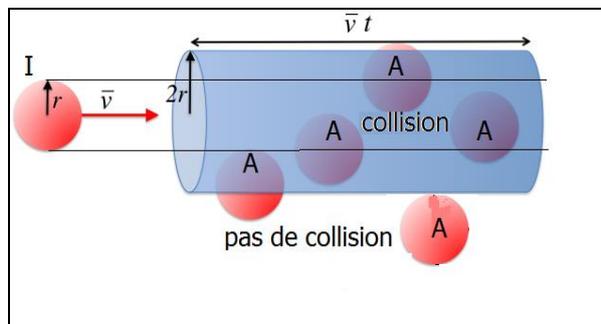
$$[12] \quad J_{(x)} = - D \cdot \frac{d[n_{(x)}]}{dx} \quad \text{où le coefficient de proportionnalité } D \text{ s'exprime en } m^2 \cdot s^{-1}$$

$$[13] \quad J_{(x)} = - \mu K T \frac{d[n_{(x)}]}{dx} \quad \text{et donc } D = \mu K T \quad \text{ou via [9bis] , } D = \frac{\mu \cdot K \cdot T}{q}$$

qui sont toutes interdépendantes .

Si on cherche à calculer D, les mesures de la température mésosphérique par *back – forward scatter* qui utilisent le phénomène de diffusion ambipolaire sont donc à éliminer . De la même manière, l' évolution  $\frac{d[n_{(x)}]}{dx}$  résulte d'une mesure de diffusion n'est pas connue *a priori* . La mobilité peut être appréciée à condition de définir correctement la fréquence de collision de quelle espèce dans quel milieu ambiant . La même question se pose quant à l'estimation du  $L_{pm}$  .

La mesure de température peut être faite par LIDAR . Elle montre une évolution saisonnière entre 145 K et 210 K . On choisira 175 K comme température moyenne . Les mêmes campagnes montrent que lors du phénomène de diffusion, la température des constituants de la traînée est égale à celle de l'atmosphère ambiante . Comme c'est la diffusion des ions qui fixe l' évolution globale de la traînée, la définition du libre parcours des ions qui présentent des dimensions comparables à celles des molécules du milieu ambiant mérite d'être redéfinie.



**Figure 7 :** géométrie du phénomène de collision ion, neutre - neutre

Soit un ensemble de molécules/atomes identiques, de rayon  $r$  .

Lors de son parcours, une molécule incidente nomenclaturée I balaye en un temps  $t$ , à la vitesse  $v$  , un volume  $\mathcal{V} = v \cdot t \cdot \pi \cdot r^2$

Elle entre en collision avec des molécules ambiantes nomenclaturées A à condition que les distances entre leurs centres de masse et celui de la particule incidente soit plus petit que  $2r$  .

Le nombre de molécules présentes dans le cylindre de volume  $\mathcal{V} = \pi \cdot [2r]^2 \cdot v \cdot t$  est  $N = \pi \cdot [2r]^2 \cdot v \cdot t \cdot [n]$  qui représente le nombre de chocs .

Le libre parcours moyen est le rapport de la distance parcourue au nombre de collisions, et :

$$L_{pm(n,i-n)} = \frac{v \cdot t}{4\pi r^2 \cdot v \cdot t \cdot [n]} = \frac{1}{\underbrace{4\pi r^2}_{\sigma_{col}} \cdot [n]} \quad [25]$$

La section droite de collision est donc quatre fois plus grande que dans [8] . D'autre part, les molécules cibles sont en mouvement, et la vitesse  $v$  qui intervient au dénominateur de [25] est une vitesse relative qui, en moyenne, vaut  $\sqrt{2} \cdot v_{moyenne}$  individuelle d'une molécule, et donc :

$$L_{pm(i,n-n)} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot 4\pi r^2 \cdot [n_n]} \quad [26]$$

<sup>2</sup> ou que  $[r_1 + r_2]$  dans un cas plus général

Avec un  $r$  de Van der Waals de 0,140 nm pour les atomes de Fer ou un diamètre de  $\approx 0,3$  nm pour les molécules ionisées de  $O_2^+$  ou de  $N_2^+$ , un  $[n_{\text{ambient}}] = 7,59 \cdot 10^{19}$  et une vitesse thermodynamique de  $388 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $L_{\text{pm}(i,n-n)} \approx 38 \text{ mm}$  et  $f_{c(i,n-n)} \approx 10,3 \text{ KHz}$ .

On peut dès lors dresser un tableau plausible en partant de l'*a priori* discutable suivant : lors du phénomène de diffusion, à la suite de  $N$  chocs avec exclusivement des molécules mésosphériques caractérisées par  $T = 175 \text{ K}$ , les constituants atmosphériques de la traînée dont la température de départ est d'approximativement  $4.000 \text{ K}$  ou de  $1600 \text{ K}$  pour les atomes de Fer vont voir cette dernière diminuer.

Question : en respectant le second principe de la thermodynamique, au bout de combien de chocs et au bout de combien de temps  $T_{\text{Fe}, O_2, N_2, O, N}$ , est elle légèrement supérieure à  $175 \text{ K}$  ?

Si l'on reprend le raisonnement exposé dans le chapitre "*prélèvement direct sur l'énergie cinétique du météore*" et si on l'applique au niveau des noyaux ioniques constituant les deux traînées, soit d'origine atmosphérique (indice  $a_{1,2}$ ) soit d'origine météoritique (indice  $m$ ) en les comparant aux noyaux moléculaires diatomiques d'atmosphère ambiante de la région D (indice  $D$ ), on a avec 1 pour monoatomique et 2 pour molécule diatomique  $m_{a1} \approx 0,5 m_D$  ou  $m_{a2} \approx 1 m_D$ , et  $m_m \approx 2 m_D$ .

Quel que soit l'ion considéré, on aura :

$$\frac{1}{2} m_{\text{incident}} \cdot v_{\text{incident}}^2 = \frac{1}{2} (m_{\text{incident}} + m_D) v_{\text{incident}}^2 \cdot \frac{m_{\text{incident}}^2}{(m_D + m_{\text{incident}})^2}$$

$$\frac{1}{2} m_{\text{incident}} \cdot v_{\text{incident}}^2 = \frac{1}{2} m_{\text{incident}} \cdot v_{\text{incident}}^2 \cdot \frac{m_{\text{incident}}^2}{(m_D + m_{\text{incident}})^2} + \frac{1}{2} m_D \cdot v_{\text{incident}}^2 \cdot \frac{m_{\text{incident}}^2}{(m_D + m_{\text{incident}})^2} \quad [27]$$

autrement dit, les ions qui diffusent dans la mésosphère ont vu leur vitesse diminuer dans le rapport  $\frac{m_{\text{incident}}}{(m_D + m_{\text{incident}})}$ . On peut dès lors établir le bilan suivant :

- $m \cdot v^2 = 3 \cdot K \cdot T$  pour trois degrés de liberté
- Molécule diatomique *moyenne* de la région D : 28,83 nucléons de masse  $1,67 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$ , masse moléculaire moyenne :  $48,15 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$ . Molécule ionisée traînée ( $a_2$ ) : *ibid*.
- Atome atmosphérique ionisé appartenant à la traînée ( $a_1$ ) : masse atomique moyenne :  $24 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$
- Atome de fer météoritique ionisé ( $m$ ) : masse atomique :  $93,52 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$

Vitesse thermodynamique d'une molécule de la région D :

$$48,15 \cdot 10^{-27} \cdot v_D^2 = 3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 175 \quad \rightarrow \quad v_D = 388 \text{ m.s}^{-1}$$

Vitesse thermodynamique d'un atome mésosphérique ionisé :

$$24 \cdot 10^{-27} \cdot (v_{a1})^2 = 3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 4 \cdot 10^3 \quad \rightarrow \quad v_{a1} = 2,627 \cdot 10^3 \text{ m.s}^{-1}$$

Vitesse thermodynamique d'une molécule mésosphérique diatomique ionisée :

$$48,15 \cdot 10^{-27} \cdot (v_{a2})^2 = 3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 4 \cdot 10^3 \quad \rightarrow \quad v_{a2} = 1,85510^3 \text{ m.s}^{-1}$$

Vitesse thermodynamique d'un atome de fer ionisé où  $T = T_{\text{fusion}}$  :

$$93,52 \cdot 10^{-27} \cdot (v_m)^2 = 3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 1,6 \cdot 10^3 \quad \rightarrow \quad v_m = 841 \text{ m.s}^{-1}$$

Lors de la thermalisation, la température des ions atmosphériques passe de  $\approx 4000 \text{ K}$  à  $175 \text{ K}$  soit une diminution dans le rapport 22,8 impliquant une diminution de vitesse dans le rapport  $\sqrt{22,8} \approx 4,8$  tandis que les ions issus du météore voient leur température passer de  $1600 \text{ K}$  à  $175 \text{ K}$  soit une diminution de la vitesse thermodynamique dans le rapport 3

Cas d'un atome mésosphérique ionisé

On aura :

$$\frac{v_{a1,fin\ thermalisation}}{v_{avant\ thermalisation}} = \left[ \frac{0,5}{0,5+1} \right]^N = \frac{1}{4,8} = \left[ \frac{1}{3} \right]^N \rightarrow N = 2 \quad \text{où } N \text{ est le nombre de chocs}$$

$$\tau_{thermalisation} = \sum_{N=0}^{N=2} \frac{I_{pm}}{v_{(N)}} = \frac{I_{pm}}{v_{avantther.}} \cdot \sum_{N=0}^{N=2} \frac{1}{\left[ \frac{1}{3} \right]^N} = \frac{38.10^{-3}}{2,627.10^3} \cdot \sum_{N=0}^{N=2} [3]^N = \frac{38.10^{-3}}{2,627.10^3} \cdot [13] \approx 188 \mu s$$

Cas d'un ion moléculaire atmosphérique

$$\frac{v_{a2,fin\ de\ thermalisation}}{v_{a2,avant\ thermalisation}} = \left[ \frac{1}{1+1} \right]^N \approx \frac{1}{4,8} \rightarrow N = 3$$

$$\tau_{thermalisation,a2} = \sum_{N=0}^{N=3} \frac{I_{pm}}{v_{(N)}} = \frac{I_{pm}}{v_{avantther.}} \cdot \sum_{N=0}^{N=3} \frac{1}{\left[ \frac{1}{2} \right]^N} = \frac{38.10^{-3}}{1,855.10^3} \cdot [15] \approx 307 \mu s$$

temps durant lequel le noyau météoritique s'est déplacé de 12 m

Cas d'un atome de fer météoritique ionisé

Puisqu'on est dans le référentiel mésosphérique, on ajoutera à la vitesse avant thermalisation la vitesse incidente du météore .

$$\frac{v_{m,fin\ thermalisation}}{v_{m,avant\ thermalisation}} = \left[ \frac{2}{2+1} \right]^N = \frac{841/3}{841+40000} = 6,9.10^{-3} = \left[ \frac{2}{3} \right]^N \rightarrow N = 13$$

$$\tau_{thermalisation} = \frac{38.10^{-3}}{40841} \cdot \sum_{N=0}^{N=13} \left[ \frac{1+0,5}{1} \right]^N \approx 541 \mu s$$

D'autre part, le temps du processus de thermalisation est différent selon les populations, il est en effet notoire que la différence de masse entre ions et électrons assure un mauvais transfert d'énergie entre ces deux entités . Sans entrer dans les détails, qu'il suffise de dire que la thermalisation des électrons se fait essentiellement par le biais de chocs électrons – électrons et que le processus est plus rapide que la thermalisation des ions

(  $\frac{\tau_{proton-proton}}{\tau_{e-e}} \approx 43$  et  $\frac{\tau_{proton-e}}{\tau_{e-e}} \approx 1836$ , équation de Fokker – Planck ).

Pour  $\tau > 1$  ms,  $D_a = 2 D_i$

On aura donc comme ordres de grandeur :

- ions atmosphériques monoatomiques :

$$D_{i,a1} = \mu K T = \frac{1}{f_{c(i-n)} \cdot m_a} \cdot K T = \frac{1}{10,3.10^3 \cdot 14.1,6.10^{-27}} \cdot 1,38.10^{-23} \cdot 175 \approx 10 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

- ions atmosphériques moléculaires :

$$D_{i,a2} \approx 5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

- ions météoritiques supposés être de Fer :

$$D_m = \mu K T = \frac{1}{f_{c(i-n)} \cdot m_m} \cdot K T = \frac{1}{10,3.10^3 \cdot 56.1,6.10^{-27}} \cdot 1,38.10^{-23} \cdot 175 \approx 2,6 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

On peut se poser la question de savoir à partir de quelle distance moyenne le phénomène de diffusion ambipolaire commence à jouer un rôle prépondérant . Dans notre hypothèse, la thermalisation doit être en voie d'achèvement . Par opportunisme, au vu des temps établis *supra*, nous admettrons globalement  $\tau = 1$  ms .

En faisant un peu violence à la Physique Statistique puisque le nombre de chocs est petit, on peut calculer cette distance au moyen de l'équation d' Einstein – Schmolukowsky [e.g. FEY 94, RAI 08]<sup>3</sup> . Le carré moyen de la distance d'éloignement lors de la marche aléatoire considérée est donné par

$$\langle R^2 \rangle = A \cdot D \cdot t \quad [28]$$

avec  $A=2$  pour une direction, 4 pour 2 directions, et 6 pour 3 .

On obtiendra  $R \approx 20$  cm dans le cas des ions atomiques atmosphériques,  $R \approx 14$  cm dans le cas des molécules ionisées de  $O_2$  et de  $N_2$  atmosphériques, et 10 cm dans le cas des ions fer d'origine météoritiques qui corroborent le choix d'un rayon initial de  $\approx 20$  cm .

On en arrive à la classique équation d'expansion du rayon de diffusion ambipolaire de la traînée

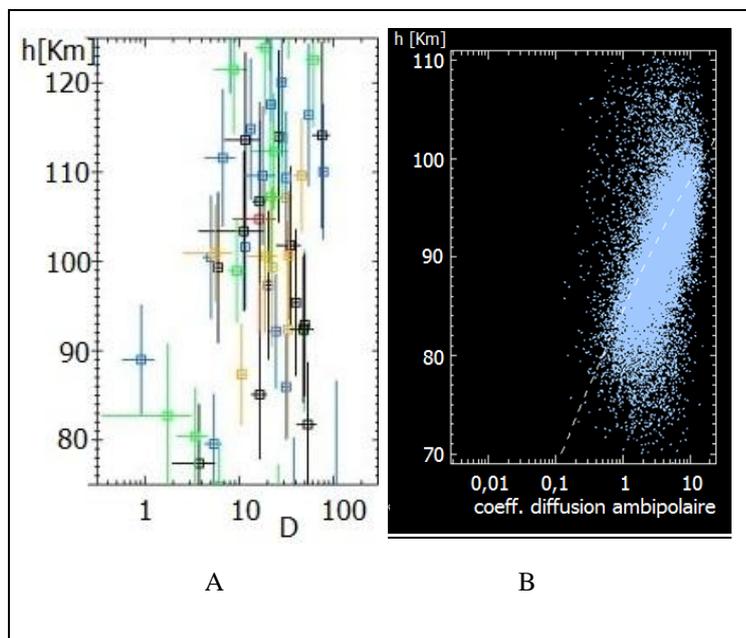
$$R_{(t)} = \sqrt{R_0^2 + 4Dt} \text{ avec } D=2 \cdot D_i \quad \text{soit} \quad [29]$$

$$R_{(t)} = \sqrt{R_0^2 + 4 \cdot (2 \cdot 10) \cdot t} = \sqrt{R_0^2 + 80 \cdot t} \text{ dans le cas des ions monoatomiques atmosphériques } \textit{extérieurs} \quad [29 \text{ bis}]$$

$$R_{(t)} = \sqrt{R_0^2 + 4 \cdot (2 \cdot 5) \cdot t} = \sqrt{R_0^2 + 40 \cdot t} \text{ dans le cas des ions moléculaires atmosphériques } \textit{extérieurs} \quad [29 \text{ ter}]$$

$$R_{(t)} = \sqrt{R_0^2 + 4 \cdot (2 \cdot 2 \cdot 6) \cdot t} = \sqrt{R_0^2 + 21 \cdot t} \text{ dans le cas des ions } Fe^+ \text{ de provenance météoritique } \textit{intérieurs} . \quad [29 \text{ quater}]$$

qui correspond aux chiffres expérimentaux obtenus par *back forward scatter* (figure 8) . C'est notamment le cas des estimations de  $D_{ambi}$  faites par le réseau de radars HF SuperDARN qui fournit des valeurs s'étendant de  $3 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  à 90 Km d'altitude à  $30 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  à 100 Km .



**Figure 8 :** Relevés du coefficient de diffusion ambipolaire à partir de deux stations du réseau de radars HF SuperDARN . En A, à partir de la station de Saskatoon (Canada) [CHIS13] et en B à partir de la station d'Adelaide (Australie) [REI 03] . En A, on remarquera les barres d'erreur importantes concernant l'altitude, ce qui est logique, puisque  $D = \mu KT$ , que  $T$  varie avec l'altitude et que  $\mu$  dépend de la fréquence de collisions qui est une fonction de la pression ambiante . Tout comme en B, on remarquera une augmentation de  $D$  avec l'altitude . Un coude semble se manifester sous le seuil des 80 Km . A Adelaide, une détection non ambiguë de 9 à 10 000 météores par jour est la norme . Fréquences de sondage : Adelaide de 30 à 55 MHz, Saskatoon : de 10 à 15 MHz .

Encore faut-il s'entendre sur la signification physique de  $R_{(t)}$  .

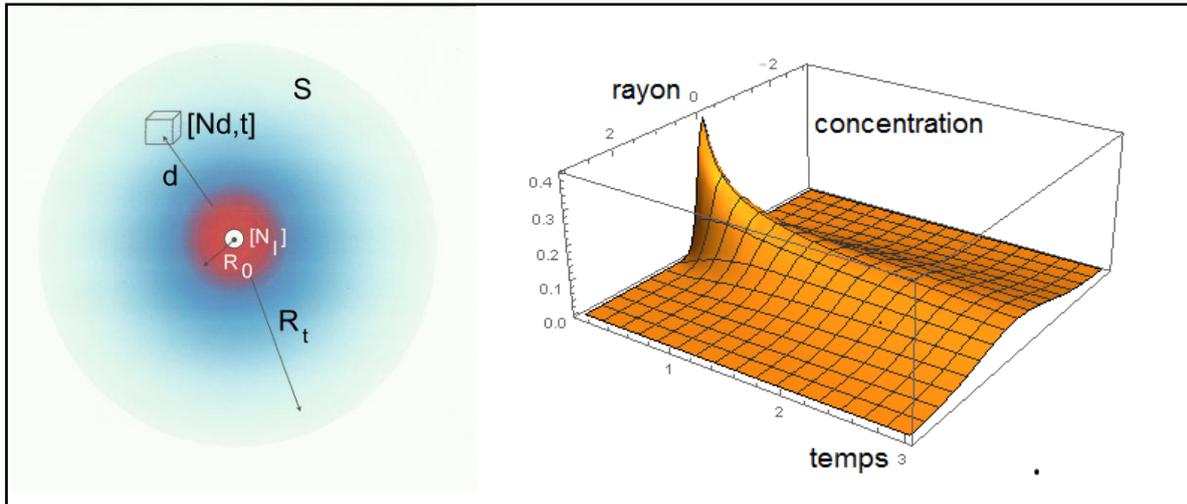
S'agissant d'un phénomène stochastique, on peut raisonnablement supposer que la concentration des ions et des électrons qui diffusent suit une courbe de Gauss .

La diffusion se manifestera de manière essentiellement radiale où, la source n'étant pas pérenne, la concentration linéique  $[N_l]$  restera constante . Le rayon de diffusion est fixé par [29], et en passant de la concentration linéique à la concentration volumique, on aura, à une distance  $d$  mesurée à partir du cylindre initial, située dans le cylindre de section droite  $S = \pi R_t^2 = \pi (R_0^2 + 4Dt)$

<sup>3</sup> On prêtera attention à ce que dans le cours de Feynman, la même typographie "  $\mu$  " a, dans les chapitres 41-4 et 43-3, une signification différente, coefficient de traînée (41-4) et mobilité (43-3) qui sont en première approximation dans un rapport inverse .

$$[N_{d,t}] = \frac{[N_1]}{\pi[R_0^2 + 4Dt]} \cdot e^{-\frac{d^2}{R_0^2 + 4Dt}} = \frac{[N_1]}{\pi R_t^2} \cdot e^{-\frac{d^2}{R_t^2}} \quad [30]$$

où, figure 9, le rayon  $R_t$  ne définit pas l'enveloppe extérieure du cylindre de diffusion mais l'emplacement où, comptée à partir du temps  $t_0$ ,  $[N_{d,t}] = \frac{[N_1]}{\pi R_0^2} \cdot e^{-1}$  soit  $\approx 0,37 \frac{[N_1]}{\pi R_0^2}$



**Figure 9 :** Evolution de la concentration électronique volumique en fonction de  $d$  référencé à  $R_t$  donc au temps .

Un signal à la fréquence incidente  $f_i$  se réfléchira sur la traînée considérée comme un cylindre métallique si  $f_i < f_p$ , soit équation 17, si  $\frac{f_p^2}{81} = [N_{d,t}]$  ou

$$\frac{\pi f_p^2}{81 \cdot [N_1]} = \frac{e^{-\left(\frac{d}{R_t}\right)^2}}{R_t^2} \text{ soit } e^{-\left(\frac{d}{R_t}\right)^2} = K \cdot R_t^2 \text{ où } d = R_t \text{ est appelée rayon critique } R_c$$

Pour une fréquence incidente de 50 MHz et une  $[N_1]$  calculée *supra* de  $1,2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ,  $K \approx 80 \cdot 10^{-3}$  et  $K \cdot R_c^2 = 0,37$  soit  $R_c \approx 2,15 \text{ m}$ .

Au temps  $t = 0$ ,  $R_{\text{critique}} = R_0$ , la traînée est une traînée *overdense*. Le temps s'écoulant, tout en restant *overdense*, la traînée voit croître son rayon qui finit par valoir à la limite  $R_c$ . Le phénomène de diffusion se poursuivant,  $[N_{d,t}]$  diminue ainsi que  $R_c$  et la traînée, considérée dans sa globalité, devient *underdense* et est alors caractérisée par une atténuation périphérique du signal réfléchi. Pour un  $R_t$  grand, lorsque la distance entre les électrons et les ions devient comparable ou  $> \lambda_D$ , les forces électrostatiques de rappel disparaissent et il s'établit alors localement un régime de diffusion différentielle entre les  $e^-$  et les ions.

#### 4-9 La difficile approximation du facteur de diffusion ambipolaire .

L'équation [13]  $D = \mu K T$  où  $\mu = \frac{1}{f_c \cdot m}$  montre l'imbrication des paramètres  $D$ ,  $f_c$  et  $T$  à condition de définir

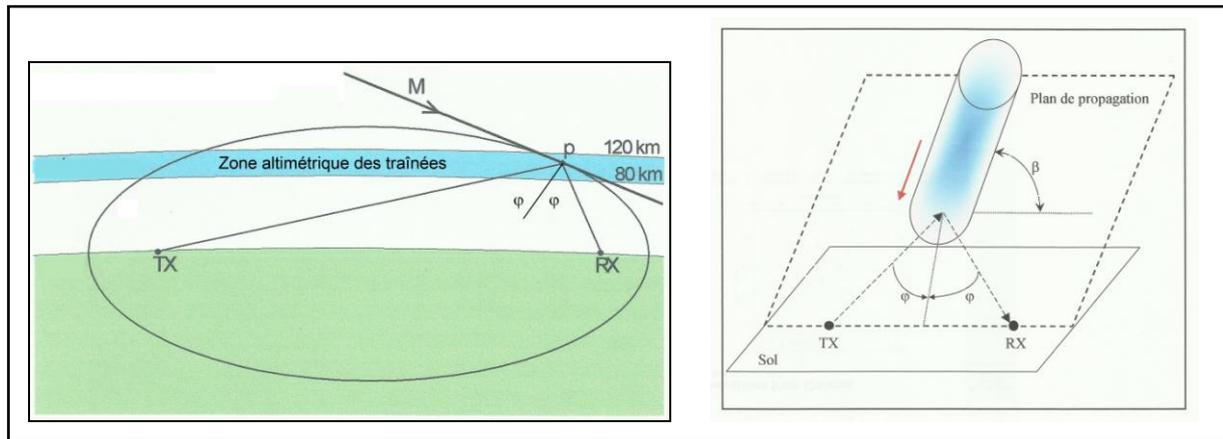
correctement  $f_c$ . La connaissance de deux des paramètres permet de déterminer le troisième. On peut par exemple à partir d'une traînée où l'on suppose  $D$  connue, déterminer  $T$ . Par opposition, la mesure de  $T$  peut s'effectuer soit par LIDAR, encore qu'il s'agisse pour des raisons instrumentales de la température de la région interne de la traînée, ou à partir d'une plateforme satellitaire. La température et la fréquence de collision ions-neutres peuvent également être approchées par diffusion Thomson à partir de quelques radars de puissance souvent supérieure au MW. D'autre part, il existe des modèles d'évolution de  $T$  et  $f_c$  avec l'altitude ou la pression qui permettent d'

approcher D par le biais d'estimations faciles d'utilisation, mais qui semblent relativement éloignées du phénomène physique qui se développe dans la traînée météoritique, *e.g.*

$$\begin{aligned} [\text{GRE65}] : \log_{10} D_a &= 0,067 \cdot h - 5,6 \text{ avec } h \text{ en Km} && \text{soit pour } h = 90 \text{ Km} : 2,69 \\ [\text{VER73}] : h &= 5,05 \ln D_a + 84,1 && \text{soit pour } h = 90 \text{ Km} : 3,22 \\ [\text{JON90}] : h &= 7,24 \ln D_a + 79,3 && \text{soit pour } h = 90 \text{ Km} : 4,38 \end{aligned}$$

La mesure de  $D_a$  par *back* ou *forward scatter* est tout aussi délicate .

Alors qu' en *backscatter* les emplacements de l' émetteur et du récepteur sont confondus, ce qui implique qu' une réflexion spéculaire n' intervienne que si le pinceau d' éclairage et la trajectoire du météore soient quasi orthogonales, la technique du *forward scatter* à partir d'émetteurs à onde entretenue tels que ceux du réseau Brams ou de la station de Bologne-Lecce répond aux conditions de propagation dans une cavité ellipsoïdale tangente à la trajectoire du météore .



**Figure 10 :** géométrie d'une liaison par *forward scatter* . L' émetteur et le récepteur correspondent aux foyers d' une ellipse tangente à la trajectoire du météore, impliquant que pour tout point P appartenant à la zone altimétrique des traînées situé sur l' ellipse il y a détection d' un écho . Rien n' implique cependant que la trajectoire du météore soit comprise dans le plan de propagation . Il y a réflexion lorsque  $f_{\text{incidente}} < f_{\text{plasma local}}$  , ce qui implique une pénétration de l' onde incidente dans le corps de la traînée où existe un gradient de concentration électronique dû à la diffusion ambipolaire .

Le bilan énergétique d'une liaison avec réflexion sur une traînée *underdense* de rayon r supposé constant s'établit comme suit :

$$P_{\text{reçue underdense}} = \frac{P_T \cdot G_T \cdot G_R \cdot \lambda^3 \cdot r_e^2 \cdot [q_1]^2 \cdot \sin^2 \gamma}{\underbrace{32 \cdot \pi^2 \cdot R_T \cdot R_R \cdot (R_T + R_R)}_{P_0} \cdot (1 - \sin^2 \varphi \cdot \cos^2 \beta)} \cdot e^{\frac{-8 \cdot \pi^2 \cdot r^2}{\lambda^2 \cdot \sec^2 \varphi}} \quad [31]$$

Avec  $P_T$  la puissance de l'émetteur,  $G_T$  et  $G_R$  les gains non logarithmiques des antennes d'émission et de réception,  $\lambda$  la longueur d'onde du signal émis,  $r_e = 2,8 \cdot 10^{-15}$  m le rayon de l'électron,  $[q_1]$  la densité linéique de la traînée,  $\gamma$  l'angle formé par le vecteur  $\mathbf{E}$  du champ incident et la direction du récepteur au point d'incidence,  $R_T$  la distance émetteur-point de réflexion,  $R_R$  la distance point de réflexion-récepteur,  $\varphi$  l'angle d'incidence mesuré dans le plan de propagation,  $\beta$  l'angle entre la traînée et le plan de propagation, r le rayon de la traînée .

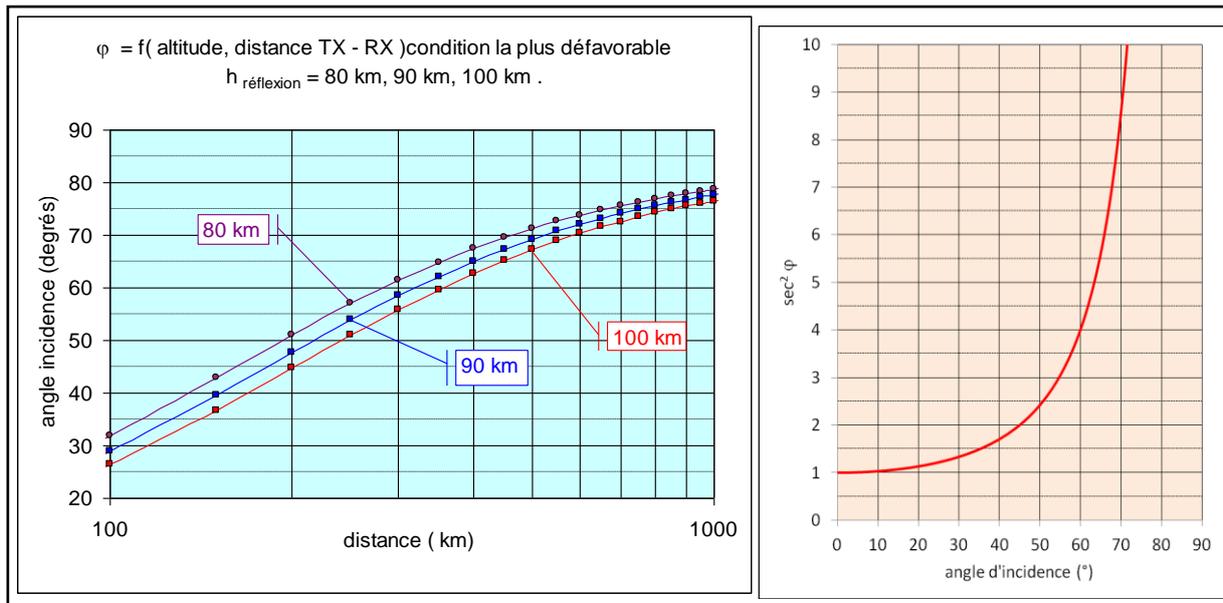
Le rayon r évoluant avec le phénomène de diffusion, l'onde incidente pénètre dans la traînée *underdense* avant de rencontrer une zone plus centrale où  $\omega_p = \omega_{\text{signal émis}}$  autorisant la réflexion . Il s'ensuit une atténuation qui affecte [31] et qui, caractérisée par sa constante de temps, évolue avec le temps .

$$P_{\text{reçue underdense au temps } t} = P_0 \cdot e^{\frac{-8 \cdot \pi^2 \cdot r_0^2}{\lambda^2 \cdot \sec^2 \varphi}} \cdot e^{-\frac{32 \pi^2 \cdot D_a \cdot t}{\lambda^2 \cdot \sec^2 \varphi}} = P_0 \cdot e^{-\frac{R_t^2}{\lambda^2 \cdot \sec^2 \varphi} \left( r_0^2 + 4 \cdot D_a \cdot t \right)} \quad [32]$$

où le facteur de décroissance temporelle à la réception s'établit à  $e^{-\frac{16\pi^2 D_a \cdot t}{\lambda^2 \cdot \sec^2 \varphi}} = e^{-\frac{t}{\tau}}$  puisque l'on mesure une amplitude de réception et non une puissance de réception et où

$$\tau = \frac{\lambda^2 \cdot \sec^2 \varphi}{16 \pi^2 \cdot D_a} \quad \text{soit} \quad \tau \cdot D_a = \left[ \frac{\lambda}{4\pi} \right]^2 \cdot \sec^2 \varphi \quad \text{soit} \quad D_a = \frac{\left[ \frac{\lambda}{4\pi} \right]^2}{\tau} \cdot \sec^2 \varphi \quad [33]$$

Par commodité, on considère souvent travailler dans des conditions identiques à celles du *backscatter* où  $\varphi = 0^\circ$ , faisant ainsi disparaître insidieusement le facteur  $\sec^2 \varphi$ .



**Figure 11 :** Valeur de l'angle d' incidence  $\varphi$  dans le cas le plus défavorable quand le point de réflexion est situé au sommet du petit axe de l' ellipse . L' émetteur doit être situé sous l' horizon du récepteur et la distance TX-RX varie de 200 Km à 1.000 Km . Le facteur de correction en  $\sec^2 \varphi$  varie de 2 à 10 . En général, le diagramme de rayonnement à l' émission est large et pointe vers le zénith . Si le but de la manipulation est l' estimation de  $D_a$ , on utilisera des circuits relativement courts ( $< 300$  Km) avec à la réception des aériens directs .

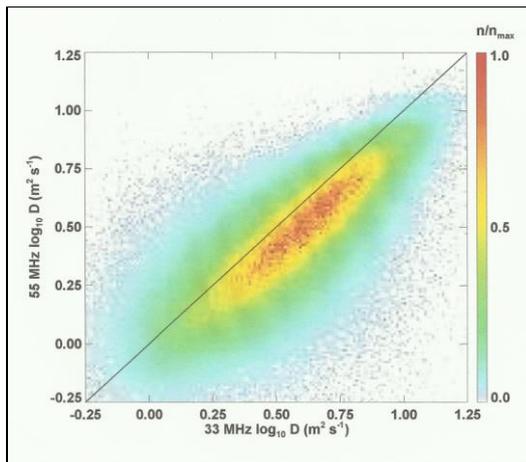
#### Le mythe de l'indépendance de D par rapport à $\lambda$

Dans l'équation [33], pour un  $\varphi$  constant, on estime la plupart du temps que  $D_a$  ne dépend que du rapport existant entre  $\lambda^2$  et  $\tau$  mesurée, indépendamment de la seule fréquence de sondage . Cette vision suppose que  $\tau$  synthétise complètement le phénomène de réflexion .

Une série de manipulations difficiles montre cependant que la mesure de  $D_a$  est pour une part une  $f(\lambda)$  . Elles nécessitent un unique centre d'émission et un unique centre de réception pour les différentes fréquences utilisées, un canevas temporel précis qui implique que les échos aux fréquences différentes sont issues du même météore et un lobe d'antennes qui ne soit pas trop grand, sauf à utiliser un système interférométrique . Elles doivent montrer en outre qu'il n'y a pas de biais d'azimut, de site, d'altitude ou d'effets liés à  $B_T$  .

Les premières suspicions sont venues de la comparaison de  $D_{aR}$  mesurée par radar avec  $D_{aL}$  mesurée par Lidar bien que par essence, les échos radar dépendent de la pénétration du signal de sondage dans la gaine atmosphérique extérieure d'une traînée *underdense* tandis que les échos Lidar sont plutôt une image de la zone non périphérique de la traînée riche en ions non atmosphériques [CHIL96]. Elles ont été corroborées par l'utilisation de radars multifréquences dont on trouvera une synthèse dans [YOU11] . La disparité dans les valeurs mesurées de  $D_a$  qui peut atteindre un rapport de 1,4 doit être recherchée dans le phénomène de diffusion différentielle des différents ions constituant la traînée .

On aura de manière systématique [figure 12]  $D_{a, f \text{ sondage basse}} > D_{a, f \text{ sondage haute}}$  .



**Figure 12 :** Déterminations de  $D_a$  à partir de sondages effectués à 33 et 55 MHz à la station Davis dans l'Antarctique durant l'année 2005 . Les mesures de  $D_a$  sont systématiquement plus élevées à 33 qu'à 55 MHz . La diagonale représente l'identité des deux diffusions ambipolaires . Pas de biais altimétrique .

L'effet est surtout marqué sur des traînées underdense où la  $[N_i]$  est relativement faible . On en déduira que seules les traînées avec une  $[N_i]$  grande peuvent être utilisées pour déduire la température et la pression donc l'altitude de la zone d'écho . Des résultats similaires ont été publiés par [REI08] . Emprunté à [YOU11] .

#### 4-10 Morphologie de la traînée et émission de plasma .

On se référera à figure 13 :

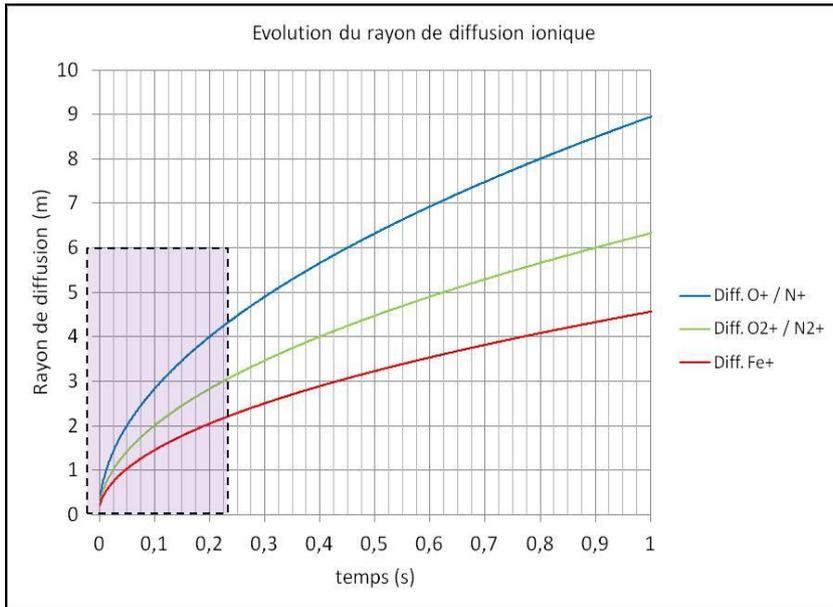
quand le noyau météoritique est à 90 Km d'altitude :

- la traînée fait approximativement 10 Km .
- elle s'établit en approximativement 250 ms .
- le cône de traînée a été découpé en segments cylindriques de 40 m dont le parcours nécessite 1 ms . Ces segments sont supposés homogènes .
- la valeur des diffusions ambipolaires est donnée par [29 bis], [29 ter], et [29 quater] .
- $t = 0$  correspond à la formation de la traînée à 90 Km d'altitude .
- son rayon de départ est  $\approx 0,2$  m .
- son rayon au sommet de la traînée est approximativement de
 

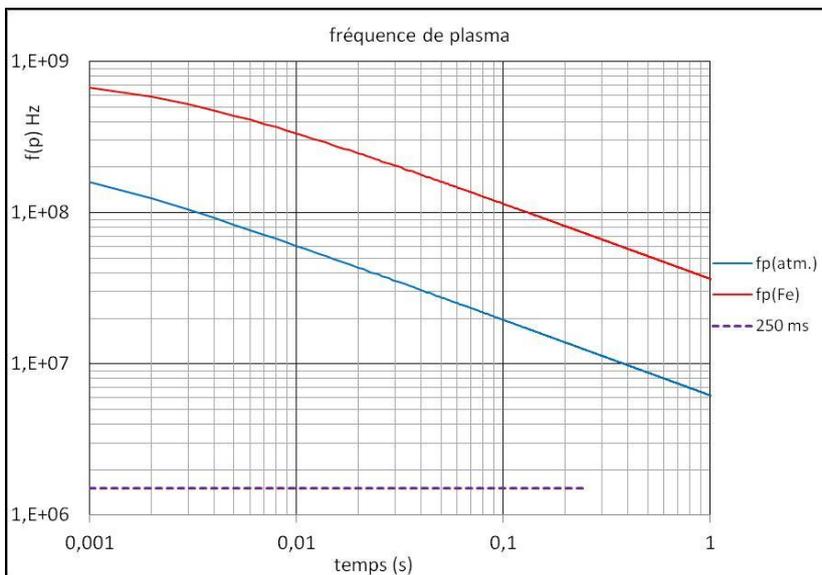
-ions atmosphériques monoatomiques :	4,5 m
-molécules atmosphériques ionisées :	3 m
-ions météoritiques	2,3 m
- les fréquences de plasma associées sont représentées en figure 14 .
- la morphologie des graphique peut évoluer légèrement puisque le modèle choisi est basé sur l' Echelle de Hauteur Atmosphérique à 90 Km d'altitude .

Lorsque le noyau météoritique est à 90 Km d'altitude et que les électrons sont répartis dans un cylindre local de 20 cm de diamètre qui va diffuser à des vitesses différentes dépendant de la genèse des ions, les fréquences de plasma locales sont de l' ordre de 150 et de 700 MHz (les concentrations en ions et électrons de provenance atmosphériques sont dix fois plus petites que les concentrations correspondantes de provenance météoritique) . Au même instant, la queue de la traînée "distante de 250 ms" est le siège d' oscillations de plasma de l' ordre de 12 et 70 MHz . Autrement dit, à cet instant donné, les différentes émissions couvrent en continu une bande de fréquence de 700 MHz . On ajoutera qu' en dehors d' une excitation extérieure susceptible de rendre l' émission cohérente (c'est le cas du *back-forward scatter*), l' émission de plasma locale tient plus d' une augmentation du niveau du bruit de fond que d' une émission structurée qui, d' autre part, au vu des dimensions de la traînée, n'échapperait pas, lors de la réception, à la formation de figures d' interférence de Fresnel .

On comprend dès lors pourquoi les différentes tentatives d'écoute d'émissions électromagnétiques dont l'origine est à rechercher dans la traînée au moyen de récepteurs monofréquence n' ont pas donné de résultats probants si ce ne sont d' hypothétiques impulsions brèves difficiles à associer à une traînée . On ajoutera que les électrons de la traînée sont éclairés par des centaines d' émissions en provenance d' émetteurs distants de moins de 1000 Km qui induisent des mouvements harmoniques importants dans la population électronique, masquant ainsi les émissions en provenance des oscillations libres de plasma . Hors incidence d' un météore majeur, la détection d' émissions électromagnétiques doit donc nécessairement associer un lieu d'observation correct, *de facto* très difficile à trouver, ainsi qu' un système de réception élaboré qui, outre une très grande sensibilité, fait intervenir des fenêtres temporelles centrées sur des parties de spectre distantes de plusieurs dizaines de MHz libres de toute interférence .



**Figure 13 :** Evolution du rayon de la traînée en fonction du temps limité à 1 seconde . L' encart violet donne au miroir l' instantané d' une traînée de 10 Km [ $\Delta t_{vol} = 250$  ms] quand le noyau météoritique est situé à 90 Km d'altitude . Les différentes courbes fournissent l' évolution des gaines extérieures d' ions mono atomiques ou moléculaires dont la genèse est atmosphérique ou de la traînée interne d' origine météoritique . Plusieurs coefficients de diffusion ambipolaire peuvent coexister, en effet l' inhomogénéité dans la répartition des différents ions n' est pas associée à une absence de neutralité du milieu .



**Figure 14 :** Evolution des fréquences de plasma en fonction de la répartition de la concentration électronique dans la traînée . Comme dans le graphique précédent, on peut en faire une lecture en inversant le sens du temps . La ligne violette représente 250 ms soit le temps de parcour-formation d' une traînée de 10 Km pour une vitesse d' incidence de  $40 \text{ Km.s}^{-1}$  . Les valeurs sélectionnées de  $D_a$  sont celles calculées au §4-8 .

#### 4-11 Influence du champ d'induction terrestre $B_T$ .

On remarquera que si la traînée est grossièrement parallèle à  $B_T$ , la diffusion qui est radiale est orthogonale à  $B_T$ , tandis que si la traînée est orthogonale à  $B_T$ , une partie de la diffusion se fait dans le lit de  $B_T$  qui est alors sans action . Il peut en résulter une ellipticité dans la section de la traînée . Le rappel qui s'exerce sur les électrons par le biais de la diffusion ambipolaire nous amène essentiellement à l'examen du rayon de Larmor et de la fréquence cyclotronique des ions

$$R_{B_T(i,e)} = \frac{v_{(i,e)}}{\omega_{B_T(i,e)}} = \frac{v_{(i,e)} \cdot m_{(i,e)}}{(e) \cdot B_T} \quad \text{où } B_T \approx 40 \mu T \quad [34]$$

$$f_{B_T(i,e)} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{(e) \cdot B_T}{m_{(i,e)}} \quad \text{soit} \quad [35]$$

	R(m)	f <sub>BT</sub> (Hz)
Électrons	14.10 <sup>-3</sup>	1.1.10 <sup>6</sup>
Ions atm.moléculaires	2,9	21
Ions météorite fer	5,8	10,8

où l'on remarquera qu'avec une fréquence de collisions  $\approx 100$  KHz, et des masses d'ions et de neutres du même ordre de grandeur, l'influence de  $B_T$  ne se marque pas sur les ions, du moins à une altitude inférieure à 100 Km . En suivant le vocabulaire d'usage, on dira que les électrons sont "magnétisés", tandis que les ions ne le sont pas .

#### 4-12 Conductivité et court circuit dans la mésopause .

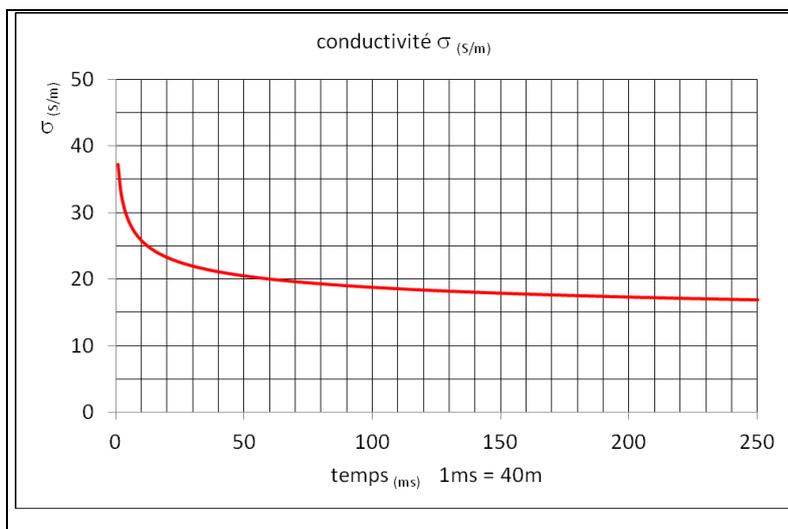
Si on reprend [13] avec  $D = \mu K T = \frac{KT}{m_e \cdot f_{c(e-i)}}$  , où la densité de courant électrique est due à la somme des flux

des ions et des électrons, et où la mobilité des électrons est  $\gggg$  que celle des ions,

$\vec{J} = -[e] \cdot (e) \cdot \underline{\mu}_e \cdot \vec{E} = \sigma E$  où  $\sigma$  est la conductivité en  $S \cdot m^{-1}$  dont on extraira via [9bis] la formule de Drude – Lorentz :

$$\sigma = \frac{[e] \cdot (e)^2}{m_e \cdot f_{c(e-i)}} = \epsilon_0 \cdot \omega_p^2 \cdot \frac{1}{f_{c(e-i)}} \quad \text{où } f_{c(e-i)} \text{ est fourni par [23 bis]} \quad [36]$$

En considérant la traînée comme un succession de segments homogènes d'une durée de 1 ms soit de 40 m de long, on peut par itération apprécier  $\sigma$  qui est de plusieurs ordres de grandeur supérieure au  $\sigma$  la mésosphère ( figure 15) . On peut estimer la résistance de la traînée à  $\approx 100$  Ohms . Cette dernière constitue ainsi un véritable court circuit dans la mésopause .



**Figure 15 :** Evolution de la conductivité en fonction du temps : 0 ms correspond au voisinage du noyau météoritique, 250 ms correspond au sommet de la traînée . La valeur de la conductivité est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle de la mésosphère ambiante où  $\sigma$  parallèle à  $B_T$  est de l'ordre de  $10^{-4}$  à 90 Km d'altitude et de  $10^{-1}$  à 100 Km

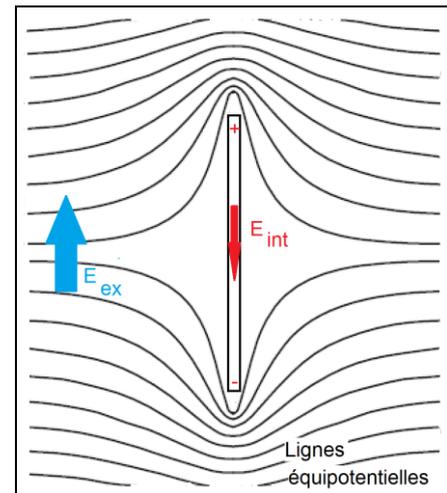
#### Question : qu'est ce qui est mis en court circuit ?

Le milieu appartient à la mésopause juste en dessous de la région dynamo . Il est situé approximativement 20 Km plus haut que la tranche altimétrique des 70 Km caractérisée par un champ électrique vertical qui peut dépasser 1 à 2 V/m, dépendant pour une bonne part de la sédimentation de poussières chargées ou d'aérosols . Le sens des courants verticaux parcourant la région D dépend de la position dans le circuit global atmosphérique et est ascendant dans les régions d'orage et descendant dans les régions de beau temps . La valeur de la densité de courant mésosphérique est de l'ordre de 2 pA/m<sup>2</sup> . La valeur de  $E_{90 \text{ Km}}$  est de l'ordre de 1 à 2 mV/m . Il apparaît donc que le générateur externe qui alimente la traînée météoritique est *a priori* de grande résistance interne .

On peut, dans un but de simplification négliger la présence de  $B_T$  et supposer la trajectoire du météore verticale bien que ces conditions soient éloignées de la réalité . Le phénomène est assimilable à la présence d'un fil conducteur court-circuitant une partie du diélectrique d'un condensateur . Un phénomène de polarisation se développe sous l'influence du champ extérieur provoquant une migration des charges de la traînée et l'établissement d'un champ interne antagoniste de  $E_{ex}$  amenant le champ interne global du conducteur supposé

parfait à être nul . Le circuit ne peut se refermer via la couche D dont la conductivité est faible et le phénomène des champs antagonistes est pérenne . Le champ interne global étant approximativement nul, il ne se manifeste aucun phénomène de rappel sur les charges séparées et par conséquent aucune oscillation de plasma longitudinale . La différence de potentiel entre les extrémités de la traînée est de l'ordre de quelques dizaines de volts générant durant quelques centaines de ms un courant transitoire de polarisation  $\approx 0,2$  A qui peut être le siège d'une bouffée électromagnétique dans le domaine ELF .

**Figure 16 :** Répartition des lignes équipotentielles dans le voisinage de la traînée . Cette dernière est considérée comme un conducteur parfait . Le dessin rend mal compte de la morphologie réelle des lignes équipotentielles qui, étant donné les dimensions de la traînée , se rapproche de celle d'un cocon cylindrique aux extrémités émoussées dans lequel  $E_{ex}$  est grand et où il existe donc localement un courant de source ionosphérique grand orthogonal aux parois de la traînée et susceptible d'alimenter cette dernière .



#### 4-13 Traînée et induction .

L'introduction brutale d'un milieu conducteur dans la mésopause crée, dans le voisinage du noyau, une expulsion temporaire du champ géomagnétique du volume de la traînée (en réalité, une modification de la topologie de B liée au théorème du flux conservatif). Il s'agit là d'une application subtile des courants de Foucault (en effet la trajectoire du conducteur est linéaire et B uniforme dans toute la région de la traînée) [LIA14] . On peut se poser la question des énergies mises en jeu . On supposera la trajectoire orthogonale à B .

On peut facilement montrer (*cf*r encart) que l'énergie magnétique volumique contenue dans le volume de la traînée est de :

$$E_{(J.m^{-3})} = \frac{1}{2} \cdot \frac{B_T^2}{\mu_0} \quad [37]$$

#### Encart

*In fine*, le champ d'induction  $B_T$  local pourrait être dû à un courant

continu I circulant dans une inductance  $L = \mu_0 \cdot \frac{N^2 S}{l}$  où S est la section droite associée à un rayon r, N le nombre de spires et l la longueur de l'inductance . L'énergie magnétique produite par cette dernière vaut

$$E = \frac{1}{2} L I^2 = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot \frac{N^2 S}{l} \cdot I^2 = \frac{1}{2} \mu_0 N^2 I^2 \cdot \frac{\pi r^2}{l} = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot \frac{N^2 I^2}{l^2} \cdot \underbrace{\pi r^2 l}_{\text{volume inductance}}$$

$$\frac{E}{V} = \frac{1}{2} \mu_0 \underbrace{\frac{N^2 I^2}{l^2}}_{H^2} \quad \text{où } H = \frac{B}{\mu} \quad \rightarrow \quad \frac{E}{V} = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0}$$

qui, avec  $B_T \approx 40 \mu T$ , est de l'ordre de  $636 \mu J.m^{-3}$  .

Le phénomène est moins trivial qu'il n'y paraît . En effet, en première approche, la traînée est statique vis-à-vis de  $B_T$ , et seul le noyau est mobile . Le phénomène est donc plus proche du déroulement d'un tuyau conducteur dans la mésosphère que de l'introduction d'un cylindre conducteur .

L'énergie magnétique contenue dans une traînée d'approximativement  $1.000 m^3$  est de  $636 mJ$  qu'on comparera aux  $14,35 J$  primaires qui ont servi à l'augmentation de température de la traînée et à son ionisation concomitante, non tenu compte de la conversion directe de l'énergie cinétique du noyau par le biais de l'ablation . En estimant que cette énergie a été fournie en un quart de

seconde, la puissance moyenne échangée et donc rayonnée lors de la modification temporaire de la topologie du champ d'induction est de  $2,5 W$  .

La thermalisation s'effectuant en un temps très court de l'ordre de la milliseconde ( morceau de traînée de l'ordre de  $40m$  ), on peut en inférer que l'expulsion du champ géomagnétique du voisinage du noyau est un phénomène localisé .

Avec une concentration linéique de  $1,2 \cdot 10^{15}$  ions ou électrons par mètre de longueur dont 10% sont des molécules – atomes mésosphériques ionisés, soit  $120 \cdot 10^{12} \cdot m^{-1}$  et 90% d'atomes de Fer ionisés (ou d'e<sup>-</sup>) soit  $1 \cdot 10^{15} m^{-1}$ , l'énergie thermodynamique volumique dans le voisinage du noyau s'établit à :

$$E_{\text{molécule ionisée}} = \frac{1}{2} m \cdot v^2 = \frac{1}{2} \cdot \underbrace{120 \cdot 10^{12}}_{[\text{ions O}_2, \text{N}_2]} \cdot \underbrace{48,15 \cdot 10^{-27}}_{\text{masse atomique}} \cdot \underbrace{(1,855 \cdot 10^3)^2}_v \approx 10 \mu\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$$

$$E_{\text{atome Fer, } v=40\text{Km/s}} = \frac{1}{2} \cdot \underbrace{1 \cdot 10^{15}}_{[\text{ions}]} \cdot \underbrace{93,52 \cdot 10^{-27}}_{\text{masse atomique}} \cdot \underbrace{(40 \cdot 10^3)^2}_v \approx 75 \text{mJ} \cdot \text{m}^{-3}$$

calculés hors apport de l'ablation soit  $\approx 75 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-3} \gg 636 \mu\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$  attachés à  $B_T$  et la topologie du champ est bien modifiée, du moins dans le premier mètre de la traînée .

Hors prise en compte des turbulences, le champ d'induction ne reprendra sa configuration initiale que lorsque  $E_{\text{thermodynamique}} < E_{\text{magnétique}}$ , soit lorsque  $E_{\text{thermodynamique}}$  aura diminué d'un facteur un peu plus grand que 100, soit lorsque la vitesse des ions Fer aura diminué d'un facteur un peu plus grand que 10 .

En se référant à §4-8, (cas d'un atome de Fer météoritique ionisé), on constate que 6 collisions sont nécessaires, collisions qui se produiront en un temps de 30  $\mu\text{s}$  ( $\tau_{\text{thermalisation}}$  limité à 6) correspondant à un éloignement du noyau de  $v \cdot t$  soit  $40 \cdot 10^3 \cdot 30 \cdot 10^{-6} = 1,2 \text{ m}$  augmenté au maximum de  $6 L_{\text{pm}(i-n)}$  soit de 0,3 m .

Le champ d'induction ambiant  $B_T$  qui a été soufflé reprend sa configuration initiale dans la traînée avec un temps de diffusion qui vaut : ( [HAU15] exhaustif, et [PHY09] )

$$\tau = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot \sigma \cdot r^2 \tag{38}$$

qui est bien homogène à un temps et qui, avec un rayon de 20 cm et un  $\sigma$  de 40, vaut  $\approx 1 \mu\text{s}$

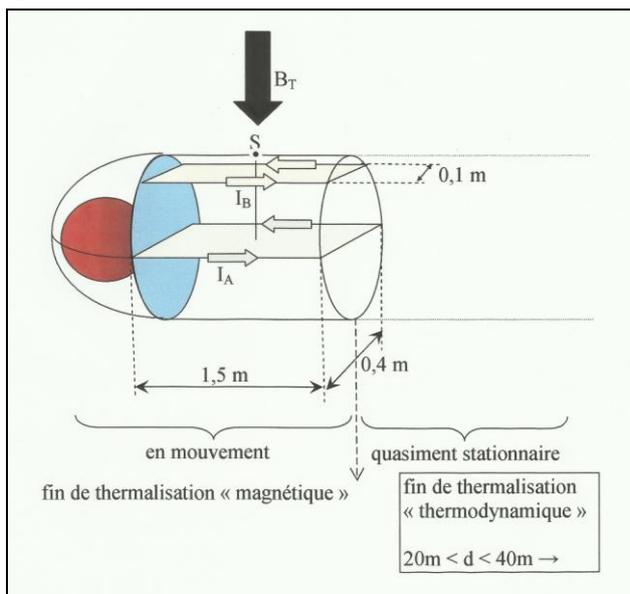
Le phénomène de récupération qui s'étend à un volume de  $\pi \cdot (0,2)^2 \cdot 1,5 = 190 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$  est donc le siège d'une émission large bande où  $f < 1 \text{ MHz}$ , dont la puissance de crête via [33] est estimée à

$$P_{\text{crête}} = \frac{636 \cdot 10^{-6} \cdot 190 \cdot 10^{-3}}{1 \cdot 10^{-6}} \approx 120 \text{ W}$$

qui n'est qu'une approximation puisque  $\sigma$  dépend de  $\omega_p^2$  qui varie excessivement vite . On peut néanmoins se livrer à une vérification du bilan énergétique du phénomène de soufflage – rétablissement de  $B_T$  .

1. Soufflage de la traînée de  $\approx 1\,000 \text{ m}^3$  ..... 636 mJ
2. Energie correspondant à la récupération : 120 W durant 1  $\mu\text{s}$  soit 120  $\mu\text{J}$  sur une distance de 1,5 m, soit pour une distance de 8 000 m  $\frac{120 \cdot 10^{-6}}{1,5} \cdot 8 \cdot 10^3 =$  ..... 640 mJ

qui est cohérent .



La topologie des courants de Foucault qui annulent  $B_T$  dans le voisinage immédiat du noyau est particulièrement difficile à mettre en équation . On peut cependant s'en faire une idée approximative par le biais de figure 17 où figurent deux boucles proches soit de l'axe de la traînée, soit de sa périphérie . Avec  $L$  la longueur,  $l$  la largeur,  $h$  la distance qui sépare le centre de la boucle de la périphérie  $S$  de la traînée, le courant qui permet de créer un champ de 40  $\mu\text{T}$  antagoniste à  $B_T$  est donné par :

$$B = I \cdot \mu_0 \cdot \frac{L \cdot l}{4\pi \cdot \sqrt{h^2 + \frac{L^2}{4} + \frac{l^2}{4}}} \cdot \left[ \frac{1}{h^2 + \frac{L^2}{4}} + \frac{1}{h^2 + \frac{l^2}{4}} \right]$$

soit 37 A dans le cas de la boucle A englobant l'axe de la traînée et 5 A dans le cas de la boucle B périphérique .

**Figure 17** : Schéma de principe des phénomènes d'induction se développant derrière le noyau météoritique .

Le développement de la spire nécessite un temps de  $\frac{1,5}{40.10^3}$  s soit 37,5  $\mu$ s . Or, la concentration linéique est de  $1,2.10^{15}$  e<sup>-</sup> par mètre, soit  $1,8.10^{15}$  pour une distance de 1,5 m . L'intensité des courants de Foucault disponible est donc de  $I = \frac{1,8.10^{15} \cdot 1,6.10^{-19}}{37,5.10^{-6}} = 7,68$  A qui semble indiquer que les boucles qui jouent un rôle majeur sont proches du point de contact de B<sub>T</sub> avec la traînée .

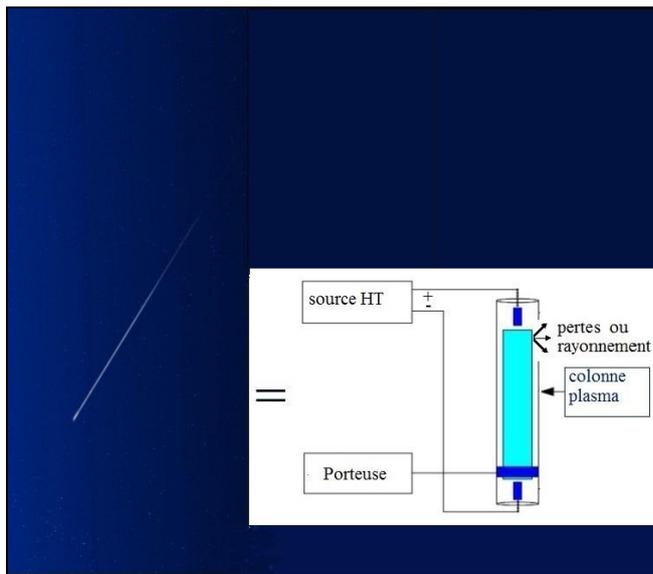
Le *gel* qui, dans le reste du sillage de la traînée, pourrait lier le mouvement des charges à B<sub>T</sub> pour autant que  $\sigma$  soit grande, ce qui est le cas, tient d'un phénomène de *viscosité* associé au nombre de Reynolds magnétique :

$$R_M = \mu_0 \cdot \sigma \cdot v \cdot L \quad [39]$$

avec  $\mu_0$  la perméabilité magnétique,  $\sigma$  la conductivité, L une longueur "caractéristique" du milieu et v la vitesse "caractéristique" <sup>4</sup> . Lorsque  $R_M \gg 1$ , ce qui correspond à  $\rho = 1/\sigma$  petit soit lorsque le milieu est parfaitement conducteur, on se trouve dans la configuration décrite par la loi de Lenz et les courants de Foucault où les lignes de champ sont *gelées* dans ou hors le conducteur, sans interpénétration possible si les deux sont séparés et sans séparation possible si les deux sont issus de la même région de l'espace . Si  $R_M \ll 1$ , il n'y a pas de déformation des lignes de champ qui diffusent librement dans l'espace et donc au travers de la traînée <sup>5</sup> . On remarquera que  $R_M$ , sans dimension, est indépendant de B, et que le comportement global du couple champ d'induction – milieu conducteur est identique dans les configurations grande vitesse relative – faible conductivité et petite vitesse relative - grande conductivité . Si, au laboratoire, on peut apprécier relativement facilement les paramètres v et L, il n'en va pas de même dans le cas d'une traînée météoritique où v est grande dans le voisinage du noyau et petite dans le sillage . En choisissant une L de l'ordre du mètre, une  $\sigma$  de 40, une vitesse relative de l'ordre de 20 000 m.s<sup>-1</sup> dans le voisinage immédiat du noyau ( soit en moyenne après 4 chocs ) , on obtient un  $R_M = 1$ , donc à un gel qui est en réalité une expulsion dans un volume qui dépend essentiellement de la vitesse d'éloignement du noyau . Le phénomène de rétablissement du régime de diffusion de B<sub>T</sub> est donc très proche du noyau et conforme à [38] . On ne peut envisager un gel dans le sillage que dans le cas d'un gros météore subissant un fractionnement avec des vitesses de débris proches de la vitesse d'entrée atmosphérique .

## 5 Nouvelle approche et conclusion .

Il apparaît que la traînée et surtout la tête de la traînée météoritique sont le siège d'émissions électromagnétiques, difficilement détectables dans le premier cas et situées essentiellement dans une bande spectrale inférieure au MHz dans le second . Ce phénomène est associé même aux petits météores .



La propagation de ces signaux et dans la traînée et dans la région D soulève de nombreuses questions .

On peut par opportunisme échapper à la seconde difficulté en n'envisageant qu'une étude de nuit qui permet de *bypasser* l'équation de Appleton – Hartree dans la basse ionosphère .

Comme on l'a calculé, la résistance de la traînée est de l'ordre de quelques dizaines d' Ohms dans le cas d'un petit météore et l'on peut envisager un phénomène de type antenne de plasma .

**Figure 18 :** La traînée météoritique d' au moins une vingtaine de kilomètres de long peut être associée à une antenne de plasma dans laquelle se propagerait l'ébranlement électromagnétique dont la genèse est située près de la tête .

<sup>4</sup> Dans l'article générique de [KEA93], on lira l'équation (5) :  $R_m = \mu_0 \cdot \sigma \cdot L_p \cdot v_p$  au lieu de  $R_m = \mu_0 \cdot L_p \cdot v_p$  . Le résultat numérique est correct.

<sup>5</sup> On n'oubliera pas que la notion de lignes de champ est une facilité visuelle simpliste en se souvenant de la remarque de Feynman : " Un aimant qui se déplace n'entraîne pas avec lui ses lignes de champ ! La valeur du champ local évolue avec le temps, et parler de la vitesse de déplacement des lignes de champ est un non sens " .

Bien entendu la genèse et l'entretien de la colonne de plasma qui, au sol, sont redevables soit d'une source haute tension, soit d'une excitation par laser est ici sans intérêt . On peut envisager simplement la colonne de plasma comme un fil conducteur . Le calcul est particulièrement complexe puisque le milieu de propagation présente un gradient radial et longitudinal d'indice dû à la diffusion ambipolaire et qu'une série d'études semble montrer que, à la suite de phénomènes d'attachement et de recombinaisons, la valeur de la diffusion ambipolaire croisse sous le seuil des 85 Km [LEE13] comme le laisse suspecter la figure 8 . On fera appel à un calcul itératif centré sur l'équation de Appleton – Hartree dans sa version non simplifiée puisque  $B_T$  et la fréquence des chocs jouent ici un rôle majeur . La littérature est particulièrement abondante sur le sujet, on citera bien qu'ils traitent essentiellement de UHF - SHF *e.g.* [KAL14] , [DWY84] ainsi que [KUM11] .

**Conclusion :** Rien n'interdit l'émission de courtes bouffées électromagnétiques à spectre large lors de l'entrée atmosphérique de météores, y compris de petits météores, et l'on peut même avancer qu'elles existent presque certainement . Le problème de détection qui est purement expérimental réside dans l'association non douteuse soit d'un phénomène visuel soit d'un ou de plusieurs échos à des fréquences différentes synchrones de l'augmentation transitoire du bruit de fond . Un canevas temporel performant y compris pour la partie optique sera la norme . La théorie du traitement du signal est ici de peu de secours puisque le signal est impulsionnel et non répétitif . Afin d'éviter d'être noyé par un flux continu de données, il est probable qu'il faille utiliser une chaîne d'enregistrement retardé déclenchée par une suspicion d'existence de signal .

## Bibliographie

- [BEE95] Martin Beech *et al.* : *VLF Detection of Fireballs* , Journal : Earth, Moon and Planets , Kluwer Academic Publishers . 1995 . Point d'entrée : <http://adsabs.harvard.edu/full/1995EM%26P..>.
- [BEE99] Martin Beech and Luigi Foschini : *A space charge model for electrophonic bursters* , Astron.Astrophys. 345 ,1.27-1.31 , 1999 . Point d'entrée : [arxiv.org/pdf/astro-ph/0112376v1.pdf](http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0112376v1.pdf)
- [CAM04] Campbell-Brown and Koschny : *Model of the ablation of faint meteors*, A & A 418, 751-758, ESO 2004
- [CHIS13] Gareth Chisham : *A reassessment of SuperDarn meteor echoes from the upper mesosphere and lower thermosphere* . Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics , Vol 102, sept.2013, pp 207-221 .
- [CHIL96] P.B.Chilson, P.Czechowsky, and G.Schmidt : *A comparison of ambipolar diffusion coefficients in meteor train using VHF radar and UV lidar* . Geophysical Research Letters Vol 23, n°20, pp 2745-2748, oct 1996 .
- [BRO65] V.A. Bronshten : *Problem of motion on large meteoritic bodies in the atmosphere* , Memorandum of Rand Corporation , April 65
- [DWY84] T. Dwyer *et al.* : *On the feasibility of using an atmospheric discharge plasma as RF antenna* .IEEE Transactions, Antenna and Propagation , Vol 32 issue 2, Feb 1984
- [FEY94] Feynman, Leighton, Sands : *Cours de Physique* .Inter Edition 1994
- [FUR 60] A.M. Furman : *The theory of ionization in meteor trails* . Astronomicheskii Zhurnal Vol 37, n°3 1960
- [GRE65] Greenhow J.S. and Neufeld E.L. : *The diffusion of meteoric trails in the upper atmosphere* . J.Atmos.Terr.Phys. **6**, 1955, pp 133-140
- [HAU15] Haus, Hermann .A, and James R. Melcher, *Electromagnetic Fields and Energy* .(Massachusetts Institute of Technology : MIT Open CourseWare) . <http://ocw.mit.edu> (accessed date 2015-02-10) .
- [JON90] W.Jones and J.Jones : *Ionic diffusion in meteor train* : J.Atmos.Terr.Phys. 52(3) pp 185-191, 1990
- [KAL14] Asma Kallel : *Modélisation et conception d' une antenne plasma à balayage basée sur des ondes de fuite*, Thèse de Doctorat de l' Université de Toulouse ( UT3 Paul Sabatier) décembre 2014 .
- [KEA93] Colin S.L.Keay : *Progress in Explaining the Mysterious Sounds Produced by Very Large Meteor Fireballs* . Journal of Scientific Exploration, Vol 7, n°4, pp 337-354, 1993
- [KUM11] V.Kumar, M.Mishra, N.K.Joshi : *Study of a fluorescent tube as plasma antenna* . Progress in Electromagnetics Research Letters , Vol.24, pp 17-26, 2011
- [LEE13] C.S.Lee *et al.* : *The effect of recombination and attachment on meteor radar diffusion coefficient profile* Journal of Geophysical Research, Atmospheres, Vol 18, Issue 7, pp 3037 - 3043, Apr 2013 .
- [LIA14] Zhu-Xing Liang and Yi Liang : *On the significance of polarization charge and isomagnetic surface in the interaction between conducting fluid and magnetic field* .arXiv:1208.2961v2 [physics.gen-ph]
- [OBE14] K.S. Obenberger *et al.* : *Detection of Radio Emission from Fireballs* : Cornell University Library 2014. Point d'entrée : [arxiv.org/abs/1405.6772](http://arxiv.org/abs/1405.6772)
- [OST 2010] V. Osterman : *Critical melting points, Reference Data, Vacuum Heat Treating* . Point d'entrée : <http://solarmfg.com/wp-content/uploads/2011/01/Critical-Melting-Point1.pdf>
- [PHY 09] [physics.usask.ca/~hirose/EP464/ch10-09.pdf](http://physics.usask.ca/~hirose/EP464/ch10-09.pdf)
- [RAI08] J-L Raimbault : *Introduction à la Physique Statistique des Systèmes hors de l' Equilibre* . Point d'entrée : [www.lpp.fr/IMG/pdf/Introduction\\_Cours\\_Hors\\_Equilibre\\_2008.pdf](http://www.lpp.fr/IMG/pdf/Introduction_Cours_Hors_Equilibre_2008.pdf)
- [RAU10] J.L.Rault : *Searching for Meteor ELF/VLF Signatures*. Point d'entrée : [http://hal.archives-ouvertes.fr/file/index/docid/638548/filename/rault-vlf\\_offprint.pdf](http://hal.archives-ouvertes.fr/file/index/docid/638548/filename/rault-vlf_offprint.pdf)
- [REI08] Iain Reid *et alii.* : *Recent improvements in Radar Techniques for Investigating the Upper Atmosphere* : Super Darn 2008 Annual Meeting , point d'entrée : [www.tiger.latrobe.edu.au/superdarn2008/procCD/presentation/10007.pdf](http://www.tiger.latrobe.edu.au/superdarn2008/procCD/presentation/10007.pdf)
- [REI03] Iain M. Reid : *Atmospheric Radar for the 0.5-110 km Region* . University of Adelaide 2003
- [VER73] F.Verniani : *An analysis of the physical parameters of 5659 faint radio meteors* : J.Geophys.Res. 78 (35) pp 8429-8462 , 1973 .
- [YOU11] J.P.Younger : *Theory and Applications of VHF Meteor Radar Observations* : University of Adelaide Thesis , oct 2011