

COMBUSTION TURBULENTE DE SPRAYS

Evaporation d'une goutte

MASTER 2

Auteur: Julien Réveillon

Université de Rouen

Gaz multicomposants - diffusion

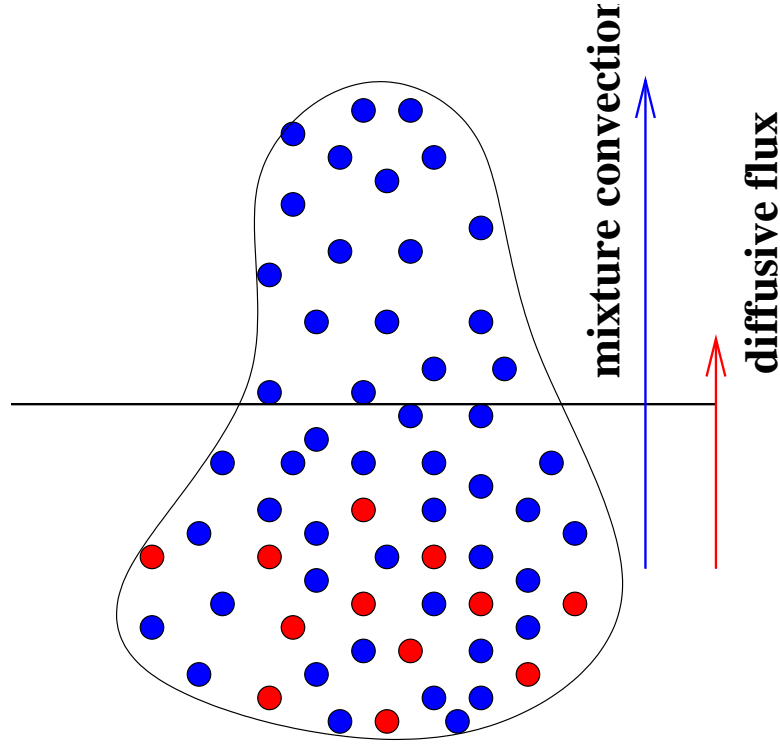
Mouvement et diffusion de gaz multicomposants

- Trois vitesses différentes à définir
 - \mathbf{v} : vitesse du mélange par rapport au “labo”
 - \mathbf{v}_k : vitesse de l'espèce k par rapport au “labo”
 - \mathbf{V}_k : vitesse de l'espèce k par rapport au “mélange” (diffusion)
- Nous avons $\mathbf{V}_k = \mathbf{v}_k - \mathbf{v}$
- Trois flux de masse peuvent être définis
 - $\rho \mathbf{v} = \mathbf{g}$: flux de masse total du mélange.
 - $\rho_k \mathbf{v}_k = \mathbf{g}_k$: flux de masse de l'espèce k .
 - $\rho_k \mathbf{V}_k = \mathbf{J}_k$: flux de diffusion de l'espèce k .

Gaz multicomposants - diffusion

Mouvement et diffusion de gaz multicomposants

- Le flux de masse de l'espèce k au flux de diffusion de k plus son flux de masse transporté par le mélange.



Gaz multicomposants - diffusion

Mouvement et diffusion de gaz multicomposants

- Flux de masse de l'espèce k

$$\mathbf{g}_k = \rho_k \mathbf{v}_k = \mathbf{J}_k + Y_k \rho \mathbf{v}$$

- Le flux de masse total du mélange (somme des flux de masse des espèces)

$$\mathbf{g} = \rho \mathbf{v} = \sum \rho_k \mathbf{v}_k = \sum \rho_k \mathbf{V}_k + \mathbf{v} \sum \rho_k$$

$$\mathbf{g} = \sum \rho_k \mathbf{V}_k + \rho \mathbf{v}$$

avec

$$\sum \rho_k \mathbf{V}_k = \sum \mathbf{J}_k = 0$$

Gaz multicomposants - diffusion

Mouvement et diffusion de gaz multicomposants

- Le flux de masse de l'espèce n'est pas son flux de diffusion
- La somme des flux de diffusion est nulle $\sum \rho_k \mathbf{V}_k = 0$
- La somme des vitesses de diffusion est non-nulle $\sum \mathbf{V}_k \neq 0$
- Loi de Fick :

$$J_{k,i} = -\rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i}$$

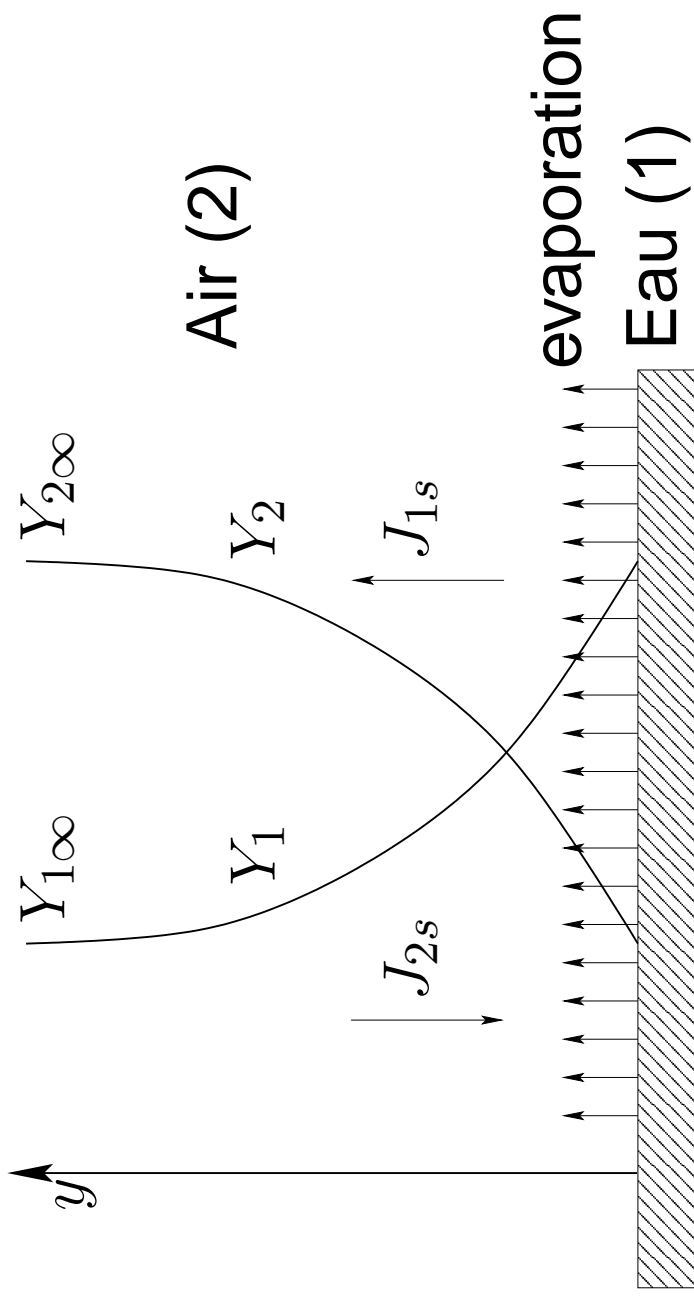
Flux de Stefan - introduction

Interface liquide gaz

- Dans le cas d'un écoulement monocomposant, on sait qu'au niveau d'une surface inerte, la vitesse du gaz est nulle.
- Ce n'est plus vrai dans le cas des écoulements réactifs multicomposants. Chaque espèce a un flux de diffusion près de la surface et interagit avec les autres espèces.
- De plus, l'évaporation et/ou une réaction chimique mènent à un flux de masse total à la surface. Ce flux est appelé **Flux de Stefan** .

Flux de Stefan - liquide/gaz

- Exemple 1 : Evaporation de l'eau dans l'air



Flux de Stefan - liquide/gaz

- Le taux d'évaporation n'est pas uniquement déterminé par la diffusion moléculaire de vapeur à la surface définie par

$$J_{1s} = -\rho D \left(\frac{\partial Y_1}{\partial y} \right)_s$$

- Sachant que $\left(\frac{\partial Y_1}{\partial y} \right)_s < 0$, nous avons donc $J_{1s} > 0$
- et, du fait que $Y_1 + Y_2 = 1$,

$$\left(\frac{\partial Y_2}{\partial y} \right)_s = - \left(\frac{\partial Y_1}{\partial y} \right)_s > 0$$

et $J_{2s} = J_{1s} < 0$

Flux de Stefan - liquide/gaz

- Il y a donc un flux de diffusion d'air vers la surface. Cependant, seule le liquide s'évapore et la surface ne relache ni absorbe de l'air. Le flux total de ce dernier doit donc être nul.
- Le flux net total de masse à la surface, est égal à $\rho_s v_s$. Il est divisé en deux parties

$$g_{1s} = J_{1s} + Y_{1s}\rho_s v_s$$

$$g_{2s} = J_{2s} + Y_{2s}\rho_s v_s$$

- Or nous venons de préciser que le flux d'air à la surface

$$\text{est nul: } g_{2s} = -\rho D \left(\frac{\partial Y_2}{\partial y} \right)_s + Y_{2s}\rho_s v_s = 0$$

Flux de Stefan - liquide/gaz

- Nous avons donc pour le flux de vapeur d'eau :

$$\begin{aligned}g_{1s} &= -\rho D \left(\frac{\partial Y_1}{\partial y} \right)_s + Y_{1s} \rho_s v_s \\ &= \rho D \left(\frac{\partial Y_2}{\partial y} \right)_s + Y_{1s} \rho_s v_s \\ &= (Y_{1s} + Y_{2s}) \rho_s v_s \\ &= \rho_s v_s\end{aligned}$$

- flux de masse total = flux de vapeur $g_{1s} = \rho_s v_s$
- Le flux de diffusion est donc égal à

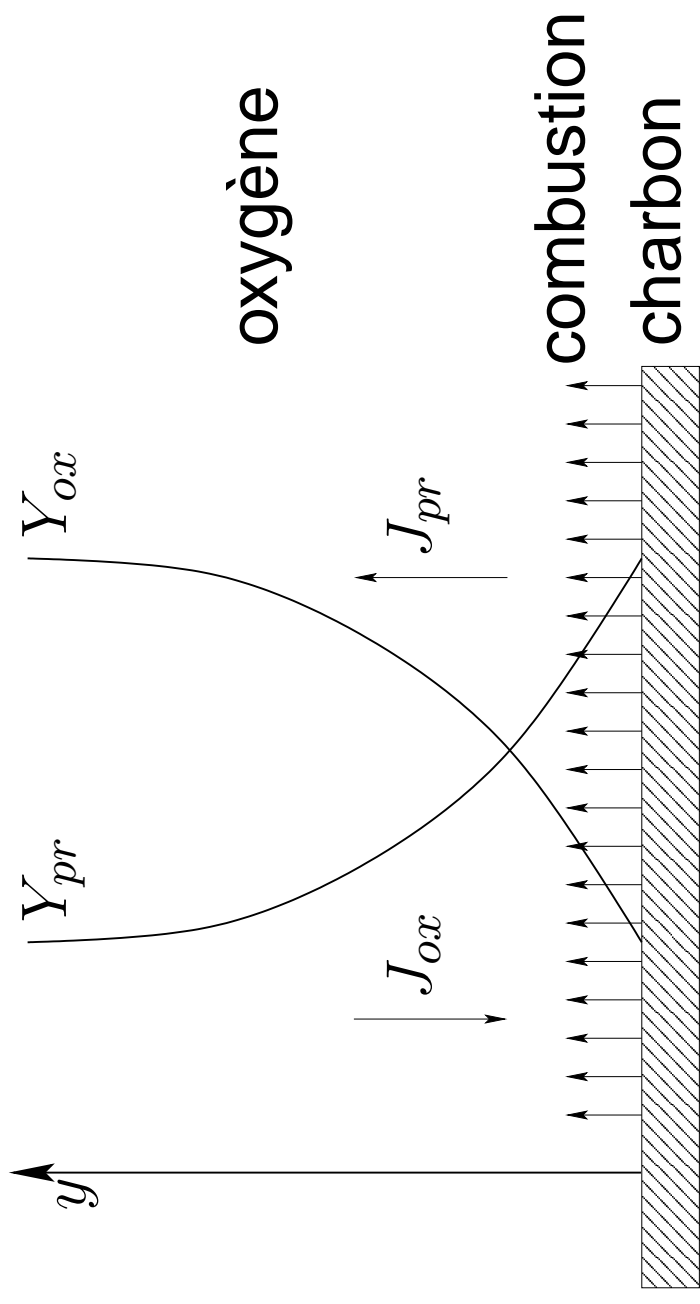
$$-\rho D \left(\frac{\partial Y_1}{\partial y} \right)_s = \rho_s v_s (1 - Y_{1s})$$

Flux de Stefan - liquide/gaz

Conclusions

- Le taux d'évaporation de l'eau est le flux de masse total de vapeur d'eau quittant la surface mais n'est pas le seul flux de diffusion.
- Le flux de masse total de vapeur est égal à son flux de diffusion plus le flux porté par la convection du mélange de gaz.
- Le taux d'évaporation est égal au flux de masse total à la surface. C'est donc le flux de Stefan : $\rho_s v_s$.

- Exemple 2 : Combustion du charbon dans l'oxygène



Flux de Stefan - solide/gaz

- Pour simplifier : une seule réaction à la surface :



- La surface est du carbone C. Au contact de l'oxygène O_2 , nous avons une production de CO_2 et donc un mélange de O_2 et CO_2 .

$$J_{O_2,s} = -\rho D \left(\frac{\partial Y_{O_2}}{\partial y} \right)_s$$

$$J_{CO_2,s} = -\rho D \left(\frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial y} \right)_s$$

et

$$\sum Y_k = Y_{O_2} + Y_{CO_2} = 1$$

Flux de Stefan - solide/gaz

- A nouveau, nous avons $J_{O_2,s} = -J_{CO_2,s}$

$$\left(\frac{\partial Y_{O_2}}{\partial y}\right)_s = - \left(\frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial y}\right)_s$$

- Le flux de masse à la surface donne

$$g_{O_2,s} = -\frac{32}{44}g_{CO_2,s}$$

La production de 1 kg de produit nécessite 32/44 kg d'oxydant.

Flux de Stefan - solide/gaz

- On a donc

$$g_{O_2,s} = -\rho D \left(\frac{\partial Y_{O_2}}{\partial y} \right)_s + Y_{O_2,s} \rho_s v_s$$

$$g_{CO_2,s} = -\rho D \left(\frac{\partial Y_{CO_2}}{\partial y} \right)_s + Y_{CO_2,s} \rho_s v_s$$

- Rappel : $\sum g_{k,s} = \rho_s v_s$

$$g_{O_2,s} - \frac{44}{32} g_{CO_2,s} = \rho_s v_s$$

et donc

$$\rho_s v_s = -\frac{44}{32} g_{CO_2,s} = g_{C,s}$$

Flux de Stefan - conclusions

Conclusions

- Dans les deux exemples, le flux de Stefan est positif (de la surface vers le gaz). Il peut dans certain cas être négatif.
- Conditions suffisantes pour l'apparition d'un flux de Stefan:
 - Existence d'un processus physique ou chimique à la surface
 - Diffusion multicomposante depuis ou vers la surface

Evaporation d'une goutte - Inerte

Présentation du problème

- Soit une gouttelette sphérique de diamètre a et de rayon $\delta = a/2$.
- Cette goutte est plongée dans un gaz au repos dont les quantités dites 'à l'infini' sont fixées (fraction massique des espèces, température, pression).
- En fonction de ces propriétés, un processus de transfert de masse et d'énergie entre la surface de la goutte et l'atmosphère va s'établir : la goutte, chauffée par la température ambiante, va s'évaporer.

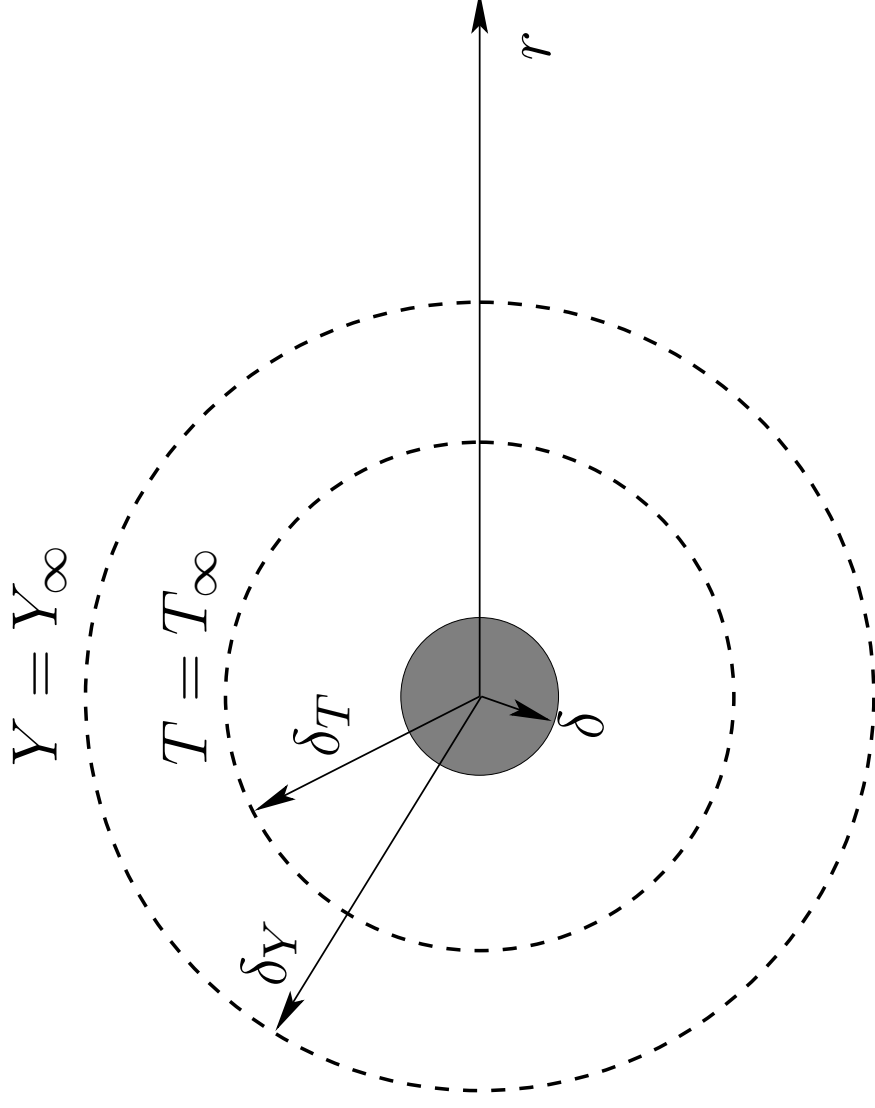
Evaporation d'une goutte - Inerte

Objectifs

- Trouver les lois d'évaporation de la gouttelette
- Remarque : Le problème est sphérique mais peut se ramener à une seule dimension : r , axe partant du centre de la goutte et normal à sa surface.
- **Film theory** : Soit une goutte dans une atmosphère au repos. Nous allons définir une épaisseur de diffusion des espèces chimiques (δ_Y) et de la température (δ_T). Au delà de ces distances, les propriétés du fluide dites 'à l'infini' s'appliquent. $Y(\delta_Y) = Y_\infty$ $T(\delta_T) = T_\infty$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Film theory



Evaporation d'une goutte - Inerte

Equations 1D

- Dans une première approche, la goutte est supposée alimentée en son centre en liquide et donc, son rayon δ demeure constant.
- Les équations de transport du gaz sont appliquées le long de la direction r donnant l'évolution des quantités variables (Y, T) entre δ , le rayon de la goutte et (δ_Y, δ_T) l'épaisseur des couches limites. Hypothèse : $\rho D = cte$
- Il s'agit des équations classiques de la mécanique des fluides mais exprimées dans un repère sphérique.

Evaporation d'une goutte - Inerte

Equations 1D

- Conservation de la masse

$$4\pi\rho v r^2 = 4\pi\rho_s v_s \delta^2 = \text{constante} \quad (1)$$

- Vapeur de liquide

$$\rho v r^2 \frac{dY_F}{dr} = \frac{d}{dr} \left(\rho r^2 D \frac{dY_F}{dr} \right) \quad (2)$$

- Température du gaz

$$\rho v r^2 \frac{dC_p T}{dr} = \frac{d}{dr} \left(r^2 \lambda \frac{dT}{dr} \right) \quad (3)$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Conditions aux limites

- Vapeur de liquide

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_F = Y_{F,\infty} \\ Y_F = Y_{F,s} \\ \rho_s v_s = -\rho_s D_s \left(\frac{dY_F}{dr} \right)_s + \rho_s v_s Y_{F,s} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{pour } r = \delta Y, \\ \text{pour } r = \delta, \\ \text{pour } r = \delta. \end{array}$$

- Température du gaz

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_\infty \\ T = T_s \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{pour } r = \delta T, \\ \text{pour } r = \delta. \end{array}$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Conditions aux limites

- Transferts de chaleur : Le rayonnement thermique n'est pas pris en compte. Les transferts de température s'effectuent par conduction et convection soit :

$$\lambda \left(\frac{dT}{dr} \right)_s = h_c (T_\infty - T_s)$$

Une partie de la chaleur qui atteint la goutte permet l'évaporation du liquide (Lv). L'autre partie chauffe la phase liquide (Ql).

$$h_c (T_\infty - T_s) = \rho_s v_s Lv + Ql / \pi a^2$$

Les modèles les plus simples postulent: $Ql = 0$.

Evaporation d'une goutte - Inerte

Changement de variable

- Introduction du paramètre de Spalding :

$$b = \frac{Y_F}{Y_{F,s} - 1}$$

- $b = b(r)$ est le ratio entre la fraction massique de fuel en tout point r et la fraction massique des espèces autres que F .
- Il s'agit à présent de réécrire le système d'équations.

Evaporation d'une goutte - Inerte

Changement de variable

- Nouveau système d'équations

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho v r^2 \frac{db}{dr} \\ \rho v r^2 \frac{dCpT}{dr} \end{array} \right. = \frac{d}{dr} \left(r^2 \rho D \frac{db}{dr} \right) = \frac{d}{dr} \left(r^2 \lambda \frac{dT}{dr} \right)$$

- Conditions aux limites

$$\left\{ \begin{array}{l} r = \delta_Y : b = b_\infty \\ r = \delta : b = b_s , \\ v_s = D_s \left(\frac{db}{dr} \right)_s \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} r = \delta_T : T = T_\infty \\ r = \delta : T = T_s \\ \lambda \left(\frac{dT}{dr} \right)_s = h_c (T_\infty - T_s) \end{array} \right.$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

- Intégration ($\rho v r^2 = \rho_s v_s \delta^2$)

$$\begin{cases} \rho_s v_s \delta^2 b & = r^2 \rho D \frac{db}{dr} + C \\ \rho_s v_s \delta^2 C_p T & = r^2 \lambda \frac{dT}{dr} + C \end{cases}$$

- Avec les conditions aux limites

$$\begin{cases} \rho_s v_s \delta^2 (b - b_s + 1) & = r^2 \rho D \frac{db}{dr} \\ \rho_s v_s \delta^2 C_p (T - T_s + \frac{h_c(T_\infty - T_s)}{\rho_s v_s C_p}) & = r^2 \lambda \frac{dT}{dr} \end{cases}$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

- On arrange les équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho_s v_s \delta^2}{\rho D} \frac{dr}{r^2} \\ \frac{\rho_s \delta^2 v_s C_p}{\lambda} \frac{dr}{r^2} \end{array} \right. = \frac{db}{b - b_s + 1} = \frac{dT}{\left(T - T_s + \frac{h_c(T_\infty - T_s)}{\rho_s v_s C_p} \right)}$$

- On intègre de nouveau

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho_s v_s \delta^2}{\rho D} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\delta Y} \right) \\ \frac{\rho_s v_s \delta^2 C_p}{\lambda} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\delta T} \right) \end{array} \right. = \ln \left(\frac{b_\infty - b_s + 1}{b - b_s + 1} \right) = \ln \left(\frac{T_\infty - T_s + \frac{h_c(T_\infty - T_s)}{\rho_s v_s C_p}}{T - T_s + \frac{h_c(T_\infty - T_s)}{\rho_s v_s C_p}} \right)$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

- Et finalement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho_s v_s \delta^2}{\rho D} \\ \frac{\rho_s v_s \delta^2 C_p}{\lambda} \end{array} \right\} = \frac{r \delta Y}{\delta Y - r} \ln \left(\frac{b_\infty - b_s + 1}{b - b_s + 1} \right) = \frac{r \delta T}{\delta T - r} \ln \left(\frac{T_\infty - T_s + \frac{h_c (T_\infty - T_s)}{\rho_s v_s C_p}}{T - T_s + \frac{h_c (T_\infty - T_s)}{\rho_s v_s C_p}} \right)$$

- Flux de masse, en $r = \delta$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_s v_s \delta^2 \\ \rho_s v_s \delta^2 \end{array} \right\} = \rho D \delta \frac{\delta Y}{\delta Y - \delta} \ln (b_\infty - b_s + 1) = \frac{\lambda \delta}{C_p \delta T - \delta} \ln \left(\frac{\rho_s v_s C_p}{h_c} + 1 \right)$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

- Nombres de transfert

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Spalding massique } B_M = b_\infty - b_s = \frac{Y_{F,s} - Y_{F,\infty}}{1 - Y_{F,s}} \\ \text{Spalding thermique } B_T = \frac{\rho_s v_s C_p}{h_c} \end{array} \right.$$

- Nombres convectifs

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Sherwood convectif } Sh_c = 2 \frac{\delta_Y}{\delta_Y - \delta} \\ \text{Nusselt convectif } Nu_c = 2 \frac{\delta_T}{\delta_T - \delta} \end{array} \right.$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

- Le taux d'évaporation Wv (kg/s) de la goutte est défini par

$$Wv = 4\pi\rho_s v_s \delta^2$$

- Nous avons donc (diamètre $a = 2\delta$) :

$$\begin{cases} Wv &= \pi\rho Da Sh_c \ln(B_M + 1) \\ Wv &= \pi \frac{a\lambda}{Cp} Nu_c \ln(B_T + 1) \end{cases}$$

- L'égalité, nécessaire, implique

$$B_T = (B_M + 1) \frac{Sh_c Pr}{Nu_c Sc} - 1$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : nombre de transfert thermique

B_T peut aussi s'écrire :

$$B_T = \frac{\rho_s v_s C_p (T_\infty - T_s)}{h_c (T_\infty - T_s)}$$

$$B_T = \frac{W_v C_p (T_\infty - T_s)}{W_v L_v + Ql}$$

soit,

$$B_T = \frac{C_p (T_\infty - T_s)}{L_v + Ql/W_v}$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : échauffement de la goutte

Exprimons le coefficient de convection en fonction du débit massique de l'espèce à la surface de la goutte

$W_v = 4\pi\rho_s\delta^2v_s$. Lorsque $r = \delta$, alors,

$$\frac{\rho_s v_s C_p}{h_c} + 1 = \exp\left(\frac{W_v C_p}{2\pi\delta\lambda N u_c}\right)$$

d'où

$$h_c = \frac{\frac{W_v C_p}{\pi a^2}}{\exp\left(\frac{W_v C_p}{\pi a\lambda N u_c}\right) - 1} = \frac{W_v C_p}{\pi a^2} B_T$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : échauffement de la goutte
or le nombre de Nusselt de la goutte est défini par

$$Nu = \frac{h_c a}{\lambda} = Nu_c \frac{\ln(B_T + 1)}{B_T}$$

La détermination de Ql est alors immédiate :

$$Ql = \pi a \lambda \left(Nu (T_\infty - T_s) - \frac{L_v}{C_p} Nu_c \ln(B_T + 1) \right)$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : échauffement de la goutte

Soit

$$Ql = \pi a \lambda \ln(B_T + 1) Nu_c \left(\frac{(T_\infty - T_s)}{B_T} - \frac{L_v}{Cp} \right)$$

et donc

$$Ql = W_v \left(\frac{Cp(T_\infty - T_s)}{B_T} - L_v \right)$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : mouvement convectif

- Un éventuel mouvement convectif autour de la goutte modifie les épaisseurs de diffusion δ_Y et δ_T .
- Lorsque l'atmosphère est au repos, alors $\delta_Y, \delta_T \rightarrow \infty$ et les nombres de Sherwood et de Nusselt classiques dans un milieu au repos apparaissent : $Sh_c = Nu_c = 2$.
- Lorsque la goutte est en mouvement, des corrections empiriques issues de l'expérience ou de calculs analytiques sont employées. Ces corrections seront présentées dans la partie concernant le mouvement des particules.

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : détermination du nombre de transfert B_M

- Une première possibilité est de considérer le nombre de transfert comme étant constant.
 - Cette solution est souvent employée pour les calculs analytiques (simplification des équations) ou industriels (vitesse de calcul).
 - Elle demeure proche de la réalité si les variations de température, pression et fraction massique de vapeur restent faibles loin de la goutte.
 - Elle mène à la loi du “diamètre au carré” : la surface de la goutte décroît linéairement avec le temps.

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : détermination du nombre de transfert B_M

- Loi du “diamètre au carré”
- Evolution de la masse de la goutte :

$$\frac{dm}{dt} = -Wv = -\pi \rho D a Sh_c \ln(B_M + 1) = \rho_d \frac{da^2}{4} \frac{dt}{dt}$$

- Evolution de la surface de la goutte :

$$\frac{da^2}{dt} = 4 \frac{\rho D}{\rho_d} Sh_c \ln(B_M + 1)$$

- Si $B_M = cte$, nous avons donc

$$\frac{da^2}{dt} = \text{constante}$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : détermination du nombre de transfert B_M

- Loi du "diamètre au carré"

Combustible dans de l'air	Nombre de transfert B
---------------------------	-----------------------

iso-octane	6.41
------------	------

benzène	5.97
---------	------

n-heptane	5.82
-----------	------

toluène	5.69
---------	------

essence	5.3
---------	-----

kerosène	3.4
----------	-----

charbon	0.12
---------	------

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : détermination du nombre de transfert B_M

- Loi de Clausius-Clapeyron
 - Le calcul de B_Y s'effectue grâce à la relation de Clausius Clapeyron pour le changement de phase. Cette relation reste valable si l'on est loin de l'état critique

$$\frac{d \ln P_{F,s}}{dT} \approx \frac{L_v}{R_{uF} T^2}$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : détermination du nombre de transfert B_M

- Loi de Clausius-Clapeyron
- En intégrant la relation de Clausius-Clapeyron par rapport à un état de référence, et en considérant

$L_v = cte$ nous avons

$$\ln \left(\frac{P_{F,s}}{P_{ref}} \right) = - \frac{L_v}{R_{uF}} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_{ref}} \right)$$

- soit

$$P_{F,s} = P_{ref} \exp \left(- \frac{L_v}{R_{uF}} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_{ref}} \right) \right)$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : détermination du nombre de transfert B_M

- Loi de Clausius-Clapeyron

- Par ailleurs,

$$Y_F = \frac{X_F W_F}{X_F W_F + (1 - X_F) W_O}$$

- Soit :

$$Y_F = \left(1 + \frac{W_O}{W_F} \left(\frac{1}{X_F} - 1 \right) \right)^{-1}$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : détermination du nombre de transfert B_M

- Loi de Clausius-Clapeyron
- Finalement, avec la fraction molaire $X_F = P_F/P$, nous pouvons écrire

$$Y_{F,s} = \left(1 + \frac{W_O}{W_F} \left(\frac{P}{P_{F,s}} - 1 \right) \right)^{-1}$$

- Rappel :

$$B_M = \frac{Y_{F,s} - Y_{F,\infty}}{1 - Y_{F,s}}$$

Evaporation d'une goutte - Inerte

Note : détermination des conditions de saturation

- A résoudre, le système suivant (si pas d'échauffement de la goutte et $Le = 1$) :

$$\begin{cases} P_{F,s} & = P_{ref} \exp \left(-\frac{L_v}{R_{uF}} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_{ref}} \right) \right) \\ Y_{F,s} & = \left(1 + \frac{W_O}{W_F} \left(\frac{P}{P_{F,s}} - 1 \right) \right)^{-1} \\ \frac{Cp(T_\infty - T_s)}{Lv} & = \frac{Y_{F,s} - Y_{F,\infty}}{1 - Y_{F,s}} \end{cases}$$

- Inconnues : $P_{F,s}$, T_s , et $Y_{F,s}$.

Evaporation et Evolution temporelle

Goutte immobile, milieu au repos

- Nous connaissons W_v taux d'évaporation de la goutte pour une taille donnée. L'évolution de la masse m_d de la goutte est donnée par

$$\frac{d}{dt}m_d = -W_v$$

- L'évolution de la température T_d de la goutte dépendra de la quantité d'énergie absorbée par conduction et perdue par évaporation.

$$m_d \frac{d}{dt} (Cp_d T_d) = Q_l$$

Evaporation et Evolution temporelle

Goutte immobile, milieu au repos

- En général, il est préférable de suivre l'évolution de la surface s de la goutte: $s = \pi a^2$ soit

$$\frac{ds}{dt} = -4\pi \frac{\rho D}{\rho_d} Sh_c \ln(B_M + 1)$$

- Si on utilise un modèle de conduction liquide infinie, la température de la goutte est égale à la température des gaz à sa surface: $T_d = T_s$

$$\frac{dCp_d T_d}{dt} = \frac{1}{a^2} \frac{6\lambda}{\rho_d Cp} Nu_c \ln(B_T + 1) \left(\frac{Cp(T_\infty - T_s)}{B_T} - Lv \right)$$

Evaporation et Evolution temporelle

Remarque

- Considérons une goutte qui ne s'évapore pas ou une particule solide, il est possible de remarquer que lorsque $B_T \rightarrow 0$ alors:

$$\ln(B_T + 1) \rightarrow 0$$

et

$$\frac{\ln(B_T + 1)}{B_T} \rightarrow 1$$

- Soit

$$\frac{dCp_d T_d}{dt} = \frac{1}{a^2} \frac{6\lambda}{\rho_d C_p} Nu_c C_p (T_\infty - T_d)$$