

ASPECTS DYNAMIQUES ET RADIATIF DE L'INTERACTION ENTRE UN FEU DE COMPARTIMENT ET UN BROUILLARD

J.L. Consalvi, B. Porterie et J.C. Loraud
Polytech'Marseille, Département de Mécanique Energétique, UMR CNRS 6595,
Technopôle de Château-Gombert, 5 rue E. Fermi, 13453 Marseille France.
Tel : 04-91-10-69-31, e-mail : Bernard.Porterie@polytech.univ-mrs .fr

RESUME

Un modèle diphasique multi-classes est développé pour décrire les interactions entre un feu de compartiment et un brouillard d'eau. La combustion turbulente est modélisée en utilisant l'EBU-Ar couplé avec le modèle de turbulence k- ϵ RNG. Une Equation de Transfert Radiatif Multiphasique (MRTE) incluant les contributions des particules de suies, des produits de combustion et des gouttes d'eau est utilisée pour modéliser les transferts radiatifs. Les résultats numériques montrent le rôle de la diffusion des gouttes dans l'atténuation du rayonnement thermique. Pour les diamètres de goutte considérés, deux régimes distincts sont mis en évidence : un régime d'extinction du feu et un régime d'accroissement du feu. Ces résultats sont en accord avec de précédentes expériences.

Mots clés : Brouillards d'eau, Feux compartimentés, Modèle diphasique multi-classes, Equation de transfert radiatif multiphasique.

1. INTRODUCTION

Les systèmes de lutte contre les incendies utilisant des brouillards d'eau ont suscité récemment un grand intérêt dans la mesure où ils nécessitent une quantité d'eau beaucoup plus faible pour atteindre les mêmes niveaux d'efficacité que les sprinklers conventionnels. De plus, les petites gouttes d'eau ont la capacité de contourner les obstacles et d'atteindre des régions qui ne sont pas accessibles aux gouttes plus grosses. Les brouillards d'eau agissent sur le développement du feu au travers des mécanismes de refroidissement de la phase gazeuse, de dilution de l'oxygène, de refroidissement de la surface de combustible et d'atténuation du rayonnement [1]-[4]. Deux approches peuvent être utilisées pour la simulation numérique d'un nuage de gouttes ; l'approche Eulérienne et l'approche de suivi Lagrangien. Dans la première, le nuage de gouttes est considéré comme un second fluide qui se comporte comme un milieu continu tandis que, dans la seconde, chaque goutte est considérée individuellement. Keramida *et al.* [5] ont utilisé l'approche Lagrangienne pour étudier l'atténuation du rayonnement thermique par un brouillard d'eau tandis que Prasad *et al.* [6] ont retenu le modèle Eulérien pour étudier les interactions entre une flamme de petite échelle et un brouillard d'eau. Comme le souligne Novozhilov [7], la formulation Eulérienne est intéressante pour les systèmes composés de particules très fines (par exemple les brouillards d'eau), dans la mesure où le nombre de particules qui doivent être suivies peut devenir très grand. Dans la présente étude, un modèle à deux fluides, multi-classes, est développé pour simuler l'influence de l'aspersion d'eau sous forme dispersée, sur le développement d'un incendie dans un compartiment. L'influence de la taille des gouttes sur la dynamique de l'écoulement et sur l'efficacité d'extinction du brouillard d'eau est examinée. Une étude de sensibilité est effectuée pour identifier les mécanismes responsables de l'atténuation du rayonnement par les gouttes.

2. MODELISATION

Le modèle développé est basé sur une description Eulérienne de chacune des deux phases. La phase liquide est composée de plusieurs classes, chacune des classes est constituée de gouttes possédant les mêmes propriétés physiques et les mêmes conditions d'injection (diamètre initial, vitesse d'injection et angle d'injection). La formulation multi-classes permet de traiter des nuages de gouttes polydispersés et de modéliser la tuyère d'injection comme un point source de masse, de quantité de mouvement et d'enthalpie.

Les équations de conservation décrivant la phase gazeuse, sont données sous leur forme générique dans la table 1.

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g \Phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_g \rho_g \Phi u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_g \Gamma_g \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) + S_\Phi + S_{p\Phi} \quad (1)$$

La combustion turbulente est modélisée en utilisant le modèle EBU (Eddy Break Up) avec une limite cinétique de type Arrhénius pour traduire les effets de refroidissement et d'étouffement de la flamme[8]. Une prédiction précise des transferts radiatifs nécessite de prendre en compte les phénomènes de production/destruction des suies , en particulier dans les flammes turbulentes. Le modèle de suies est celui proposé par Moss et al. [9] pour les flammes d'éthylène.

Table 1. Résumé des équations de la phase gazeuse exprimées sous la forme générique. Dans cette table, Φ is la propriété considérée, Γ_Φ est le coefficient d'échange, S_Φ and $S_{p\Phi}$ sont les termes sources.

Transport de	Φ	Γ_Φ	S_Φ	$S_{p\Phi}$
Masse	l	0	0	$\sum_{k=1}^{N_c} S_{mk}$
Quantité de mouvement	u_i	μ_{eff}	$\frac{\partial p_d}{\partial x_i} + (\rho - \rho_\infty)g_i$ $+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]$ $- \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right]$	$-\sum_{k=1}^{N_c} F_{ki}$ $+ \sum_{k=1}^{N_c} S_{mvki}$
Enthalpie	h	$\frac{\mu + \mu_t}{Pr + \sigma_t}$	$\frac{\partial q_{rj}}{\partial x_j}$	$-\sum_{k=1}^{N_c} Q_{convk}$ $+ \sum_{k=1}^{N_c} S_{hk}$
Energie cinétique de turbulence	k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$P_k + W_k - \rho \epsilon$	0
Taux de dissipation de k	ϵ	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$	$(C_{\epsilon 1} - R) \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k}$ $+ C_{\epsilon 3} \frac{\epsilon}{k} W_k$	0
Fraction volumique de suie	f_{vs}	$\frac{\mu}{\sigma_f}$	$\omega_{fvs} - \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j^{th} f_{vs})$	0
Nombre densité de suie	n_s	$\frac{\mu}{\sigma_f}$	$\omega_{ns} - \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j^{th} f_{vs})$	0
Fraction massique des espèces	Y_α	$\frac{\mu + \mu_t}{Sc + \sigma_f}$	ω_α	$S_{Y\alpha}$

avec $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$, $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$, $P_k = \left[\mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \rho k \right) \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$, $W_k = -\beta g \frac{\mu}{\sigma_t} \frac{\partial T}{\partial x_j}$,

$R = \frac{\eta(1-\eta/\eta_0)}{1+\beta\eta^3}$, $\eta = \sqrt{\frac{P_k}{\rho C_\mu \epsilon}}$, $\eta_0 = 4.38$, $\beta = 0.015$, $C_\mu = 0.0845$, $\sigma_k = 0.7179$, $\sigma_\epsilon = 0.7179$

$\sigma_f = \sigma_t = 0.7$, $Sc = Pr = 0.71$, $C_{\epsilon 1} = 1.42$, $C_{\epsilon 2} = 1.68$, $C_{\epsilon 3} = 1.5$

L'écoulement de chaque classe liquide $k \in \{1; N_c\}$ est déterminé par les équation de conservation de la masse, du nombre densité, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie.

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k v_{kj})}{\partial x_j} = -S_{mk} + S_{inj,k}^m \delta(\vec{r} - \vec{r}_{inj}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \frac{\partial(n_k v_{kj})}{\partial x_j} = S_{inj,k}^n \delta(\vec{r} - \vec{r}_{inj}) \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k v_{ki})}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k v_{kj} v_{ki})}{\partial x_j} = -\alpha_k \frac{\partial p_d}{\partial x_i} + \alpha_k \rho_k g_i \left(1 - \frac{\rho_\infty}{\rho_k}\right) + F_{ki} - S_{mvki} + S_{inj,k}^{mv} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{inj}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k h_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k v_{kj} h_k)}{\partial x_j} = Q_{convk} + Q_{radk} - S_{hk} + S_{inj,k}^h \delta(\vec{r} - \vec{r}_{inj}) \quad (6)$$

où \vec{r}_{inj} est le vecteur position de la tuyère, $S_{inj,k}^m$, $S_{inj,k}^n$, $S_{inj,k}^{mv}$, and $S_{inj,k}^h$ représentent les termes sources relatifs à l'injection. les termes S_{mk} , $S_{mvki} = S_{mk} v_{ki}$ et $S_{hk} = S_{mk} h^{vap}(T_k)$ (h^{vap} dénote l'enthalpie de la vapeur d'eau) correspondent aux transferts de masse, de quantité de mouvement et d'énergie à l'interface entre le gaz et la classe liquide k dus à l'évaporation. F_{ki} , Q_{convk} , and Q_{radk} représentent la force de traînée et les échanges entre phases dus à la convection et au rayonnement.

Le diamètre local des gouttes de la classe k est déduit de la fraction volumique et du nombre densité: $d_k = (6\alpha_k / \pi n_k)^{1/3}$. La température et l'enthalpie de la classe k sont reliées par: $h_k = C_{pk} T_k$.

Des lois constitutives sont utilisées pour modéliser les échanges entre phases. Le taux d'évaporation de la classe k est donné par:

$$S_{mk} = n_k m_k = n_k \pi d_k \frac{\lambda_g}{C_{pg}} Nu_k \ln(1 + B_T); \quad B_T = \frac{C_{pg}(T_g - T_k)}{L_v} \quad (7)$$

La force de traînée peut être exprimée en fonction du facteur de traînée, f , et du temps de réponse de la vitesse

$$\tau_{Vk} = \frac{\rho_k d_k^2}{18\mu_g}$$

$$F_{ki} = \frac{\alpha_k \rho_k f}{\tau_{Vk}} (u_i - v_{ki}) \quad (9)$$

Le terme d'enthalpie due à la convection peut être écrit de la manière suivante:

$$Q_{convk} = n_k \pi d_k \lambda_g Nu_k (T_g - T_k) \quad (11)$$

Le modèle radiatif inclut les contributions de la phase gazeuse et des classes liquides. Dans la mesure où le milieu diphasique est supposé gris, l'Equation de Transfert Radiatif Multiphasique (ETRM) [10] s'écrit :

$$\frac{d}{ds} \left(\alpha_g I_g^{\Omega} \right) + \left(\alpha_g \kappa_g + \sum_{k=1}^{N_c} \frac{\alpha_k \sigma_k Q_{extk}}{4} \right) I_g^{\Omega} = \alpha_g \kappa_g I_b(T_g) + \sum_{k=1}^{N_c} \frac{\alpha_k \sigma_k Q_{absk}}{4} I_b(T_k) + \sum_{k=1}^{N_c} \frac{\alpha_k \sigma_k Q_{scak}}{16\pi} \int_{4\pi} \Phi_k^{\Omega\Omega'} I_g^{\Omega'} d\Omega' \quad (12)$$

où $\sigma_k=6/d_k$ est le rapport air/volume d'une goutte de la classe liquide k. Les efficacités d'extinction Q_{extk} , d'absorption Q_{absk} et de diffusion Q_{scak} et la fonction de phase Φ_k sont obtenus en utilisant les moyennes de Planck [11].

La même procédure numérique est utilisée pour résoudre les équations de transport des deux phases. Les flux convectifs sont modélisés par un schéma d'ordre élevé (ULTRA-QUICK) [12]. L'intégration par rapport au temps s'effectue par un schéma d'Euler récursif du second ordre. Le couplage vitesse/pression est résolu grâce à l'algorithme Iterative PISO [12]. L'ETRM est résolue par la Finite Volume Method en utilisant un maillage angulaire de densité 3×48 [14].

3. RESULTATS

Le configuration étudiée est celle d'un domaine rectangulaire de $7m \times 3m$ avec un soffite de dimension $0.1m \times 1m$. Un brûleur poreux de dimension $0.2m$ est situé à $0.2m$ du mur Ouest. La puissance de la flamme est de $100kW$. Les murs ont une épaisseur de $0.1m$. La tuyère d'aspersion, qui a un angle d'ouverture de 60° , est située à $2m$ du mur Ouest et à $2.7m$ au-dessus du sol. Son débit est de $1.2l/min$ et les gouttes ont initialement un diamètre uniforme. La température initiale des gouttes est de $286K$ et leur vitesse d'injection est de $25m/s$. $100s$ après le début de l'incendie, la tuyère est activée.

Les figures 1 et 2 montrent les contours de température et les vecteurs vitesse de la phase gazeuse, et la fraction volumique de la phase liquide pour différents diamètres de gouttes (75 , 100 , and $125 \mu m$) à $t=200s$. La stratification en température, initialement stable, est détruite par l'aspersion du brouillard d'eau. Pour les très petites gouttes ($75 \mu m$), le vortex généré par le nuage de gouttes occupe une grande partie du domaine. Lorsque le diamètre des gouttes augmente, la taille de ce vortex ainsi que l'entraînement d'air vers la zone de réaction sont réduits. Du fait de leur inertie, il peut être observé que les gouttes les plus grosses peuvent facilement s'extraire de la zone tourbillonnaire pour atteindre la zone de réaction où elles s'évaporent, tandis que les plus petites gouttes suivent la phase porteuse. La difficulté des petites gouttes pour atteindre la zone de réaction explique leur plus faible efficacité d'extinction. De plus, comme l'entraînement d'air augmente lorsque le diamètre diminue, la consommation de combustible est accrue (Fig. 3). Pour les plus petites gouttes, le nuage de gouttes favorise le mélange entre l'air et le combustible, ce qui agit clairement pour augmenter le feu. Pour les gouttes les plus grosses, le feu tend à s'éteindre.

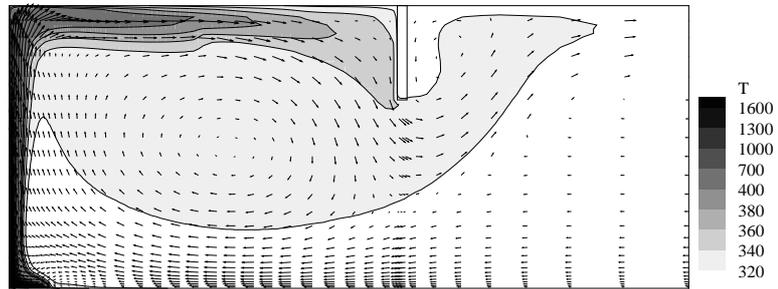
Plusieurs études expérimentales [1]-[4] et numériques [5] ont mis en évidence la diminution des flux radiatifs. Cette diminution provient d'une part de la réduction de l'énergie radiative émise par la flamme et d'autre part de l'atténuation de cette énergie par les gouttes d'eau du fait des processus d'absorption et de diffusion.

Dans le but d'étudier l'influence du nuage de gouttes sur les transferts radiatifs et d'évaluer la contribution des différents phénomènes mis en jeu, quatre cas test ont été considérés : (i) la tuyère d'aspersion n'est pas activée, (ii) la tuyère d'aspersion est activée, (iii) la tuyère d'aspersion est activée et on néglige la contribution radiative des gouttes, (iv) la tuyère d'aspersion est activée et on néglige la diffusion du rayonnement thermique par les gouttes. L'évolution du flux radiatif net dans la direction x à une position donnée ($x=1m$ et $y=1m$) est tracée sur la figure 4. Lorsque la tuyère d'aspersion n'est pas activée (courbe (a)), il augmente comme une fonction quasi-linéaire du temps, tandis que la présence du nuage de gouttes affecte de manière significative cette évolution. Lorsque les gouttes participent d'un point de vue radiatif (courbe (b) et (d)), une forte décroissance du flux radiatif net est observé entre 100 et $125s$. Cette décroissance est moins prononcée lorsque la contribution radiative des gouttes est négligée (courbe (c)). Dans les courbes (b) et (d), un état stationnaire est obtenu à partir de $150s$.

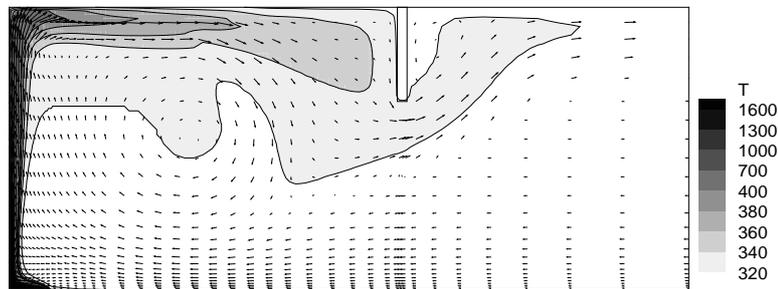
Un examen comparatif des courbes (b) et (d) souligne les effets de la diffusion des gouttes sur le rayonnement. Une évolution temporelle similaire est observée dans les deux cas. Cependant, la diffusion des gouttes peut conduire à une réduction significative des flux radiatifs. La diffusion apparaît clairement être comme un phénomène important et ne peut pas être négligé.

La diminution de l'énergie radiative émise par la flamme est due à la combinaison d'une diminution de la fraction volumique de suies et de la température de la flamme. Lorsque la tuyère n'est pas activée, la valeur maximale de la fraction volumique de suie est 6.4×10^{-7} . Cette valeur est réduite à 2×10^{-7} pour un débit d'aspersion de $2.4l/min$ et des gouttes de diamètre $100\mu m$.

(a) $d=75\mu\text{m}$



(b) $d=100\mu\text{m}$



(c) $d=125\mu\text{m}$

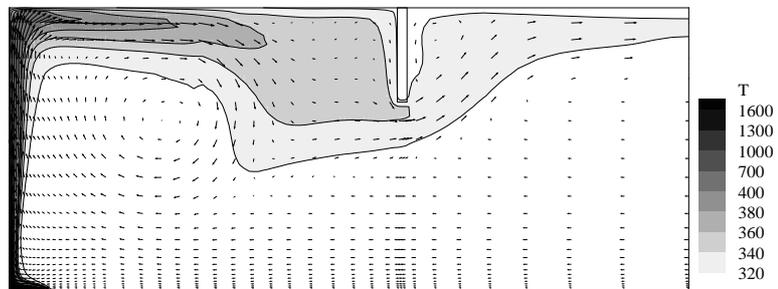
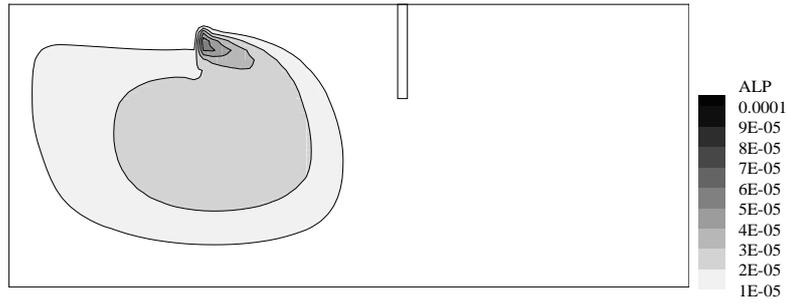
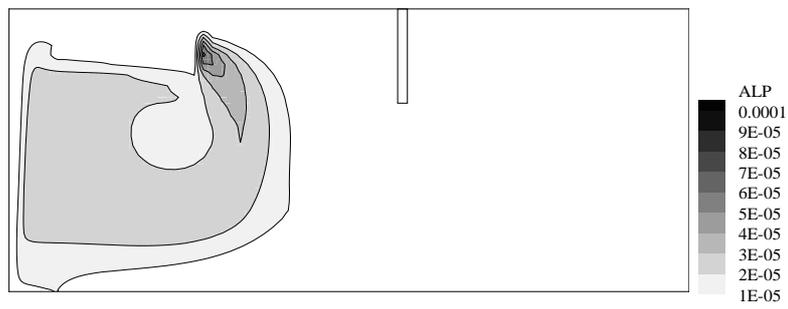


Figure 1. Contours de température (K) et vecteurs vitesse de la phase gazeuse pour un débit d'aspersion de 1.2l/min et différents diamètres de goutte.

(a) $d=75\mu\text{m}$



(b) $d=100\mu\text{m}$



(c) $d=125\mu\text{m}$

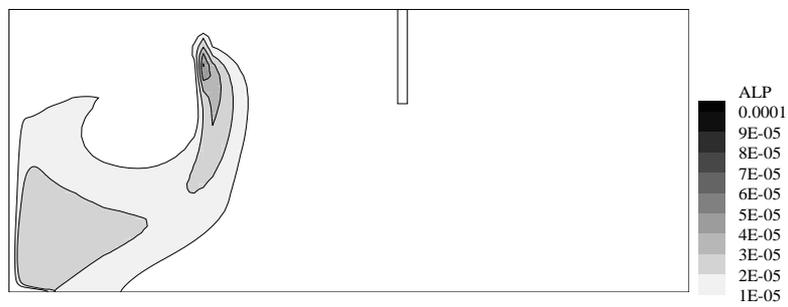


Figure 2. Contours de la fraction volumique de la phase liquide pour un débit d'aspersion de 1.2l/min et différents diamètres de goutte.

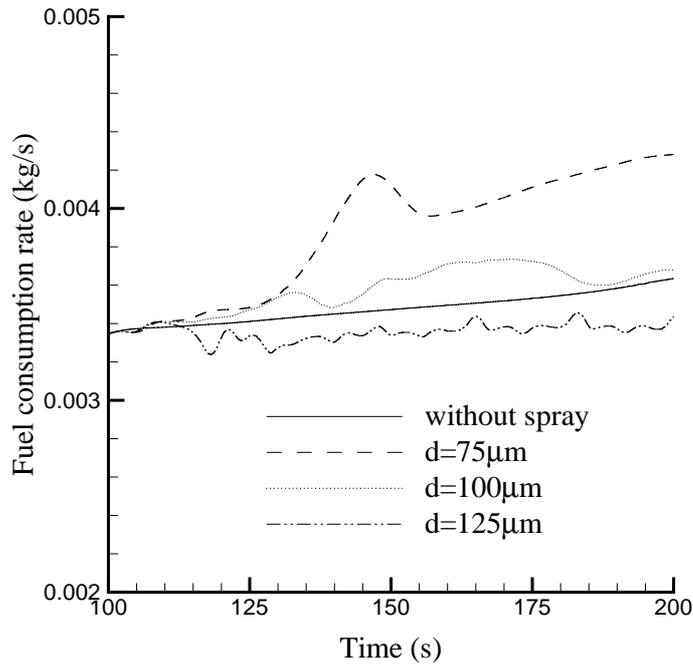


Figure 3. Evolution temporelle de la consommation de combustible pour un débit d'aspersion de 1.2l/min et différents diamètres de goutte.

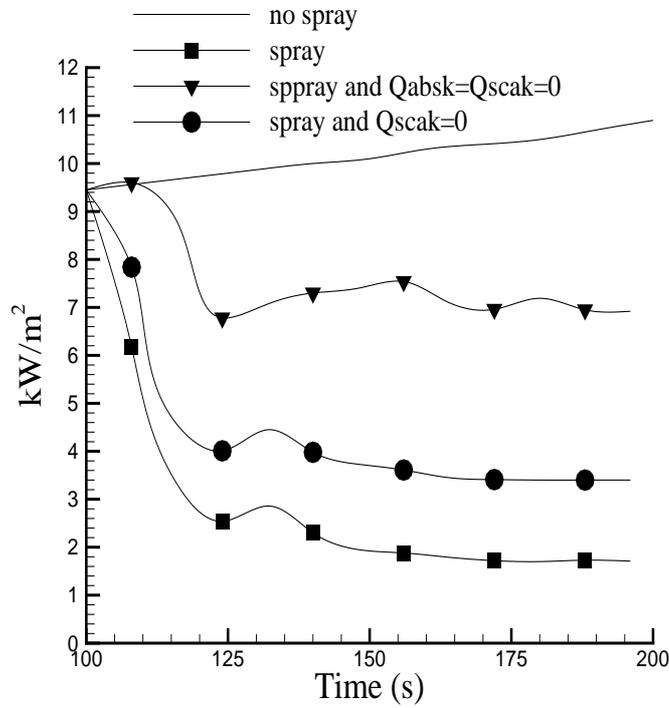


Figure 4. Evolution temporelle du flux radiatif en $x=1$ m et $y=1$ m pour un débit d'aspersion de 2.4l/min et un diamètre de 100µm et sans aspersion.

4. CONCLUSION

Pour décrire les interactions entre un feu et un brouillard d'eau, un modèle diphasique multi-classes est présenté. Le modèle radiatif inclut les contributions des suies, des produits de combustion, et des classes liquides. Les simulations montrent l'influence des caractéristiques du nuage de gouttes sur l'écoulement et les transferts radiatifs. Il apparaît que, pour de très petites gouttes, le nuage de gouttes accroît le feu. Un aspect important de cette étude numérique est, que dans le développement de modèles pour traiter les interactions entre un feu et un brouillard d'eau, la diffusion du rayonnement par les gouttes ne peut être ignorée.

REFERENCES

- [1] Ndubizu, C.C., Ananth, R., Tatem, P.A., Motevalli, V., "On Water Mist Fire Suppression Mechanisms in Gaseous Diffusion Flame", *Fire Safety Journal* 31, (1998), pp. 253-276.
- [2] Ndubizu, C.C., Ananth, R., Tatem, P.A., "The Effects of droplet bSize and Injection Orientation on Water Mist of Low and High Boiling Point Liquid Pool Fires", *Combust. Sci. Technol.* 157, (2000), pp. 63-86.
- [3] Kim, M.B., Jang, Y.J., Yoon, M.O., "Extinction Limit of a Pool Fire with a Water Mist", *Fire Safety J.* 28, (1997), pp. 295-306.
- [4] Downie, B., Polymeropoulos, C., Gogos, G., "Interaction of a Water Mist with a Buoyant Methane Diffusion Flame", *Fire Safety J.* 24, (1995), pp. 359-381.
- [5] Keramida, E.P., Karayannis, A.N., Boudouvis, A.G., Markatos, N.C., "Numerical Modeling of Radiant Attenuation Through Water Mist", *Combust. Sci. Technol.* 159, (2000), pp. 351-371.
- [6] Prasad, K., Li, C., Kailasanath, K., *Combust. Sci. Technol.* 132, (1998), pp. 325-364.
- [7] Novozhilov, V., "Computational Fluid Dynamics Modeling of Compartment Fires", *Prog. Ener. Combust. Sci.* 27, (2001), pp. 611-666.
- [8] Cox, G., "Combustion Fundamentals of Fire", Academic Press, 1995.
- [9] Moss, J.B., Stewary, C.D., Young, K.J., "Modeling Soot Formation and Burnout in high Temperature Laminar Diffusion Flame Burning Under Oxygen-Enriched Conditions", *Combust. Flame.* 101, (1995), pp. 491-500.
- [10] Consalvi, J.L., Porterie, B., Loraud, J.C., "A formal Averaging Procedure for Radiation in Particulate Media", *Int. J. Heat Mass Transfer* 45, (2002), pp. 2755-2768.
- [11] Consalvi, J.L., Porterie, B., Loraud, J.C., "On the Use of Grey Assumption for Modeling Thermal Radiation Through Water Sprays", à paraître dans *Numerical Heat Transfer*.
- [12] Leonard, B.P., "The Ultimate Conservative Difference Scheme Applied to one Dimensionnal Advection", *Comp. Methods Appl. Mech. Eng.* 88, (1991), pp. 17-74.
- [13] Chow, W.K., "Comparison of PISO and SIMPLER for Solving Pressure-Velocity Linker Equation in Simulating Compartment Fire", *Numer. Heat Transfer* 31, (1997), pp. 87-112.
- [14] Chai, J.C., Lee, H.S., Patankar, S.V., "Finite Volume Method of Radiant Heat Transfer", *J. Therm. Heat Transfer* 3, (1994), pp. 419-425.