

VI. Corrélations pour refroidissement par pulvérisation

De nombreux résultats expérimentaux de l'échange calorifique entre une surface métallique très chaude et une pulvérisation mécanique d'eau ont été publiés au cours des dernières années. On y constate de grandes différences selon la température de la paroi et pour une même température de paroi, selon les conditions de pulvérisation. Parmi les caractéristiques macroscopiques d'une pulvérisation, il faut citer : le débit total de liquide pulvérisé, la vitesse du liquide à l'orifice du pulvérisateur, la pression moyenne d'impact de la pulvérisation et la densité de débit liquide. C'est sans conteste ce dernier paramètre qui est le plus important et c'est pourquoi la plupart des corrélations existantes le font intervenir explicitement. D'après Gaugler [120], la densité de flux de chaleur extraite de la paroi vaut (en W/m^2) :

$$\dot{q}_p = 4500 (\theta_p - \theta_{sat}) \dot{m}_\ell^{1/3} \pm 10 \% \quad (II.15)$$

Avec :

$$250 < \theta_p < 450 \text{ } ^\circ C$$

$$0.7 < \dot{m}_\ell < 3.7 \text{ kg} / m^2$$

Pour la plupart des applications industrielles le domaine de validité de cette expression est trop restreint.

Müller et Jeschar [121] ont étudié le refroidissement de plaques d'acier verticales par des pulvérisations d'eau. Leur objectif était de simuler le refroidissement secondaire d'une coulée continue. Leurs mesures sont synthétisées par l'expression suivante :

$$\dot{q}_p = \Gamma \varepsilon_p (T_p^4 - T_{env}^4) + [10 v_0 + (107 + 0.688 v_0) \dot{m}_\ell] [T_p - T_{sat}] \pm 12 \% \quad (II.16)$$

Pour autant que :

$$973 < T_p < 1473 \text{ } K$$

$$11 < v_0 < 32 \text{ m} / s$$

$$0.3 < \dot{m}_\ell < 9 \text{ kg} / m^2 s$$

Il faut remarquer que cette relation fait intervenir à la fois la densité de débit liquide pulvérisé $\dot{m}_\ell$ et la vitesse du liquide à l'orifice v_0 .

Pour Yanagi [122] , le refroidissement de tôles sous des jets pulvérisés obéit à la corrélation expérimentale :

$$\dot{q}_p = 1.10 \cdot 10^5 (\dot{m}_\ell)^{0.7} \left(\frac{\theta_\ell}{26} \right)^{-0.54} \quad (\text{II.17})$$

Notons que dans cette formule la température de la paroi chaude n'apparaît pas, et que plus la température du liquide θ_ℓ croît, plus q_p décroît. Une série de mesures ont été effectuée de la densité de flux calorifique extrait d'une plaque horizontale en acier inoxydable (A.I.S.I.309 S).

$$\dot{q}_p = 423 (\dot{m}_\ell)^{0.55} (T_p - T_\ell) \pm 17 \% \quad (\text{II.18})$$

Pour une aspersion verticale dirigée vers le bas à condition que :

$$900 < T_p < 1200 \text{ K}$$

$$1 < \dot{m}_\ell < 7 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s}$$

Pour une aspersion verticale dirigée vers le haut :

$$\dot{q}_p = 360 (\dot{m}_\ell)^{0.55} (T_p - T_\ell) \quad (\text{II.19})$$

Lorsque

$$1000 < T_p < 1300 \text{ K}$$

$$0.8 < \dot{m}_\ell < 2.5 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s}$$

Ces densités de flux sont proches de celles de Nozaki et alii [45]:

$$\dot{q}_p = 333 (\dot{m}_\ell)^{0.55} (T_p - T_\ell) \quad (\text{II.20})$$

De l'analyse de ces résultats expérimentaux, il ressort que la densité de flux de chaleur extraite varie proportionnellement à $\dot{m}_\ell^{0.5 \dots 0.7}$, ce qui montre que l'on n'a pas intérêt à accroître toujours davantage le débit surfacique d'eau.

De telles corrélations globales peuvent servir de guides pour le dimensionnement d'installations de refroidissement. Elles ne permettent toutefois pas d'expliquer les phénomènes physiques apparaissant lors de l'aspersion de parois très chaudes. Pour tenter une approche plus fondamentale, il faut connaître les caractéristiques microscopiques de la pulvérisation : diamètres et vitesses des gouttes pulvérisées ainsi que leur concentration spatiale. La détermination de ces grandeurs nécessite le recours à des techniques élaborées telles que la

photomicrographie ou la vélocimétrie laser. Il est alors possible d'obtenir pour chaque pulvérisation considérée les spectres de distribution des diamètres et de répartition de vitesses des gouttes.

La plupart des gouttes pulvérisées entrant en collision avec une paroi chaude se fractionnent en un grand nombre de petites gouttelettes. Ce fractionnement se produit lorsque le nombre de Weber de la goutte est supérieur à une valeur critique égale à 80.

Des films rapides (7 000 images par seconde) ont permis de détailler les différents stades d'évolution de cette rupture. Peu après l'impact, un film liquide continu entoure une zone centrale plus compacte en forme de dôme. Ce dernier ne subsiste plus alors qu'un film liquide qui devient peu à peu instable puis se brise en une multitude de gouttelettes. Les évolutions temporelles du diamètre du dôme d_D et du film d_F ont pu être mises en évidence et sont données par les expressions suivantes :

$$\left(\frac{d_D}{d} \right)^2 = 6.97 \tau (1 - \tau) \quad \text{Et} \quad \frac{d_F}{d} = 1.67 (3.1\tau - \tau^2) \quad (\text{II.21})$$

Où τ est un temps adimensionnel qui vaut t/t^+ .

Un modèle théorique a été proposé [45] et il se base sur ce comportement de la goutte et comporte deux étapes : d'abord l'évaluation de l'énergie calorifique Q_i extraite par une goutte unique de diamètre et de vitesse connus, ensuite le calcul de l'accumulation des échanges individuels afin d'obtenir l'effet d'ensemble de la pulvérisation. Il suppose trois modes d'échange calorifique

- a) par contact direct liquide-paroi sous la zone centrale du dôme de chaque goutte
- b) par conduction à travers le film de vapeur qui se forme à la périphérie sous le film annulaire
- c) par rayonnement entre la paroi et l'environnement.

La densité de flux de chaleur prédite théoriquement peut s'écrire dans le cas d'une aspersion verticale dirigée vers la face supérieure d'une plaque horizontale en acier inoxydable :

$$\dot{q}_p = \Gamma \varepsilon_p (T_p^4 - T_{env}^4) + 0.86 \sqrt{k_p \rho_p c_p} (T_p - T_\ell) \sum_i \frac{d_i^{2.5}}{u_{\ell ni}^{0.5}} x_i \quad (\text{II.22})$$

Dans cette relation apparaît la somme étendue à toutes les classes de la pulvérisation des nombres x_i de gouttes de chaque classe entrant en collision par unité de temps avec l'unité de surface de paroi.

La comparaison de cette expression avec les résultats expérimentaux montre un écart relatif inférieur à 20 % pour les cas étudiés.

Il est important de souligner que, d'après cette approche théorique, à densité de débit d'eau fixée, les gouttes dont le diamètre est compris entre 200 et 400 microns élimine le plus de chaleur de la paroi [45]. On note que l'efficacité n'est pas relative aux plus petites et aux plus grosses gouttes.

Le tableau II.3 résume quelques Relations obtenues par différents auteurs pour le transfert thermique par impact d'une goutte ou d'un train de goutte.

D'autres auteurs ont étudié le refroidissement par impact d'un spray sur une surface chaude en régime d'ébullition en film de vapeur. Le tableau II.4 regroupe les principales relations sur le flux de chaleur et l'efficacité du refroidissement obtenue dans cette configuration. Les paramètres du spray pouvant influencer le refroidissement sont : le diamètre statistique d_{10} ou d_{32} , la vitesse moyenne u , le débit surfacique, ou encore le nombre de Weber W_{esp} et le nombre de Reynolds Re_{sp} basés sur les caractéristiques du spray. La température de la surface (indice « w »), ainsi que les propriétés physiques de celle-ci et celles du liquide de refroidissement (indice « L ») interviennent également.

Dans le cas de l'impact d'un spray mono dispersé en diamètre, Deb et Yao [123] ont obtenus une relation analytique pour l'efficacité du refroidissement dans la gamme $W_{esp} \in [40 ; 80]$ et $Q''_v \in [0.3 ; 2] \text{ L.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Pour des refroidissements allant du régime de refroidissement transitoire au régime d'ébullition en film de vapeur c'est-à-dire $T_w \in [140 ; 600] ^\circ\text{C}$ pour de l'eau, l'efficacité du refroidissement croît avec le nombre de Weber [45].

Le flux de chaleur surfacique q''_T et l'efficacité de refroidissement ε_T permettent respectivement de quantifier et de qualifier le refroidissement. L'efficacité de refroidissement correspond au rendement de ce dernier par rapport au spray utilisé, c'est-à-dire à la part de la consommation liquide réellement utile au refroidissement. Elle s'écrit comme le rapport entre le flux de chaleur réelle et le flux de chaleur maximal que peut idéalement extraire le spray (Eq II.23).

Lorsqu'une goutte interagit avec une paroi à haute température, la goutte est soumise à trois types de flux de chaleur. Ces différents échanges sont schématisés sur la figure II.32 dans le cas d'une goutte de température initiale T_L interagissant avec une paroi chaude de température T_w .

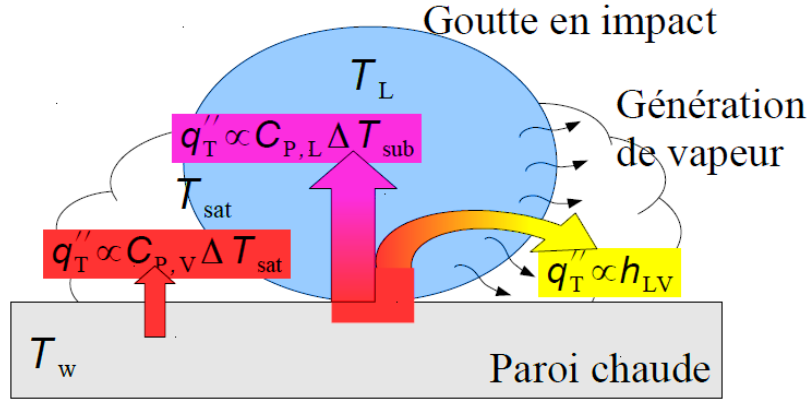


Fig. II.32 Schéma illustrant les trois formes de transfert de chaleur entre une goutte et une surface chaude. Chaque terme, exprimé en énergie massique $[J.kg^{-1}]$, correspond à un terme du dénominateur de l'équation II.23.

Le premier terme (violet) correspond au flux de chaleur sensible vers le liquide lorsque sa température s'élève de ΔT_{sub} entre sa température initiale T_L et sa température de saturation T_{sat} . Le second terme (jaune) correspond au flux de chaleur prélevé pour assurer le changement de phase d'une fraction du liquide. Le troisième terme (rouge) correspond au flux de chaleur sensible acquis par la vapeur qui subira une surchauffe $\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$. Dans le cas limite où tout le liquide participe à ces trois phases d'échanges, on obtient un flux de chaleur maximal que peut extraire le liquide pour une température initiale T_L et une température de paroi T_w . Ainsi, l'efficacité de refroidissement d'un spray dont le débit surfacique de liquide est Q_V'' peut s'écrire selon l'équation II.23.

$$\varepsilon_T = \frac{q_T''}{\rho_L Q_V'' (C_{P,L} \Delta T_{sub} + C_{P,V} \Delta T_{sat})} \quad (II.23)$$

Tableau II.3 Récapitulation des relations obtenues par différents auteurs pour le transfert thermique par impact d'une goutte ou d'un train de goutte. Les indices « sd » et « ss » correspondent au type d'élément liquide pour lequel est calculé la grandeur, avec respectivement une goutte seule ou un train de gouttes. [2].

Nom de la corrélation et références des auteurs	Grandeur corrélée	Corrélation
$\mathcal{E}_{T-sd}^{Bolle \& M}$: bolle et moreau [124]	Expérience d'impact d'une goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :	
	Eau, $We \in [1;1500]$, $T_w \in [(800);1200]^\circ C$	
	Energie extraite par l'impact d'une goutte	$E_{T-sd}^{Bolle \& M} = 0.82 (\lambda_w \rho_L C_{p,L})^{0.5} (T_w - T_L) \frac{d^{2.5}}{\sqrt{u}}$
$\mathcal{E}_{T-ss}^{Tak}$: Takeuchi et al. [125]	Expérience d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :	
	Eau, $d \in [290;560] \mu m$, $u \in [2.2;4.8] m.s^{-1}$ $f \in [10;100] s^{-1}$, $We \in [22;210]$, $T_w \in [600;1000]^\circ C$	
	Flux de chaleur extrait par un train de gouttes	$q_{T-ss}^{Tak} \alpha f^{0.95} u^{0.65} d^{2.62}$
$\mathcal{E}_{T-ss}^{B \& M}$: Bernardin et Medawar [100]	Expérience d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :	
	Eau, $d \in [240;1000] \mu m$, $u \in [1.2;7] m.s^{-1}$ $f \in [500;12000] s^{-1}$, $We \in [20;200]$, $T_w \in [200;400]^\circ C$	
	Flux de chaleur extrait par un train de gouttes	$q_{T-ss}^{B \& M} = 383 .6 \Delta T^{0.912} d^{0.912} d^{0.996} u^{0.254}$
$\mathcal{E}_{T-sd}^{Issa}$: Issa et Yao [126]	Expérience d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition en film de vapeur :	
	Eau, $d \in [200;482] \mu m$, $u \in [2;10] m.s^{-1}$ $f \in [50;10816] s^{-1}$, $We \in [10;650]$, $T_w \in [255;621]^\circ C$	
	Efficacité de refroidissement rapportée à une goutte	$\mathcal{E}_{T-sd}^{Issa 1} = 3.771 \times 10^{-3} We^{0.691} e^{-9.079 E - 4 We}$
$\mathcal{E}_{T-sd}^{Issa 2}$	Expérience d'impact d'un train de goutte en régime d'ébullition nucléée :	
	Efficacité de refroidissement rapportée à une goutte	$\mathcal{E}_{T-sd}^{Issa 2} = 9.844 E - 2 We^{0.3428}$

Tableau II.4 Principales relations sur le flux de chaleur et l'efficacité de refroidissement [2].

Auteurs	Corrélation et gammes de validités
$\varepsilon_{T-sp}^{D \& Y}$: Deb et yao [123]	$\varepsilon_{T-sp}^{D \& Y} = 0.02729 \exp \left(\frac{0.081 \sqrt{\ln (We_{sp} / 35 + 1)}}{(B + S / 60.5)^{1.5}} \right) + 0.21085 KB \exp \left(\frac{-90}{We + 1} \right) \text{ Avec :}$ $B = C_{pV} (T_w - T_{sat}) / h_{LV}, K = \lambda_{vap} / (C_{p,vap} \mu_{vap}), S = \frac{(\lambda \rho C_p)_w^{0.5}}{(\lambda \rho C_p)_{Steel}^{0.5}} - 1$
Eau	
Gammes :	
$d \approx 300 \mu m, \bar{u} \in [3;4] m.s^{-1}, We \in [40;80]$ $Q_v'' \in [0.3;2] L.m^{-2}.s^{-1}, T_w \in [150;600] ^\circ C$	
$q_{T-sp}''^{Klinzing}$: Klinzing et al. [127]	$Q_v'' \in [0.58;3.5] L.m^{-2}.s^{-1} : q_{T-sp}''^{Klinzing} = 63.25 \Delta T_w^{1.691} Q_v''^{0.264} d_{32}^{-0.062}$ $Q_v'' \in [3.5;9.96] L.m^{-2}.s^{-1} : q_{T-sp}''^{Klinzing} = 1.413 E 5 \Delta T_w^{0.461} Q_v''^{0.566} u^{-0.639}$
Eau	
Gammes :	
$d_{32} \in [0.137;1350] \mu m, \bar{u} \in [10.1;29.9] m.s^{-1}, We \in [200;20000]$ $T_w > T_{leid}$	
$q_{T-sp}''^{B \& M}$: Bernardin et Mudawar [100]	$q_{T-sp}''^{B \& M} = \rho_L h_{LV} Q_v'' \varepsilon_{T, sd} \left(1 - \frac{Q_v''}{Q_{v,dense}''} \right) + 1720 \Delta T_w^{0.12} d_{32}^{-1.004} \bar{u}^{-0.746} \frac{(Q_v'')^2}{Q_{v,dense}''}; \text{ Avec}$ $\varepsilon_{T, sd} = \frac{3.68 E 4}{\rho_L h_{LV}} \Delta T^{1.691} d_{32}^{-0.062} \text{ et } Q_{v,dense}'' = 5 L.s^{-1}.m^{-2}$
Eau	
Gammes :	
$d \in [250;1002] \mu m, \bar{u} \in [1.0;10] m.s^{-1}, We \in [20;200]$ $Q_v'' \in [0.175;2.63] L.m^{-2}.s^{-1}, T_w \in [180;380] ^\circ C$	
$\varepsilon_{T-sp}^{Y \& C-Re}$: $\varepsilon_{T-sp}^{Y \& C-We}$:	$Re_{Q_v''} \in [0.002;50];$ $\varepsilon_{T-sp}^{Y \& C-Re} = 2.5 E^{-4} \left[Re_{Q_v''} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-1.05} + 2.5 E^{-2} \left[Re_{Q_v''} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.5}$ $We_{Q_v''} \in [6 E^{-10};3 E^{-6}];$
Yao et Cox [128]	$\varepsilon_{T-sp}^{Y \& C-Re} = 8 E^{-7} \left[We_{Q_v''} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.62} + 3.5 E^{-3} \left[We_{Q_v''} \frac{T_{sat}}{\Delta T_{sub} + \Delta T_{sat}} \right]^{-0.2}$
Eau	
Gammes :	
$d \in [130;25 E + 3] \mu m, \bar{u} \in [(0.6;7.3);20] m.s^{-1}, We \in [100;3659]$ $Q_v'' \in [(0.016;2.05);50] L.m^{-2}.s^{-1}, T_w \in [300;800] ^\circ C$	

VII. Synthèse du chapitre

- Le refroidissement par pulvérisation est une solution efficace qui présente un potentiel énorme pour la gestion des flux de chaleur élevés dans les composants électroniques de grande puissance tels que les superordinateurs, les lasers et les radars et plusieurs autres applications industrielles. Le refroidissement par pulvérisation présente plusieurs avantages par rapport aux autres techniques de refroidissement. Comparé au refroidissement par air et au refroidissement par impact de jet, le refroidissement par pulvérisation possède une capacité élevée d'élimination du flux de chaleur.
- Quatre principaux mécanismes de transfert de chaleur sont impliqués dans le refroidissement par spray. Il s'agit (1) de l'évaporation de la surface du film liquide, (2) de la convection forcée résultant de l'impact de gouttelettes sur la surface chauffée, (3) de l'augmentations des zones de nucléation sur la surface chauffée, et enfin (4) la présence de sites de nucléation secondaires à la surface des gouttelettes de pulvérisation.
- Semblable à la courbe d'ébullition en piscine, la courbe de transfert de chaleur du refroidissement par pulvérisation peut être divisée en quatre régimes : régime monophasé, régime d'ébullition nucléée, régime d'ébullition de transition et régime d'ébullition du film.
- L'un des plus grands défis de l'étude du refroidissement par pulvérisation est l'incapacité de contrôler ces paramètres de manière indépendante et précise. Par exemple, le flux massique peut être augmenté en augmentant la pression différentielle dans une buse de pression. Cependant, cette augmentation de pression affecte fortement la rupture des gouttelettes ; modifier complètement la taille, le nombre et la vitesse des gouttelettes.
- Le flux de chaleur augmente avec l'augmentation de l'angle de pulvérisation. L'amélioration du refroidissement par pulvérisation inclinée est attribuée à un meilleur drainage du liquide grâce à l'élimination de la zone de stagnation qui apparaît au centre lors d'un impact de pulvérisation normal.

- Si la buse est très proche de la surface, les valeurs de HTC ne sont pas les plus élevées. Cependant la chaleur totale extraite est la plus grande pour la hauteur de pulvérisation la plus éloignée.
- L'augmentation de la pression entraîne une meilleure densité d'impact du liquide ainsi qu'un coefficient de transfert de chaleur élevé. Par conséquent les flux thermiques maximaux correspondent aux coefficients maximaux de transfert thermique.
- Plus l'angle de pulvérisation est grand, plus la répartition de la température de surface devient uniforme. Ainsi, augmenter l'angle de pulvérisation peut contribuer dans une certaine mesure à l'uniformité et l'efficacité du refroidissement.
- Lorsque la rugosité de la surface diminue, le CHF (flux de chaleur critique) augmente. Améliorer le refroidissement par pulvérisation en modifiant la structure de la surface est une approche efficace et peu coûteuse, qui bénéficie d'une gestion optimale des liquides et d'une amélioration de l'efficacité du refroidissement local.

L'effet des paramètres hydrodynamiques sur le refroidissement par pulvérisation bi-phasique a été largement étudié. Cependant leurs effets sur le refroidissement monophasique sont rarement considérés.