

# Analyse des mécanismes fondamentaux intervenant lors de la condensation en gouttes

Jérémie LETHUILLIER<sup>1</sup>, Marc MISCEVIC<sup>1</sup>, Pascal LAVIEILLE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire PLASMA et Conversion d'Énergie (LAPLACE)

UMR CNRS 5213 - Université Paul Sabatier (UPS) - 118, route de Narbonne - 31062 Toulouse Cedex 9.

**Résumé** - La condensation en gouttes est un régime particulièrement efficace dans l'optique de gérer d'importants flux de chaleur. La modélisation des transferts de masse et de chaleur passe par la connaissance de la distribution de la taille des gouttes. Expérimentalement, il est très difficile d'obtenir cette distribution, notamment celle des plus "petites" gouttes (inférieures à quelques microns). Celle-ci est communément déterminée à l'aide d'une approche statistique. Afin de valider cette approche, un modèle numérique de suivi d'individus a été développé. Les résultats obtenus sont conformes aux distributions des gouttes de "grandes" tailles (gouttes observables expérimentalement) disponibles dans la littérature. En revanche, la distribution des gouttes de "petites" tailles n'est pas en accord avec celle obtenue par les modélisations disponibles dans la littérature, toutes basées sur une approche statistique. En s'appuyant sur les résultats de l'étude réalisée avec le modèle individu-centré, une nouvelle formulation de l'approche statistique est proposée.

## Nomenclature

$r$	Rayon de courbure, m		
$N_s$	Densité de site de nucléation, $m^{-2}$		<i>Indices et exposants</i>
$G$	Vitesse de croissance des gouttes, $m \cdot s^{-1}$	$a$	apparition
$n$	Distribution des "petites" gouttes, $m^{-2} \cdot m^{-1}$	$b$	balayage
$N$	Distribution des "grosses" gouttes, $m^{-2} \cdot m^{-1}$	$c$	coalescence
$A$	Surface, $m^2$	$d$	disparition
$N_{ns}$	nombre de site de nucléation	$l$	liquide
$S$	Taux de renouvellement par balayage, $m^2 \cdot s^{-1}$	$max$	maximum
		$min$	minimum
		$sat$	saturation
<i>Symboles grecs</i>		$t$	traitement
$\theta$	Angle de contact d'avancée, rad		
$\tau$	Temps caractéristique, s		
$\delta t$	pas de temps, s		

## 1. Introduction

La condensation est rencontrée dans de nombreuses applications, telles que la production d'énergie, la climatisation ou encore la récupération d'eau. Il existe 2 types de régime de condensation : la condensation en gouttes et la condensation en film. Au début des années 1900, les expériences de Schmidt et al [1] sur la condensation en gouttes ont mis en évidence des coefficients de transfert supérieurs d'un ordre de grandeur par rapport à la condensation en film.

La modélisation du régime de condensation en gouttes nécessite 2 modèles distincts : un modèle de transfert au travers d'une goutte unique et un modèle de la distribution de la taille des gouttes. Le modèle des transferts au travers d'une goutte unique communément utilisé est basé sur la prise en compte de 4 résistances thermiques entre le substrat et la phase vapeur liées respectivement i) au dépôt induit par le traitement de surface, ii) à la conduction dans le liquide, iii)

à la résistance de l'interface liquide-vapeur et iv) à la modification des conditions de saturation induite par la courbure de l'interface [2]. En ce qui concerne la distribution de la taille des gouttes, on rencontre 2 types d'approche dans la littérature. Une approche statistique, largement utilisée, qui décompose la distribution en 2 parties distinctes : une distribution des "grosses" gouttes déterminée à l'aide d'une loi semi-empirique et une distribution des "petites" gouttes obtenue à partir d'une modélisation statistique.

Une seconde approche, dite individu-centrée, propose de modéliser chacune des gouttes en suivant son cycle de vie : nucléation, croissance, coalescence et évacuation. Les résultats des études utilisant cette seconde approche sont en accord avec les distributions obtenues expérimentalement (c'est à dire avec les distributions des gouttes de taille supérieure à quelques microns). En revanche, pour les gouttes plus petites, aucune donnée de référence de la distribution des tailles n'est encore disponible. Il s'agit d'un problème important car les "petites" gouttes (dans la plage de quelques nanomètres à quelques micromètres) comptent pour une part non-négligeable dans les transferts de chaleur [3].

Dans un premier temps, une analyse de l'approche statistique est réalisée, en particulier sur la modélisation de la distribution des gouttes de "petites" tailles. Puis une présentation du modèle individu-centré est effectuée. Les 2 approches sont ensuite comparées et analysées. Enfin, une étude des mécanismes intervenants dans le renouvellement de la surface est proposée.

## 2. Analyse de l'approche statistique

Dans cette approche, les gouttes sont séparées en 2 classes distinctes en fonction de leurs mécanismes de croissance respectif. Les "petites" gouttes croissent uniquement par condensation de la vapeur alors que les "grosses" gouttes croissent principalement par coalescence avec d'autres gouttes. Afin de distinguer, ces 2 classes de gouttes, on définit un rayon  $r_e$  correspondant à la distance moyenne entre 2 sites de nucléation. On peut relier ce rayon  $r_e$  à la densité de site de nucléation  $N_s$ . Dans le cas où le substrat est hydrophile,  $r_e = \frac{1}{\sin(\theta)\sqrt{(4N_s)}}$  et  $r_e = \frac{1}{\sqrt{(4N_s)}}$  pour un substrat hydrophobe. Pour la distribution des "grosses" gouttes, la plupart des auteurs utilisent la loi semi-empirique de Rose et Glicksman [4] :

$$N(r) = \frac{1}{3\pi r r_{max}} \left( \frac{r}{r_{max}} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (1)$$

Où  $r_{max}$  correspond au rayon à partir duquel une goutte commence à bouger sur la surface. Sa valeur dépend de la configuration étudiée (surface inclinée, gradient de mouillabilité, cisaillement, ...). Cette loi a été validée expérimentalement par de nombreux auteurs [5, 6, 7].

La distribution des "petites" gouttes est déterminée à partir de l'équation différentielle proposée par Wen [8] basée sur un bilan du nombre de gouttes dans une classe de rayon donnée : le nombre de gouttes entrant dans la classe de taille  $\delta r$  autour de  $r$  est égal au nombre de gouttes quittant la classe (en raison de leur croissance) additionné par le nombre de disparition (en raison du balayage par les grosses gouttes en mouvement). En considérant une largeur de classe  $\delta r$  tendant vers 0, l'équation différentielle suivante est obtenue [8] :

$$\frac{d}{dr} (G(r)n(r)) + \frac{n(r)}{\tau} = 0 \quad (2)$$

Avec  $n(r)$  la distribution de la taille des gouttes plus petite que  $r_e$ ,  $G(r) = \frac{dr}{dt}$  la vitesse de croissance par condensation de la vapeur [2] et  $\tau$  correspondant au temps nécessaire pour re-

nouveler l'intégralité des gouttes d'une classe donnée. Les auteurs attribuent ce renouvellement au balayage par les grosses gouttes en mouvement. La valeur de ce temps caractéristique est ainsi supposée constante quel que soit  $r$ .

Pour résoudre cette équation différentielle (2) sans la connaissance de  $\tau$ , il est nécessaire de fixer deux conditions aux limites. Celles-ci sont imposées en  $r = r_e$ , en considérant la continuité de la distribution et de sa dérivée.

$$n(r_e) = N(r_e) \quad (3)$$

$$\left( \frac{d \log n(r)}{d \log r} \right)_{r_e} = \left( \frac{d \log N(r)}{d \log r} \right)_{r_e} = -\frac{8}{3} \quad (4)$$

On peut d'ores et déjà faire quelques commentaires concernant cette approche. Premièrement, la condition aux limites pour obtenir la valeur du taux de renouvellement par balayage  $\tau$  est basée sur la pente d'une loi semi-empirique, dans une zone où les données sont difficiles à collecter expérimentalement (taille de goutte proche d'un micron).

Par ailleurs, la distribution de taille de goutte  $n(r)$  peut être calculée mais comme aucune donnée n'est encore disponible, elle ne peut pas être validée. De telles données semblent très difficiles à obtenir expérimentalement car une très haute résolution optique serait nécessaire pour pouvoir mesurer la taille des gouttes de plusieurs ordres de grandeur de moins que le champ de visualisation. Ainsi, pour obtenir des données de référence de la distribution de taille des petites gouttes qui peuvent être comparées aux résultats de l'approche statistique, une modélisation de type individu centré a été développée et est détaillée dans la section suivante.

### 3. Modélisation de type individu centré

Dans cette approche, une unique population de goutte est considérée. L'objectif étant de ne plus s'appuyer sur le modèle semi-empirique de la distribution des "grosses" gouttes. Dans un premier temps, on impose un nombre  $N_{ns} = N_s \times A$  de sites de nucléation uniformément répartis sur une grille régulière de surface  $A$ . Les résultats détaillés ci-dessous ont été obtenus en considérant une densité de sites de nucléation  $N_s = 1,5625 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-2}$ , conduisant à un pas d'espace de  $8 \mu\text{m}$  entre deux sites de nucléation consécutifs. Ce pas d'espace est analogue au double du rayon  $r_e$  dans l'approche statistique car deux gouttes dont le rayon est inférieur à la moitié du pas d'espace ne peuvent pas coalescer tant que la grille est régulière. Cependant, afin d'être plus représentatif de la distribution des sites de nucléation sur un substrat réel, une perturbation aléatoire est appliquée sur la position de chacun de ces sites pour rendre leur distribution hétérogène. Une fois réparties de façon aléatoire, les positions des sites de nucléation sont maintenues fixes pendant toute la durée de la simulation numérique.

L'algorithme utilisé dans cette seconde approche est présenté sur la figure 1. Initialement, une goutte de rayon  $r_{min}$  est placée sur chacun des sites de nucléation. La distribution de la taille des gouttes est déterminée en suivant l'évolution temporelle de toutes les gouttes sur la surface, chaque goutte étant caractérisée par son rayon  $r$  et son couple de coordonnées  $(x, y)$ . Pendant les intervalles de temps où aucune coalescence ne se produit, il n'est pas nécessaire de discrétiser l'évolution temporelle car la croissance de chaque goutte est connue [2]. Le pas de temps  $\delta t$  est donc calculé à chaque itération et correspond au temps qui s'écoulera avant le prochain phénomène de coalescence. Si ce temps écoulé avant la prochaine coalescence est trop faible, le pas de temps est imposé à une valeur constante  $\delta t_{min}$  aussi petite que possible mais permettant que le temps de calcul ne devienne pas trop important. Les paires de gouttes qui entrent en contact coalescent, formant instantanément une nouvelle goutte dont le rayon est

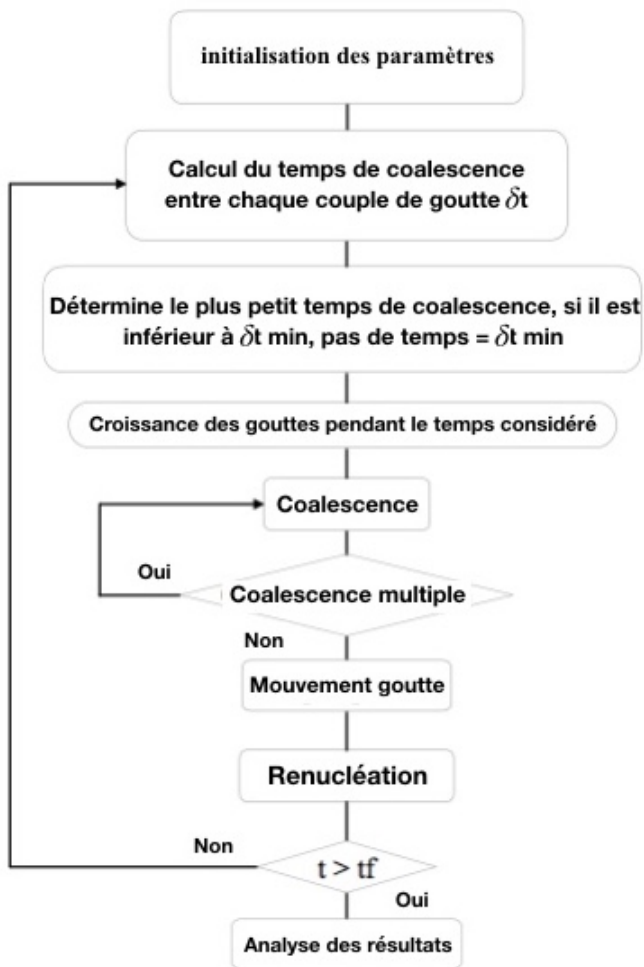


Figure 1 : Algorithme de type individu centré

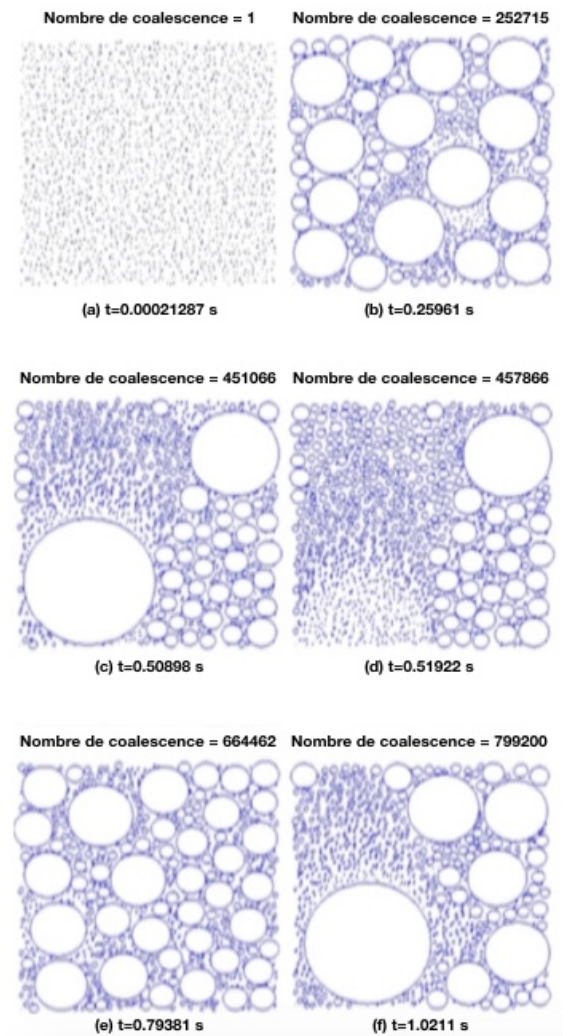


Figure 2 : Exemples de distribution obtenue à différents instants ( $N_{ns} = 2025$ ,  $\delta t_{min} = 10^{-5}s$ ,  $\theta = 85^\circ$ ,  $r_{max} = 65\mu m$ ,  $\Delta T = 1K$ )

simplement déterminé par la conservation du volume total. La goutte ainsi formée est placée au centre de masse des deux gouttes impliquées dans la coalescence. Ce déplacement, même s'il est faible, peut engendrer d'autres coalescences. Ainsi, une partie de l'algorithme teste si des coalescences en cascade se produisent. Une fois que toutes les coalescences ont eu lieu, les sites de nucléation sont vérifiés afin de déterminer ceux qui sont disponibles. Si la position d'un des sites n'est pas recouverte par une goutte, un nucleus est placé avec un rayon  $r = r_{min}$ . Enfin, pour être représentatif d'une configuration expérimentale où une force externe est imposée aux gouttes (force de gravité dans le cas d'une surface inclinée, force de cisaillement dans le cas d'un flux de vapeur forcé), les gouttes ayant atteint une valeur imposée  $r_{max}$  sont mises en mouvement dans une direction imposée avec une vitesse constante.

Les valeurs des différents paramètres du modèle détaillé ci-dessus sont imposées de manière à obtenir un temps de calcul raisonnable (quelques jours). Tout d'abord, la surface est imposée à  $A = 360 \times 360 \mu m$ , correspondant à un nombre de sites de nucléation  $N_{ns} = 2025$ . Le pas de temps minimum  $\delta t_{min}$  est fixé à  $10^{-5}s$ . L'insensibilité des résultats à ce pas de temps a été vérifiée.

La figure 2 montre un exemple des différentes étapes de la simulation avec cet ensemble de paramètres. Sur la figure 2.a, la croissance des gouttes vient de commencer, de sorte qu'il n'y a pas eu de coalescences. Quelques dixièmes de seconde plus tard, le nombre de coalescences est supérieur à 200 000 (figure 2.b). Sur la figure 2.c, une goutte a atteint le rayon  $r_{max}$  et commence ainsi à balayer le substrat. De nouveaux nuclei apparaissent alors sur la zone balayée, elles croissent rapidement car la résistance thermique des petites gouttes est faible (Figure 2.d) et le cycle recommence (Figures 2.e et 2.f).

#### 4. Comparaison des distributions obtenues par chacune des approches

La comparaison de la distribution de la taille des gouttes obtenue à partir de l'approche statistique et du modèle individu-centré est présentée sur la figure 3. La frontière entre les "petites" et les "grosses" gouttes du modèle statistique se situe à  $r_e = 4\mu m$ . On observe un bon accord entre la distribution de la taille des "grosses" gouttes de Rose et Glicksman (Eq.1) (gouttes ayant des rayons supérieurs à  $r_e$ ) et celle obtenue avec la simulation numérique.

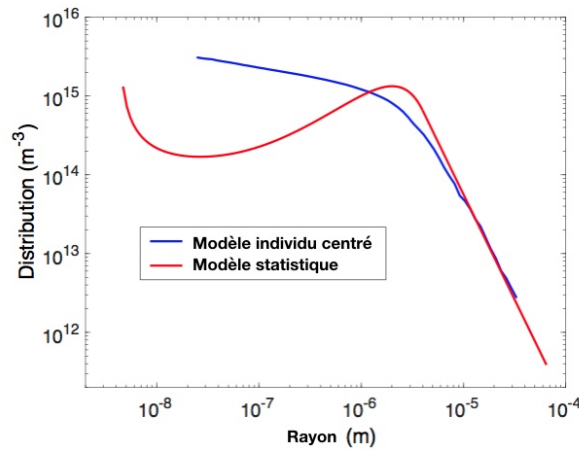


Figure 3 : Comparaison des distributions obtenues par les deux approches ( $N_{ns} = 2025$ ,  $\delta t_{min} = 10^{-6}s$ ,  $\theta = 85^\circ$ ,  $r_{max} = 65\mu m$ ,  $\Delta T = 1K$ ).

Ce modèle est donc prédictif en ce qui concerne la distribution des "grosses gouttes", ce qui nous donne confiance dans l'approche développée.

En revanche, les distributions des "petites" gouttes (de rayon inférieur à  $r_e$ ) sont très différentes d'une approche à l'autre, avec un écart pouvant aller jusqu'à plus d'un ordre de grandeur. De plus, les valeurs de la distribution et de sa dérivée en  $r = r_e$  sont sensiblement différentes. Etant donné que le modèle individu-centré donne des valeurs correctes (sur la base du fait qu'il a été validé par rapport à la distribution des "grosses" gouttes), on peut en déduire que le modèle statistique, bien qu'il soit largement utilisé dans la littérature, ne modélise pas correctement la distribution des "petites" gouttes (au moins dans la configuration étudiée ici). La section suivante propose une explication concernant l'incapacité du modèle statistique à prédire correctement la distribution des petites gouttes.

#### 5. Temps caractéristique de renouvellement de la surface

Le temps caractéristique  $\tau$  dans l'équation (2) représente le temps nécessaire pour renouveler la population d'une classe de largeur  $dr$  centrée sur  $r$ . Les différentes études disponibles sup-

posent que ce temps est uniquement lié au phénomène de balayage. Cela signifie que ce temps de renouvellement est le même quelle que soit la classe de goutte considérée.

Les différences observées sur les distributions des gouttes de "petites" tailles (fig 3) peuvent s'expliquer par le caractère très discriminant de cette hypothèse. Afin de comparer les deux approches, le temps caractéristique  $\tau$  est calculé pour chacune des classes à partir de l'équation 2 en utilisant les données numériques obtenues à partir du modèle individu-centré en considérant tous les types de coalescences (c'est à dire à la fois les coalescences issues d'un balayage et celles issues de la croissance de deux gouttes statiques). La figure 4 présente les variations de  $\tau$  en fonction de  $r$  (courbe bleue). Le temps caractéristique  $\tau$  varie de  $2.10^{-4}s$  pour une goutte d'environ  $0.1\mu m$  de rayon à plus de  $1s$  pour des gouttes proches de  $r_{max}$  (les oscillations observées pour les plus grosses gouttes sont liées au fait que la population devient de moins en moins importante au sein d'une même classe lorsque le rayon se rapproche de  $r_{max}$ ). Le modèle statistique prédit quant à lui un  $\tau$  constant de l'ordre de  $10^{-2}s$ . Il a déjà été démontré qu'avant qu'une goutte n'atteigne un rayon donné, un très grand nombre de coalescences a eu lieu. Le nombre de coalescences est d'autant plus important que le rayon  $r$  de la classe considérée est petit. Il est relativement intuitif que  $\tau$  ne soit pas constant mais soit une fonction de  $r$ .

Pour analyser le rôle des différents mécanismes impliqués dans la variation de  $\tau$ , on peut les introduire dans l'équation de bilan proposée par Wen [8] :

$$AG_1n_1dt = AG_2n_2dt - S\bar{n}dt\delta r \quad (5)$$

Où  $AG_1n_1dt$  (respectivement  $AG_2n_2dt$ ) est le taux de gouttes entrant (respectivement sortant) dans la classe de taille de goutte dans la plage  $\delta r = r_2 - r_1$  en raison de la croissance induite par le processus de condensation. Le troisième terme correspond à un taux net de disparition, c'est-à-dire la différence entre le taux de disparition et le taux d'apparition. En effet, lorsqu'une coalescence se produit, les deux gouttes impliquées disparaissent de leurs classes respectives et la goutte résultante apparaît dans une autre classe. De plus, les coalescences liées au balayage des gouttes en mouvement se distinguent des coalescences impliquant deux gouttes de rayons inférieures à  $r_{max}$ . On peut alors décomposer  $\bar{n}$  dans l'équation 5, comme la somme de 3 termes :

$$\bar{n} = \bar{n}_{ac} + \bar{n}_{dc} + \bar{n}_{db} \quad (6)$$

Où les indices "a" et "d" signifient apparition et disparition, et "c" et "b" signifient coalescence et balayage, respectivement. En considérant que  $\bar{n}_{ij} = \frac{\bar{n}}{\tau_{ij}}$  et en faisant tendre  $\delta r$  vers 0, on obtient l'équation différentielle modifiée suivante :

$$\frac{d}{dr} (G(r)n(r)) + n(r) \left( -\frac{1}{\tau_{ac}} + \frac{1}{\tau_{dc}} + \frac{1}{\tau_{db}} \right) = 0 \quad (7)$$

Pour déterminer la valeur de ces 3 temps caractéristiques, les valeurs de rayon sont enregistrées lors de la simulation dès qu'une coalescence a lieu ou lorsqu'une goutte balaie la surface. Ainsi, pour chaque classe, on obtient un certain nombre d'événements par unité de temps. Le rapport entre le nombre total de gouttes et ce nombre d'événements par unité de temps permet d'obtenir les valeurs des différents temps caractéristiques. La figure 4 montre les variations de ces différents temps caractéristiques en fonction de  $r$ .

Plus la valeur de  $\tau$  est petite, plus la classe est renouvelée rapidement. On observe que le taux de renouvellement par balayage est bien inférieur au taux de renouvellement par coalescence. Pour les petites gouttes, il existe deux ordres de grandeur entre le temps caractéristique

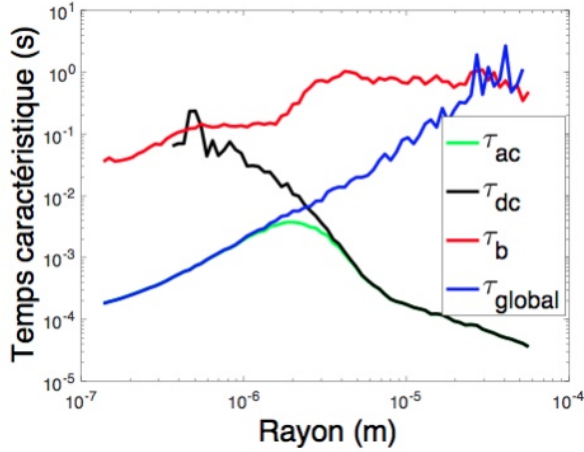


Figure 4 : Variation des différents temps caractéristique (global, balayage, disparition par coalescence et apparition par coalescence) en fonction du rayon.

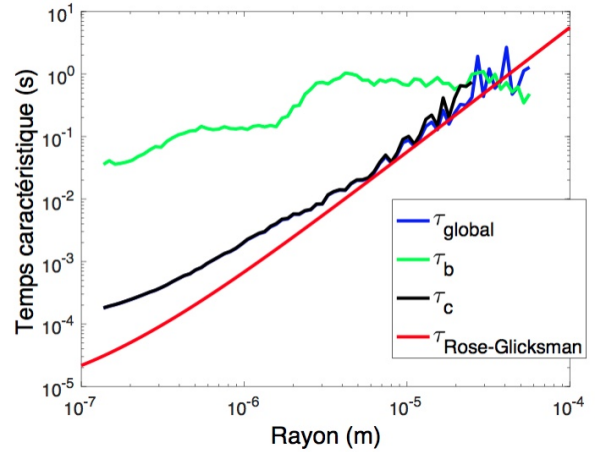


Figure 5 : Variation des différents temps caractéristique (global, Rose-Glicksman, balayage et coalescence) en fonction du rayon.

des pertes dues au balayage et le temps caractéristique des pertes dues aux coalescences. Cela signifie que pour ces tailles, le balayage ne représente que 1 % des pertes. Ainsi, l'effet du balayage est totalement négligeable par rapport à l'effet de la coalescence.

La courbe noire représente le taux d'apparition par coalescence. Plus le rayon des gouttes augmente, plus il est proche de celui représentant le taux de disparition par coalescence (courbe verte). Lorsqu'une "grosse" goutte fusionne avec une "petite" goutte, le volume de la goutte résultante est pratiquement égal à celui de la "grosse" goutte initiale de sorte que son rayon ne varie pas sensiblement (il y a une apparition et une perte dans la même classe). Les courbes se rapprochant de plus en plus impliquent que les "grosses" gouttes coalescent peu entre elles, elles coalescent majoritairement avec des gouttes de "petites" tailles.

Afin de mieux comprendre le rôle du balayage et des coalescences dans le temps caractéristique de renouvellement de la surface, comparons ce temps de renouvellement caractéristique global avec celui associé à chacun de ces deux mécanismes (figure 5). On notera que le temps caractéristique de coalescence  $\tau_c$  est ici lié à l'équilibre net entre les pertes et les apparitions par coalescence ( $\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{dc}} - \frac{1}{\tau_{ac}}$ ). La figure 5 présente également le temps caractéristique  $\tau_{RG}$  obtenu à partir de la distribution de la taille des gouttes de Rose et Glicksman [4]. Son expression est obtenu en injectant la distribution de la taille des gouttes de Rose et Glicksman [4] dans l'équation 2 :

$$\tau_{RG} = \frac{r}{G(r) \left( \frac{8}{3} + \frac{2A_2r + A_3}{A_2r + A_3} - \frac{r}{r - r_{min}} \right)} \quad (8)$$

Avec  $A_2, A_3$ , des fonctions de  $\theta$  et des caractéristiques du fluide et de la surface. On peut tirer deux conclusions de la figure 5 :

- Le temps caractéristique déduit de la distribution de Rose et Glicksman (équation 1) est relativement proche du temps caractéristique de renouvellement global pour les rayons compris entre  $r_e$  et  $r_{max}$ . Ce n'est pas une surprise car il est admis dans la littérature que la loi de Rose et Glicksman prédit avec précision la distribution du rayon des grosses

gouttes. Pour les petites gouttes, la différence est notable, soulignant que cette distribution ne peut pas être étendue pour les gouttes inférieures à  $r_e$ .

- La deuxième remarque concerne la différence de l'ordre de grandeur entre  $\tau_c$  et  $\tau_b$ . On a déjà remarqué que le balayage est négligeable par rapport à la coalescence pour les petites gouttes. Cela peut être étendu en ce qui concerne les résultats rapportés sur la figure 5 : jusqu'à  $r = 10\mu m$  l'évolution de  $\tau$  est presque superposée à celle de  $\tau_c$ . La différence induite par le balayage ne devient sensible que pour les gouttes ayant des rayons proches de  $r_{max}$ .

## 6. Conclusion

La première conclusion que l'on peut tirer du modèle individu centré est que celui-ci permet de prédire relativement précisément la distribution des "grosses" gouttes dans le cas étudié. Il s'agit de la distribution validée expérimentalement, ce qui donne une certaine confiance quant aux résultats de ce modèle. En revanche, des différences notables sont observées entre les distributions des "petites" gouttes obtenues par ce modèle et celles du modèle statistique classiquement admis dans la littérature.

L'hypothèse d'un temps caractéristique de renouvellement de la surface constant semble non pertinente. D'autant plus que celui-ci représente uniquement le mécanisme de balayage de la surface par les gouttes ayant atteint  $r_{max}$ . Or la décomposition du temps caractéristique global a mis en évidence le fait que les coalescences induites par le balayage sont totalement négligeables devant les autres types de coalescences.

Le temps caractéristique déduit de la distribution de Rose et Glicksman permet de déterminer assez précisément  $\tau$  dans la gamme  $r_e$  et  $r_{max}$  mais échoue pour les gouttes plus petites que  $r_e$ . Une des perspectives serait d'étendre son domaine de validité à l'ensemble des rayons (de  $r_{min}$  jusqu'à  $r_{max}$ ).

Ces conclusions demandent à être confirmées dans des cas plus proches des configurations expérimentales présente dans la littérature. Pour cela l'algorithme devra être optimisé afin de réduire les temps de calcul.

## Références

- [1] E. Schmidt and W. Schurig and W. Sellschopp, Versuche über die Kondensation von Wasserdampf in Film- und Tropfenform, *Technische Mechanik und Thermodynamik*, pp 53-56, 1930
- [2] Sunwoo Kim and Kwang J. Kim, Dropwise Condensation Modeling Suitable for Superhydrophobic Surfaces, Volume 133, Issue 8, *Journal of Heat Transfer*, 2011
- [3] Clark Graham and Peter Griffith, Drop size distributions and heat transfer in dropwise condensation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, pp 337-346, 1973
- [4] J.W. Rose and L.R. Glicksman, Dropwise condensation, the distribution of drop sizes, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, pp 411-425, 1973
- [5] R. Parin and D. Del Col and S. Bortolin and A. Martucci, Dropwise condensation over superhydrophobic aluminium surfaces, *Journal of Physics : Conference Series* 745, 2016
- [6] Mohammad Rejaul Haque and Chuang Qu and Edward C. Kinzel and Amy Rachel Betz, Condensation Dynamics and Droplet Size Distribution, *ASME 2017 15th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels* Cambridge, Massachusetts, USA, 2017
- [7] J. W. Rose, Dropwise condensation theory and experiment : A review, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, pp 115-128, 2002
- [8] Hai Wu Wen and Ru Maa Jer, On the heat transfer in dropwise condensation, *The Chemical Engineering Journal*, pp 225-231, 1976