

Transferts de chaleur : ébullition ou condensation des corps purs

par **Jean-Marc DELHAYE**

*Chef du Laboratoire d'Études Fondamentales du Service d'Études Thermohydrauliques
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble (Commissariat à l'Énergie Atomique)
Professeur à l'École Centrale des Arts et Manufactures*

1. Ébullition des liquides purs.....	A 1 560 - 2
1.1 Ébullition en vase	— 2
1.1.1 Expérience de Nukiyama	— 2
1.1.2 Convection naturelle en phase liquide	— 2
1.1.3 Démarrage de l'ébullition nucléée	— 3
1.1.4 Ébullition nucléée	— 3
1.1.5 Crise d'ébullition	— 4
1.1.6 Ébullition en film	— 4
1.1.7 Limite inférieure de l'ébullition en film	— 5
1.1.8 Ébullition de transition	— 5
1.1.9 Effets paramétriques	— 5
1.2 Ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffant	— 6
1.2.1 Configurations d'écoulement	— 6
1.2.2 Titres et bilans thermiques	— 7
1.2.3 Évolution des températures le long d'un tube chauffant	— 8
1.2.4 Convection forcée dans un liquide sous-saturé	— 9
1.2.5 Apparition de l'ébullition nucléée	— 10
1.2.6 Apparition significative de la vapeur	— 10
1.2.7 Arrêt de l'ébullition nucléée	— 11
1.2.8 Ébullition sous-saturée	— 11
1.2.9 Ébullition saturée	— 11
1.2.10 Crise d'ébullition	— 11
1.2.11 Ébullition de transition	— 14
1.2.12 Configuration des écoulements en aval de la crise d'ébullition	— 14
1.2.13 Coefficients d'échange de chaleur	— 14
2. Condensation des vapeurs pures	— 15
2.1 Condensation en film	— 15
2.1.1 Définition des coefficients d'échange de chaleur	— 15
2.1.2 Condensation en film sur une plaque et à l'extérieur ou à l'intérieur d'un tube vertical	— 15
2.1.3 Condensation en film à l'extérieur d'un tube horizontal	— 18
2.1.4 Condensation à l'extérieur d'un faisceau de tubes horizontaux	— 19
2.1.5 Condensation à l'intérieur d'un tube horizontal	— 19
2.2 Condensation en gouttes	— 20
2.2.1 Mécanisme	— 21
2.2.2 Méthodes utilisées pour obtenir la condensation en gouttes	— 21
2.2.3 Calcul du coefficient d'échange de chaleur	— 21
2.2.4 Autres procédés d'amélioration du coefficient d'échange de chaleur	— 22
Notations et Symboles	— 22
Pour en savoir plus	Doc. A 1 560

Dans cet article, nous traiterons des transferts de chaleur associés à l'ébullition ou à la condensation des corps purs sur des parois.

1. Ébullition des liquides purs

1.1 Ébullition en vase

1.1.1 Expérience de Nukiyama

Cette expérience célèbre a été réalisée en 1934 par Nukiyama et a permis de mettre en évidence les différents régimes d'ébullition sur un fil chauffant plongé dans un liquide maintenu à température constante T (figure 1). Le fil, chauffé par effet Joule, est placé dans un circuit électrique où passe un courant d'intensité I . Si U est la différence de potentiel aux bornes du fil, la puissance électrique P dissipée dans le fil est reliée à la densité de flux thermique q par la relation :

$$P = UI = q \pi d l$$

où d et l sont respectivement le diamètre et la longueur du fil.

La température T_p du fil, supposée uniforme, est déterminée grâce à la connaissance de sa résistance électrique $R = U/I$. Remarquons que le chauffage du fil s'effectue dans ce type d'expérience à **flux thermique imposé**.

L'expérience consiste à chauffer progressivement le fil et à tracer la courbe donnant la densité de flux thermique q en fonction de la

surchauffe $\Delta T_{\text{sat}} \triangleq T_p - T_{\text{sat}}$ où T_{sat} est la température du liquide maintenu à la saturation (100 °C à 10⁵ Pa pour l'eau). Dans une première série d'essais, Nukiyama a utilisé un fil de nichrome et obtenu la branche AC de la figure 2. Au point C, le fil se rompaît brutalement. Ayant remplacé le fil de nichrome par un fil de platine, Nukiyama a obtenu la branche AC puis la branche C'E. En diminuant la puissance électrique, la branche ED était décrite puis la branche D'A.

L'allure de la courbe, ainsi construite par Nukiyama, laissait donc présager l'existence d'un phénomène d'hystérésis et d'une branche descendante CD. Il est aisé de montrer que les points de fonctionnement situés sur cette branche descendante sont instables pour un chauffage à flux imposé.

En revanche, un chauffage à **température imposée**, comme celui réalisé par Drew et Müller en 1937, permet de tracer l'ensemble de la courbe représentée sur la figure 3. Cette courbe, appelée courbe d'ébullition ou courbe de Nukiyama, possède plusieurs tronçons correspondant à des régimes thermiques différents. Jusqu'au point A, le fil est baigné par le **liquide en convection naturelle**. Au point A apparaissent des petites bulles de vapeur prenant naissance en des points bien précis du fil, appelés *sites de nucléation*, et s'élevant sous forme de chapelets isolés. C'est l'**ébullition nucléée à bulles isolées**. Ces chapelets deviennent de plus en plus nombreux ; les bulles commencent à s'agglomérer et à former des poches et même des colonnes de vapeur. Cette **ébullition nucléée à poches** ou colonnes de vapeur se produit sur le tronçon BC. Au point C, le volume de vapeur produit est tel que le liquide ne peut plus atteindre le fil chauffant et assurer son refroidissement. Cela explique sur la figure 2 le passage du point de fonctionnement de C à C' et l'augmentation brutale de la température T_p du fil, ce qui avait entraîné la fusion du fil de nichrome. Le point C correspond à ce qui est communément appelé la **crise d'ébullition** ou encore le flux thermique critique ou le flux thermique maximal. Il existe un certain nombre de termes anglais pour désigner ce point qu'il est utile de connaître : *burnout*, *peak heat flux*, *departure of nucleate boiling*, *critical heat flux*, *first boiling transition*. Le tronçon DE correspond à l'**ébullition en film** encore appelée ébullition pelliculaire où le fil chauffant est entouré d'une gaine de vapeur d'où s'échappent régulièrement des bulles de vapeur. Le point D correspond au point dit de flux thermique minimal ou de température minimale de film stable, tandis que le tronçon CD correspond à l'**ébullition de transition**, régime mal défini où le fil chauffant est périodiquement baigné par le liquide, ce qui empêche la formation d'une gaine de vapeur continue autour du fil chauffant.

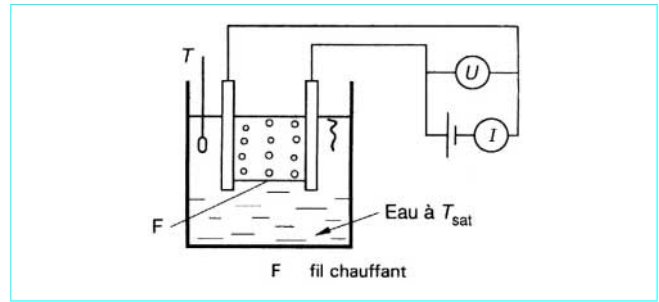


Figure 1 – Expérience de Nukiyama

1.1.2 Convection naturelle en phase liquide

1.1.2.1 Cylindre horizontal

Pour un cylindre chauffant horizontal de diamètre D baigné par un liquide ℓ , le coefficient d'échange de chaleur h en convection naturelle peut être déterminé à partir de la corrélation de Churchill et Chu (1975) :

$$Nu_{D,\ell} = \left\{ 0,60 + \frac{0,387 Ra_D^{1/6}}{[1 + (0,559/Pr_\ell)^{9/16}]^{8/27}} \right\}^2 \text{ pour } 10^{-5} < Ra_D < 10^{12}$$

où les nombres de Nusselt $Nu_{D,\ell}$, de Rayleigh Ra_D et de Prandtl Pr_ℓ sont définis par les relations suivantes :

$$Nu_{D,\ell} \triangleq \frac{h D}{k_\ell} \triangleq \frac{q D}{\Delta T_{\text{sat}} k_\ell}$$

$$Ra_D \triangleq \frac{g \beta_\ell \Delta T_{\text{sat}} D^3}{\nu_\ell \alpha_\ell}$$

$$Pr_\ell \triangleq \frac{\nu_\ell}{\alpha_\ell}$$

avec g accélération due à la pesanteur,
 k_ℓ conductivité thermique du liquide,
 α_ℓ diffusivité thermique du liquide,
 β_ℓ coefficient de dilatation volumique du liquide,
 ν_ℓ viscosité cinématique du liquide.

Les propriétés physiques sont évaluées à la température dite de film :

$$T_f \triangleq (T_p + T_{\text{sat}})/2$$

1.1.2.2 Plaque horizontale

Pour une plaque chauffante horizontale de longueur caractéristique L surmontée d'un liquide, le coefficient d'échange de chaleur en convection naturelle peut être calculé à partir des corrélations :

$$Nu_{L,\ell} = 0,54 Ra_L^{1/4} \text{ pour } 10^4 < Ra_L < 10^7$$

$$Nu_{L,\ell} = 0,15 Ra_L^{1/3} \text{ pour } 10^7 < Ra_L < 10^{11}$$

$$\text{avec } Nu_{L,\ell} \triangleq \frac{h L}{k_\ell} \triangleq \frac{q L}{\Delta T_{\text{sat}} k_\ell}$$

$$Ra_L \triangleq \frac{g \beta_\ell \Delta T_{\text{sat}} L^3}{\nu_\ell \alpha_\ell}$$

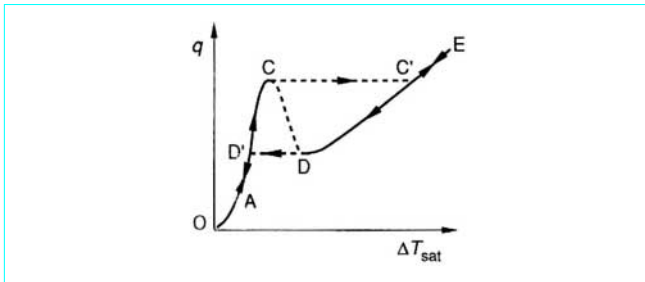


Figure 2 – Allure générale de la courbe de Nukiyama

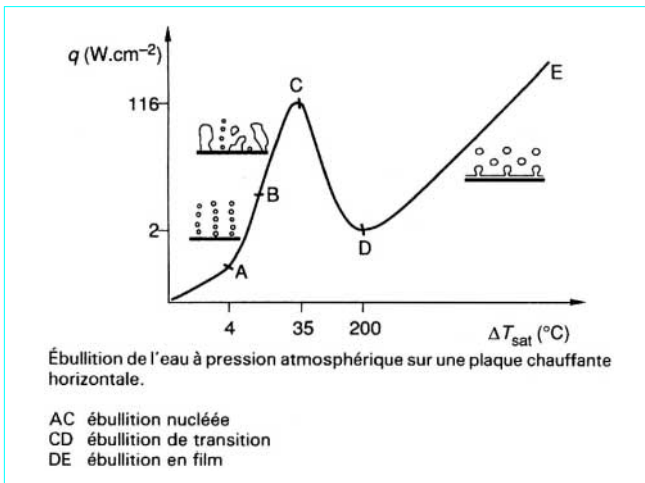


Figure 3 – Courbe de Nukiyama

La longueur caractéristique L est définie par la relation :

$$L \triangleq \frac{A}{P}$$

avec A aire de la plaque chauffante,
 P périmètre de la plaque chauffante.

1.1.3 Démarrage de l'ébullition nucléée

Les bulles de vapeur n'apparaissent pas sur la paroi dès que sa température T_p atteint la température de saturation T_{sat} . Il faut, en effet, que la surchauffe $T_p - T_{sat}$ de la paroi atteigne une certaine valeur liée à la tension interfaciale σ entre le liquide et la vapeur et au rayon r_{cav} de la cavité d'où s'échappera le chapelet de bulles. En première approximation, la surchauffe ΔT_{sat} nécessaire pour amorcer la nucléation sur une cavité de rayon r_{cav} est donnée par la relation :

$$\Delta T_{sat} \triangleq T_p - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}}{r_{cav} \rho_v \mathcal{L}}$$

avec \mathcal{L} chaleur (enthalpie) massique de vaporisation,
 ρ_v masse volumique de la vapeur.

Exemple : les ordres de grandeur des rayons des cavités actives sur des surfaces métalliques lisses sont les suivants :

- 5 μm pour l'eau ;
- 0,5 μm pour les fluides organiques et les fluides réfrigérants ;
- 0,1 à 0,3 μm pour les fluides cryogéniques sur du cuivre ou de l'aluminium.

La relation précédente montre que plus la température de la paroi s'élève, plus la nucléation intéresse des sites de petit rayon.

1.1.4 Ébullition nucléée

La courbe de Nukiyama (figure 3) montre clairement que le coefficient d'échange de chaleur $h \triangleq \frac{q}{\Delta T_{sat}}$ est nettement plus élevé en ébullition nucléée (AC) qu'en convection naturelle (OA). Cela s'explique par l'effet de pompage thermique provoqué par l'ascension des bulles. En effet, des visualisations strioscopiques à l'ultra-rélati ont mis en évidence la présence de zones de liquide surchauffé sur le sommet des bulles ainsi que dans leur sillage (figure 4). Ces zones de liquide surchauffé proviennent de la destruction du film de liquide surchauffé au contact de l'élément chauffant lors de la naissance des bulles, de leur détachement et de leur ascension.

Rohsenow a tenté de prédire le coefficient d'échange de chaleur en ébullition nucléée par le biais d'une corrélation entre un nombre de Nusselt, un nombre de Reynolds et un nombre de Prandtl. La vitesse intervenant dans le nombre de Reynolds est la vitesse du liquide qui revient vers l'élément chauffant lorsque les bulles de vapeur s'échappent de cet élément tandis que la longueur caractéristique intervenant dans les nombres de Nusselt et de Reynolds est proportionnelle au diamètre de départ des bulles obtenu par un bilan entre les forces de tension interfaciale et les forces de flottabilité. Le résultat final se met sous la forme suivante :

$$\frac{c_\ell (T_p - T_{sat})}{\mathcal{L}} = C_{sf} \left[\frac{q}{\mu_\ell \mathcal{L}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_\ell - \rho_v)}} \right]^{0,33} \left(\frac{\mu_\ell c_\ell}{k_\ell} \right)^s \quad (1)$$

avec c_ℓ capacité thermique massique du liquide,
 μ_ℓ viscosité dynamique du liquide,
 ρ_ℓ masse volumique du liquide.

Rohsenow propose de prendre $s = 1$ pour l'eau et $s = 1,7$ pour les autres fluides.

Le coefficient C_{sf} dépend du couple liquide-paroi et varie de 0,003 à 0,015. Il est recommandé de faire des expériences afin de déterminer la bonne valeur de C_{sf} . En l'absence de résultats expérimentaux disponibles, on prendra $C_{sf} = 0,013$ comme première estimation.

Devant la difficulté d'utilisation de la corrélation de Rohsenow, **Cooper** (1984) a proposé la corrélation dimensionnelle suivante pour le coefficient d'échange de chaleur h :

$$h \triangleq \frac{q}{T_p - T_{sat}} = 40 \rho_R^{0,12 - \lg \varepsilon} (-\lg \rho_R)^{-0,55} M^{-0,5} q^{2/3}$$

avec M masse molaire du fluide (18 pour l'eau),
 h exprimé en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$,
 ρ_R pression réduite (rapport de la pression à la pression critique),
 q exprimé en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$,
 ε (μm) rugosité de la paroi.

Nota : la relation ci-avant étant dimensionnelle, seules les unités indiquées doivent être utilisées.

Les corrélation d'échange de chaleur en ébullition nucléée ne sont pas très précises mais cela n'est pas très important. En effet, le coefficient d'échange de chaleur est très grand et il y a souvent des résistances thermiques élevées placées en série dont le rôle sera prédominant.

En revanche, la détermination de la densité de flux thermique maximal, pour les équipements fonctionnant à flux imposé, est d'un intérêt primordial pour éviter toute augmentation brutale et dangereuse de la température de l'élément chauffant.

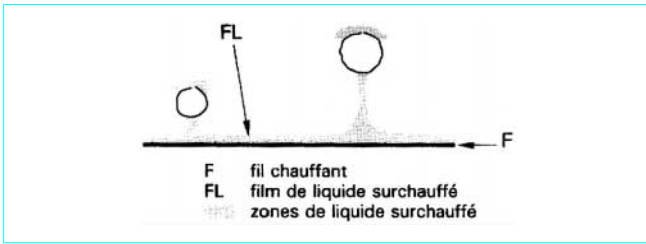


Figure 4 – Mécanisme du pompage thermique en ébullition nucléée

1.1.5 Crise d'ébullition

Partant d'un point de fonctionnement en ébullition nucléée, lorsqu'on augmente progressivement la densité de flux thermique, de plus en plus de vapeur apparaît sur l'élément chauffant sous forme de colonnes de vapeur (figure 5). Le refroidissement de l'élément chauffant est assuré par le liquide qui retombe, vers l'élément chauffant. Si la production de vapeur devient trop intense, la vitesse de la vapeur dans les colonnes atteint une valeur telle que le liquide est arrêté dans sa descente vers l'élément chauffant. La crise d'ébullition correspond à la disparition de tout contact entre le liquide et l'élément chauffant.

Les modélisations théoriques de Zuber puis de Lienhard ont conduit à des corrélations dépendant de la géométrie de l'élément chauffant.

1.1.5.1 Plaque horizontale

La densité de flux thermique critique, ou de flux thermique maximal, correspondant à la crise d'ébullition est donnée par la relation :

$$q_c = 0,149 \mathcal{L} \rho_v^{1/2} [\sigma (\rho_\ell - \rho_v) g]^{1/4} \quad (2)$$

Cette relation donne des résultats très corrects sous deux conditions :

- la plaque doit être limitée par des parois verticales ;
- la plus petite dimension L de la plaque doit être telle que :

$$L > 32,6 \left[\frac{\sigma}{(\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/2}$$

1.1.5.2 Cylindre horizontal

La densité de flux thermique critique dépend du rayon r du cylindre et est donnée par la relation de Sun et Lienhard :

$$q_c = [0,116 + 0,3 \exp(-3,44 r^{*1/2})] \mathcal{L} \rho_v^{1/2} [\sigma (\rho_\ell - \rho_v) g]^{1/4}$$

où le rayon adimensionnel r^* est défini par la relation :

$$r^* \triangleq r \left[\frac{\sigma}{g (\rho_\ell - \rho_v)} \right]^{-1/2}$$

1.1.6 Ébullition en film

La structure relativement simple de ce régime d'ébullition et son analogie évidente avec la condensation en film ont facilité la recherche des corrélations du coefficient d'échange de chaleur.

1.1.6.1 Plaque horizontale

Berenson a proposé la corrélation suivante :

$$h = 0,425 \left[\frac{k_v^3 \rho_v (\rho_\ell - \rho_v) g \mathcal{L}'}{\mu_v (T_p - T_{\text{sat}}) (\lambda_c / 2\pi)} \right]^{1/4} \quad (3)$$

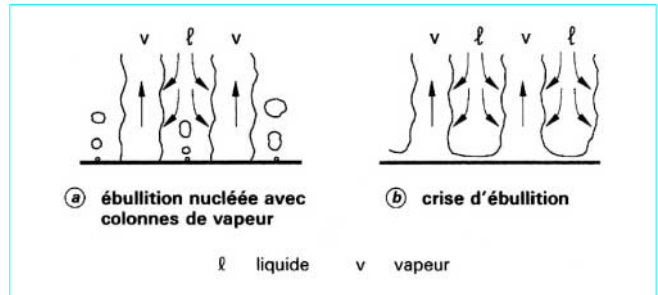


Figure 5 – Mécanisme de la crise d'ébullition

avec k_v conductivité thermique de la vapeur,
 μ_v viscosité dynamique de la vapeur.

\mathcal{L}' tient compte de la surchauffe de la vapeur et est donné par la relation :

$$\mathcal{L}' \triangleq \mathcal{L} \left[1 + 0,4 \frac{c_{p,v} (T_p - T_{\text{sat}})}{\mathcal{L}} \right]$$

avec $c_{p,v}$ capacité thermique massique de la vapeur à pression constante.

La longueur caractéristique λ_c est la longueur d'onde critique correspondant à la stabilité marginale des instabilités de Rayleigh-Taylor :

$$\lambda_c = 2\pi \left[\frac{\sigma}{g (\rho_\ell - \rho_v)} \right]^{1/2}$$

Dans la corrélation de Berenson, les propriétés physiques de la vapeur et du liquide sont respectivement évaluées à :

$$T_{\text{sat}} + \frac{1}{2} (T_p - T_{\text{sat}}) \text{ et } T_{\text{sat}}$$

1.1.6.2 Cylindre horizontal

Le coefficient d'échange de chaleur peut être calculé à partir des corrélations de Bromley ou de Westwater et Breen selon la valeur du rayon adimensionnel r^* du cylindre.

■ Corrélation de Bromley

(valable pour $r^* \triangleq r \left[\frac{\sigma}{g (\rho_\ell - \rho_v)} \right]^{-1/2} > 3,52$) :

$$h_{\text{Bromley}} = 0,62 \left[\frac{k_v^3 \rho_v (\rho_\ell - \rho_v) g \mathcal{L}'}{\mu_v (T_p - T_{\text{sat}}) D} \right]^{1/4} \quad (4)$$

avec $\mathcal{L}' \triangleq \mathcal{L} \left[1 + 0,34 \frac{c_{p,v} (T_p - T_{\text{sat}})}{\mathcal{L}} \right]$

■ Corrélation de Westwater et Breen

(valable pour $r^* < 3,52$) :

$$h = \left[\left(0,661 + \frac{0,243}{r^*} \right) (r^*)^{1/4} \right] h_{\text{Bromley}} \quad (5)$$

Dans ces corrélations, les propriétés physiques de la vapeur et du liquide sont respectivement évaluées à $T_{\text{sat}} + \frac{1}{2} (T_p - T_{\text{sat}})$ et à T_{sat} .

Au-delà d'une température de paroi T_p de 300 °C, le rayonnement devient important et Bromley a suggéré de calculer le coefficient d'échange de chaleur total h_{tot} par la relation :

$$h_{tot} = h_{Bromley} + h_{ray}$$

le coefficient d'échange de chaleur par rayonnement étant donné par :

$$h_{ray} = \frac{\varepsilon \sigma (T_p^4 - T_{sat}^4)}{T_p - T_{sat}}$$

avec T_p et T_{sat} exprimés en kelvins,
 ε émissivité de la paroi,
 σ constante de Stefan-Boltzmann
 (= $5,67 \times 10^8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$).

1.1.7 Limite inférieure de l'ébullition en film

Partant d'un point de fonctionnement correspondant à l'ébullition en film, il arrive un moment où, lorsque la densité de flux thermique imposé diminue, la production de vapeur est insuffisante pour maintenir une absence de contact entre le liquide et la paroi. Cette densité de flux thermique minimal a été prédite par Zuber sur la base d'une étude de la stabilité du film de vapeur.

1.1.7.1 Plaque horizontale

La corrélation proposée par Zuber avec un coefficient suggéré par Berenson s'écrit :

$$q_{min} = 0,09 \rho_v \mathcal{L} \left[\frac{\sigma g (\rho_\ell - \rho_v)}{(\rho_\ell + \rho_v)^2} \right]^{1/4} \quad (6)$$

1.1.7.2 Cylindre horizontal

Lienhard et Wong ont proposé de prendre :

$$q_{min} = 0,046 \left[\frac{18}{r^{*2} (2r^{*2} + 1)} \right]^{1/4} \rho_v \mathcal{L} \left[\frac{\sigma g (\rho_\ell - \rho_v)}{(\rho_\ell + \rho_v)^2} \right]^{1/4} \quad (7)$$

avec $r^* \triangleq r \left[\frac{\sigma}{g (\rho_\ell - \rho_v)} \right]^{-1/2}$

1.1.7.3 Température minimale de film stable

Connaissant la valeur minimale de la densité de flux thermique, la corrélation donnant le coefficient d'échange de chaleur en ébullition en film permettra de calculer :

$$\Delta T_{sat, min} \triangleq T_{p, min} - T_{sat}$$

donc la température minimale de film stable $T_{p, min}$. Les valeurs de q_{min} et de $\Delta T_{sat, min}$ constituent les coordonnées du point dit de Leidenfrost.

1.1.8 Ébullition de transition

Dans ce régime d'ébullition qui ne peut être atteint que par un chauffage à température imposée, il y a contact intermittent entre des paquets de liquide et la paroi chauffante. Aucune modélisation adéquate n'est actuellement disponible pour cette région et on se contente d'interpoler linéairement entre les points de densités de flux thermique maximal et de flux thermique minimal, et cela pour une représentation logarithmique de la courbe de Nukiyama.

1.1.9 Effets paramétriques

1.1.9.1 Pression du système

Une augmentation de la pression décale vers la gauche la courbe de Nukiyama correspondant à l'ébullition nucléée (figure 6). De plus, quand la pression p augmente, la densité de flux thermique critique croît puis décroît. Pour l'eau, la valeur maximale de la densité de flux thermique critique est de l'ordre de $4,45 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$ pour une pression de 70 bar (figure 7).

1.1.9.2 État de surface de l'élément chauffant

Une augmentation de la rugosité décale vers la gauche la courbe de Nukiyama correspondant à l'ébullition nucléée (figure 8). En revanche, l'effet de la rugosité sur le flux thermique critique n'est pas clairement établi.

1.1.9.3 Gaz dissous

La présence de gaz dissous entraîne la formation de bulles de dégazage avant l'apparition de l'ébullition nucléée. Le coefficient d'échange de chaleur s'en trouve augmenté.

1.1.9.4 Sous-saturation

Si la température du liquide loin de l'élément chauffant $T_{\ell, \infty}$ est inférieure à la température de saturation T_{sat} , la courbe de Nukiyama n'est pratiquement pas modifiée dans la zone de l'ébullition nucléée (figure 9).

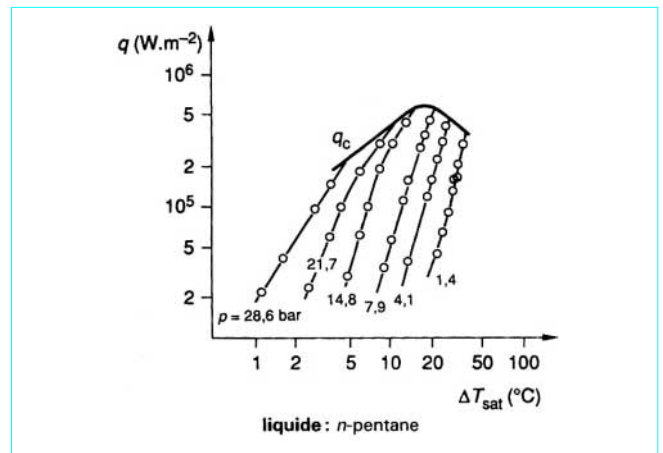


Figure 6 – Effet de la pression du système sur l'ébullition nucléée (d'après Cichelli et Bonilla)

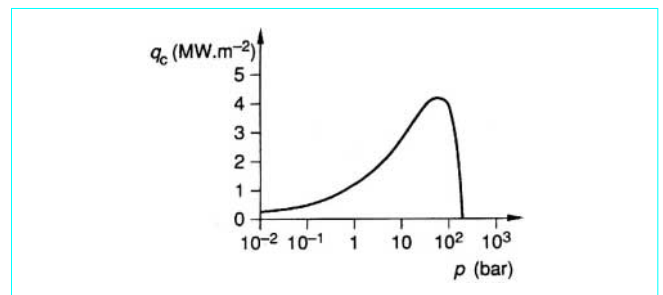


Figure 7 – Densité de flux thermique critique sur une plaque plane horizontale pour de l'eau

En revanche, une augmentation de la **sous-saturation** $\Delta T_{\text{sub}} \triangleq T_{\text{sat}} - T_{\ell, \infty}$ accroît les densités de flux thermique maximal et de flux thermique minimal de façon significative et décale vers la gauche la courbe de Nukiyama correspondant à l'ébullition en film.

Ivey et Morris ont donné une corrélation permettant de calculer la densité de flux thermique critique en présence de sous-saturation, $q_{c, \text{sub}}$, en fonction de la densité de flux thermique critique à la saturation $q_{c, \text{sat}}$:

$$q_{c, \text{sub}} = q_{c, \text{sat}} \left[1 + 0,1 \left(\frac{\rho_{\ell}}{\rho_v} \right)^{3/4} \frac{c_{p, \ell} \Delta T_{\text{sub}}}{\mathcal{L}} \right]$$

avec $c_{p, \ell}$ capacité thermique massique du liquide à pression constante.

1.1.9.5 Angle de contact

Une augmentation de l'angle de contact γ de l'interface liquide-vapeur sur la paroi de l'élément chauffant diminue la densité de flux thermique critique (figure 10).

1.1.9.6 Accélération de la pesanteur

Une augmentation de l'accélération de la pesanteur n'a pas une influence considérable en ébullition nucléée contrairement à l'effet en $g^{1/2}$ suggéré par la corrélation (1) de Rohsenow. En revanche, les dépendances en $g^{1/4}$ des densités des flux thermiques maximal et minimal et du flux thermique en ébullition en film [relations (2), (3), (4), (5), (6) et (7)] sont bien vérifiées par les expériences.

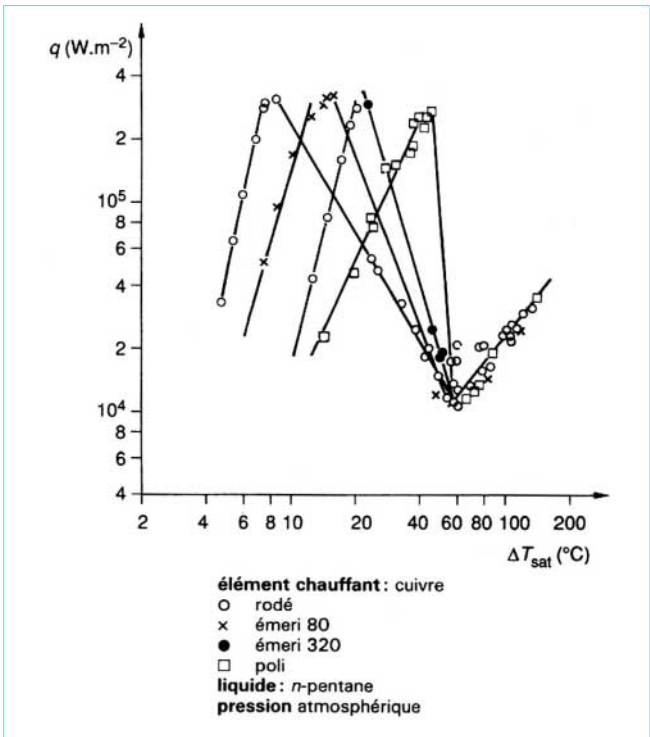


Figure 8 – Effet de l'état de surface de l'élément chauffant sur l'ébullition nucléée (d'après Berenson)

1.1.9.7 Viscosité du liquide

La densité de flux thermique critique croît lorsque la viscosité du liquide croît (figure 11).

1.2 Ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffant

1.2.1 Configurations d'écoulement

1.2.1.1 Tube d'évaporateur vertical

La figure 12 représente l'évolution d'un écoulement liquide-vapeur avec apport de chaleur à la paroi. Le liquide entre au bas de la conduite à débit constant et à une température inférieure à la température de saturation. Lorsque la densité de flux thermique augmente, la vapeur apparaît de plus en plus près de l'entrée de la section chauffante. On désigne par **zone d'ébullition locale** la région de la conduite où les bulles se forment à la paroi et se recondensent au centre du canal, là où le liquide n'a pas encore atteint la température de saturation. La vapeur est produite par deux mécanismes qui sont la nucléation à la paroi et la vaporisation directe sur les interfaces liquide-vapeur situées au sein de l'écoulement. Ce dernier mécanisme devient de plus en plus important lorsqu'on s'élève dans le canal : il y a de moins en moins de liquide entre la paroi et les interfaces, qui restent à la température de saturation. En conséquence, la résistance thermique diminue et la température de la paroi décroît, ce qui provoque finalement l'arrêt de la nucléation à la paroi. En régime annulaire (film liquide à la paroi et cœur de vapeur contenant des gouttelettes), le débit du film liquide diminue par évaporation et entraînement de gouttelettes, bien que certaines de ces gouttelettes puissent se redéposer. L'assèchement de la paroi entraîne une augmentation de sa température qui peut éventuellement dépasser la température de fusion du métal. Ce phénomène est appelé **crise d'ébullition** (boiling crisis, burnout, dryout, critical heat flux). En fait, l'épuisement du film liquide ne constitue pas la seule amorce d'une crise d'ébullition comme nous le verrons au paragraphe 1.2.1.2.

1.2.1.2 Tube d'évaporateur horizontal

La figure 13 représente un écoulement avec vaporisation dans un tube horizontal. Le flux de chaleur est uniforme et relativement faible. Le liquide entre dans la section chauffée avec un faible débit à une température légèrement inférieure à la température de saturation. On remarquera que la partie supérieure du tube peut s'assécher périodiquement alors que la partie inférieure reste mouillée. Cela peut avoir des conséquences importantes quant aux transferts de chaleur. En effet, la température de la paroi asséchée peut dépasser la température de fusion du matériau.

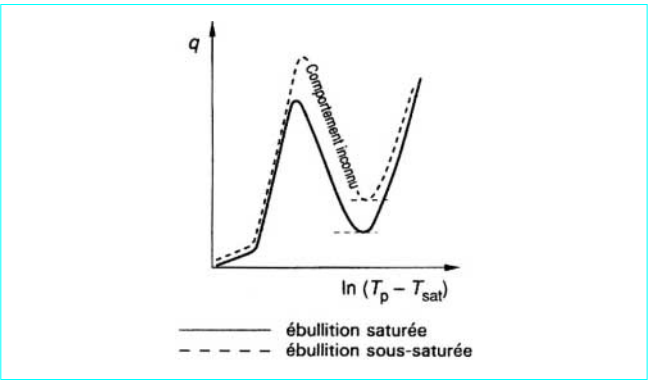


Figure 9 – Effet de la sous-saturation sur la courbe de Nukiyama

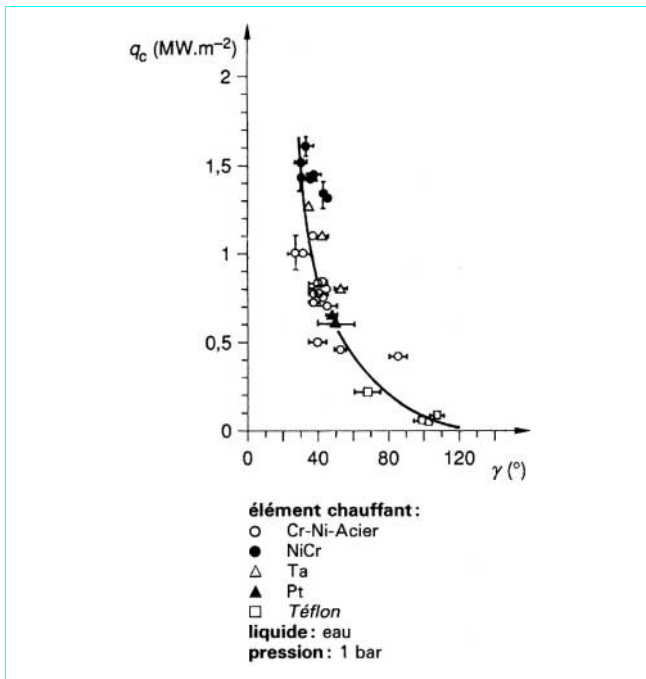


Figure 10 – Effet de l'angle de contact sur la densité de flux thermique critique (d'après Diesselhorst et al.)

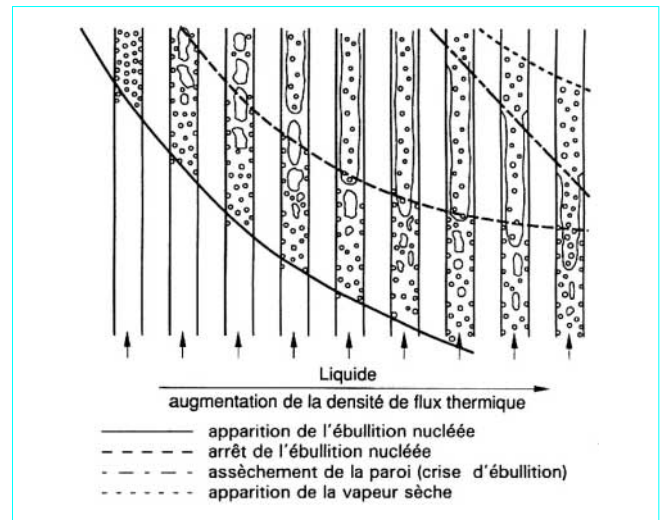


Figure 12 – Évolution de l'écoulement dans un évaporateur vertical (d'après Hewitt et Hall-Taylor)

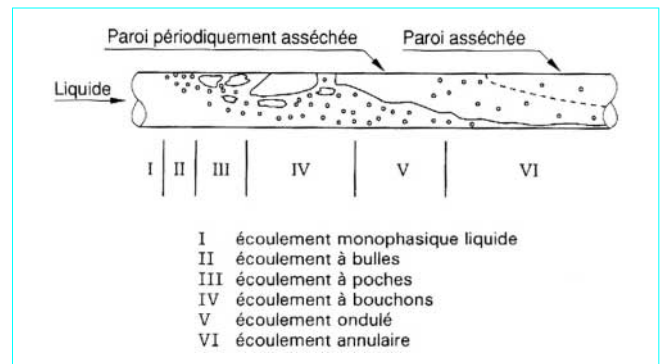


Figure 13 – Évolution de l'écoulement le long d'un évaporateur horizontal

1.2.2 Titres et bilans thermiques

Le **titre massique** x de la vapeur d'un écoulement diphasique est défini par la relation :

$$x \triangleq \frac{M_v}{M_v + M_\ell}$$

avec M_v et M_ℓ débits-masse de la vapeur et du liquide.

Dans un écoulement avec changement de phase, le titre massique x varie le long de la conduite et il est pratiquement impossible de le calculer ou de le mesurer avec une précision acceptable. C'est pour cette raison que l'on préfère utiliser une estimation x_{eq} de ce titre massique que l'on appelle **titre massique de la vapeur à l'équilibre thermodynamique**. Ce titre thermodynamique x_{eq} est calculé à l'aide d'un bilan thermique, c'est-à-dire un bilan d'énergie simplifié, en supposant :

- que la vapeur apparaît à la cote $z = z_{sat}$ où la température T_ℓ du liquide devient égale à la température de saturation T_{sat} ;
- qu'au-delà de cette cote, le liquide et la vapeur restent à cette température (**équilibre thermodynamique**) jusqu'à la disparition complète du liquide à la cote $z = z_{vap}$ où $x_{eq} = 1$.

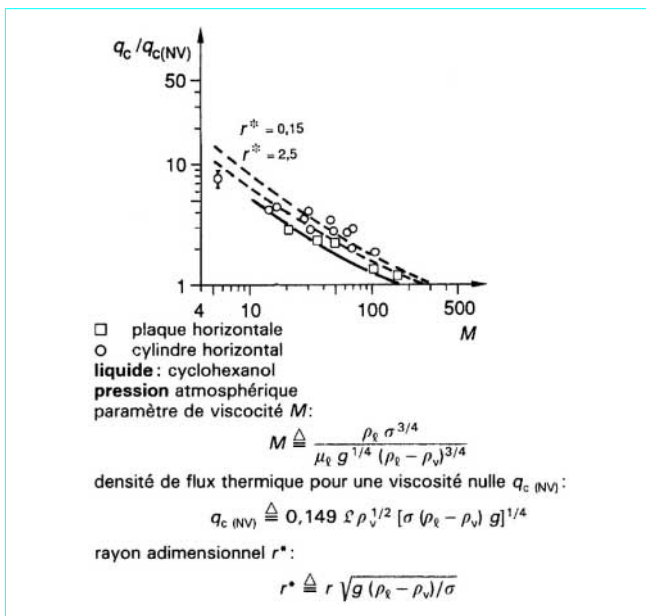


Figure 11 – Effet de la viscosité sur la densité de flux thermique critique (d'après Dhir et Lienhard)

Si la paroi est suffisamment chaude, elle peut s'assécher complètement. On obtient alors un **écoulement à brouillard (spray)** dans lequel le liquide se trouve uniquement sous forme de gouttelettes.

Considérons, par exemple, un tube vertical de diamètre D chauffé par effet Joule à partir d'une cote $z = 0$ avec une densité de flux thermique q (figure 14). Supposons que le liquide entre dans le tube avec un débit-masse M et une enthalpie massique $i_{\ell,e}$ inférieure à l'enthalpie massique du liquide à la saturation i_{ℓ}^{sat} correspondant à la pression du système.

■ Dans la **zone diphasique** ($z_{\text{sat}} < z < z_{\text{vap}}$), le bilan thermique s'énonce de la façon suivante :

la quantité de chaleur fournie par les parois du tube sert à élever l'enthalpie massique du liquide de l'enthalpie d'entrée $i_{\ell,e}$ à l'enthalpie de saturation i_{ℓ}^{sat} et à vaporiser une certaine fraction du liquide.

Ce bilan se traduit par l'équation suivante :

$$q \pi D z = M(i_{\ell}^{\text{sat}} - i_{\ell,e}) + x_{\text{eq}} M \mathcal{L} \quad (8)$$

Notons que, dans ce bilan, le titre thermodynamique est compris entre 0 et 1. Il s'annule pour $z = z_{\text{sat}}$ et est égal à 1 pour $z = z_{\text{vap}}$.

■ Dans la **zone monophasique liquide** ($z < z_{\text{sat}}$), le bilan thermique s'énonce ainsi :

la quantité de chaleur fournie par les parois du tube sert à élever l'enthalpie du liquide.

Ce bilan est exprimé par l'équation :

$$q \pi D z = M(i_{\ell} - i_{\ell,e})$$

avec i_{ℓ} enthalpie massique du liquide à la cote z .

L'équation précédente s'écrit encore :

$$q \pi D z = M(i_{\ell}^{\text{sat}} - i_{\ell,e}) - M(i_{\ell}^{\text{sat}} - i_{\ell})$$

c'est-à-dire sous la forme du bilan thermique (8) valable dans la zone diphasique à condition de définir le titre thermodynamique par la relation :

$$x_{\text{eq}} \triangleq - \frac{i_{\ell}^{\text{sat}} - i_{\ell}}{\mathcal{L}} < 0 \quad (9)$$

■ Dans la **zone monophasique vapeur** ($z > z_{\text{vap}}$), le bilan thermique s'énonce de la façon suivante :

la quantité de chaleur fournie par les parois du tube sert à élever l'enthalpie du liquide de l'enthalpie d'entrée à l'enthalpie de saturation, à vaporiser tout le liquide et à augmenter l'enthalpie de la vapeur de son enthalpie massique de saturation $i_{\text{v}}^{\text{sat}}$ à l'enthalpie massique i_{v} qu'elle possède à la cote z .

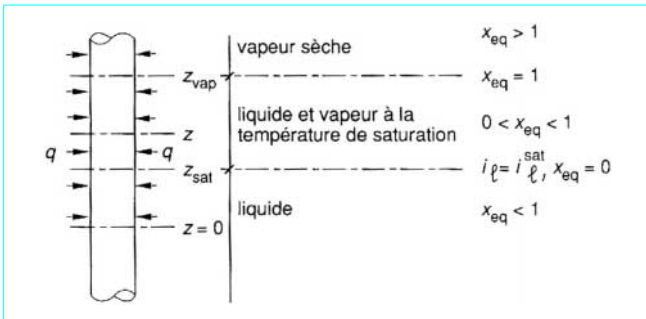


Figure 14 – Écoulement à l'équilibre thermodynamique dans un tube chauffant vertical

Ce bilan se traduit par l'équation :

$$q \pi D z = M(i_{\ell}^{\text{sat}} - i_{\ell,e}) + M \mathcal{L} + M(i_{\text{v}} - i_{\text{v}}^{\text{sat}})$$

Cette équation s'écrit sous la forme du bilan thermique (8) valable dans la zone diphasique à condition de définir le titre thermodynamique par la relation :

$$x_{\text{eq}} \triangleq 1 + \frac{i_{\text{v}} - i_{\text{v}}^{\text{sat}}}{\mathcal{L}} > 1 \quad (10)$$

En **conclusion, quelle que soit la zone considérée** (monophasique liquide, diphasique liquide-vapeur, monophasique vapeur), le bilan thermique peut s'exprimer par la relation (8) à condition de choisir la bonne définition du titre thermodynamique. Dans la zone monophasique liquide, le titre thermodynamique défini par l'équation (9) caractérise le taux de **sous-saturation** du liquide. Dans la zone diphasique eau-vapeur, il caractérise la fraction de liquide vaporisé. Dans la zone monophasique vapeur, le titre thermodynamique est défini par l'équation (10) et il caractérise le taux de **surchauffe** de la vapeur.

On introduit souvent l'**enthalpie massique du fluide** i . Cette variable permet d'exprimer le titre thermodynamique x_{eq} sous la même forme quelle que soit la zone considérée. En effet :

– dans la zone monophasique liquide :

$$i \equiv i_{\ell} \quad (11)$$

et d'après l'équation (9) :

$$x_{\text{eq}} = \frac{i - i_{\ell}^{\text{sat}}}{\mathcal{L}} < 0$$

– dans la zone diphasique :

$$i \equiv x_{\text{eq}} i_{\text{v}}^{\text{sat}} + (1 - x_{\text{eq}}) i_{\ell}^{\text{sat}} \quad (12)$$

d'où :

$$x_{\text{eq}} = \frac{i - i_{\ell}^{\text{sat}}}{\mathcal{L}}$$

– dans la zone monophasique vapeur :

$$i \equiv i_{\text{v}} \quad (13)$$

et d'après l'équation (10) :

$$x_{\text{eq}} = \frac{i - i_{\ell}^{\text{sat}}}{\mathcal{L}} > 1$$

On retrouve bien, en remplaçant x_{eq} par sa valeur en fonction de l'enthalpie du fluide dans le bilan thermique (8), un bilan thermique général qui s'écrit :

$$q \pi D z = M(i - i_{\ell,e})$$

où i est donné par les équations (11), (12) ou (13) selon la zone considérée.

1.2.3 Évolution des températures le long d'un tube chauffant

Considérons un **tube vertical** chauffé uniformément sur toute sa longueur et alimenté à sa base par du liquide sous-saturé ($T_{\ell} < T_{\text{sat}}$).

La figure 15 montre les différentes configurations du mélange eau-vapeur, les différents régimes thermiques ainsi que l'évolution des températures le long du tube.

Dans la partie inférieure du tube, la température du liquide et la température de la paroi augmentent. Tant que cette dernière n'atteint pas le minimum requis pour déclencher la nucléation, les transferts de chaleur se font par **convection forcée en phase liquide**.

Quand la nucléation apparaît à la paroi, la vapeur se forme en présence de liquide sous-saturé. On est alors en présence d'**ébullition sous-saturée**.

Dans cette région, la température de la paroi T_p se stabilise à quelques degrés au-dessus de la température de saturation.

La **surchauffe** ΔT_{sat} et la **sous-saturation** ΔT_{sub} sont définies par les relations :

$$\Delta T_{\text{sat}} \triangleq T_p - T_{\text{sat}}$$

$$\Delta T_{\text{sub}} \triangleq T_{\text{sat}} - T_\ell$$

La température T_ℓ du liquide est calculée par le bilan thermique.

La transition entre la zone d'ébullition sous-saturée et la zone d'**ébullition nucléée saturée** correspond à la cote où $x_{\text{eq}} = 0$. Dans la zone d'ébullition nucléée saturée, le titre thermodynamique augmente jusqu'à une autre transition remarquable qui sépare deux mécanismes de transfert de chaleur différents : l'évaporation succède à l'ébullition.

Cette transition est précédée par un changement de type d'écoulement : l'écoulement à bulles ou à bouchons fait place à un écoulement annulaire. La température à la paroi diminue et ne permet plus de maintenir la nucléation. La chaleur passe par le film liquide, de la paroi à l'interface liquide-vapeur où l'évaporation se produit. On entre alors dans la zone de convection forcée diphasique ou de **convection forcée par le film liquide**.

À une certaine cote, donc pour un certain titre thermodynamique, l'évaporation du film liquide est complète. C'est le phénomène d'**assèchement** qui est caractérisé pour les systèmes à flux imposé par une élévation brutale de la température. Enfin, la région de l'écoulement à gouttelettes est également connue sous le nom de **région déficitaire en liquide**.

Le **coefficient d'échange de chaleur** est le rapport de la densité de flux thermique, constante dans notre cas, à la différence entre la température de la paroi et la température moyenne du fluide. L'évolution de ces deux températures est représentée par la figure 15. Dans la zone de **convection forcée en phase liquide**, l'écart $T_p - T_\ell$ diminue légèrement par influence des propriétés physiques du liquide. Le coefficient d'échange de chaleur augmente donc légèrement. Dans la zone d'**ébullition sous-saturée**, l'écart $T_p - T_\ell$ diminue linéairement jusqu'à la cote où $x_{\text{eq}} = 0$. Le coefficient d'échange de chaleur augmente donc linéairement dans cette zone. Dans la zone d'**ébullition nucléée saturée**, l'écart $T_p - T_{\text{sat}}$ et donc le coefficient d'échange de chaleur restent constants. Dans le domaine de la **convection forcée par le film liquide**, l'épaisseur du film diminue, donc $T_p - T_{\text{sat}}$ diminue et le coefficient d'échange de chaleur augmente. Au point d'assèchement, le coefficient d'échange

de chaleur diminue brutalement pour atteindre une valeur proche de celle correspondant à un écoulement de vapeur saturée. Dans la **zone déficitaire en liquide**, la vapeur est accélérée par suite de l'évaporation des gouttelettes ; le coefficient d'échange de chaleur augmente donc pour se stabiliser enfin à une valeur correspondant à un écoulement de vapeur sèche.

Remarque : la description qui vient d'être faite correspond au cas où la densité de flux thermique est suffisamment faible pour obtenir une évolution très progressive de la configuration de l'écoulement. En fait, si cette densité est élevée, on peut observer une augmentation très nette de la température de la paroi dans la zone d'ébullition nucléée saturée ou même sous-saturée. Cette augmentation est due à la formation de poches de vapeur sur la paroi et au développement d'une **ébullition en film**. Ce point est appelé point de **départ de l'ébullition nucléée**.

1.2.4 Convection forcée dans un liquide sous-saturé

1.2.4.1 Écoulement laminaire

La corrélation de Rohsenow et Choi (1961) est un compromis entre les équations théoriques obtenues pour des chauffages à flux imposé ou à température imposée. Valable uniquement pour les écoulements établis, elle s'écrit :

$$\frac{hD}{k_\ell} = 4$$

avec D diamètre intérieur du tube.

1.2.4.2 Écoulement turbulent

La corrélation la plus adaptée est celle de Dittus et Boelter (1930) :

$$\frac{hD}{k_\ell} = 0,023 \left(\frac{DG_\ell}{\mu_\ell} \right)^{0,8} \left(\frac{c_{p,\ell} \mu_\ell}{k_\ell} \right)^{0,4}$$

avec G_ℓ vitesse massique du liquide, rapport du débit-masse de liquide à l'aire de la section droite de la conduite.

Dans cette corrélation, les propriétés physiques sont évaluées à la température, dite de film, $(T_\ell + T_p)/2$, où T_p est la température de la paroi.

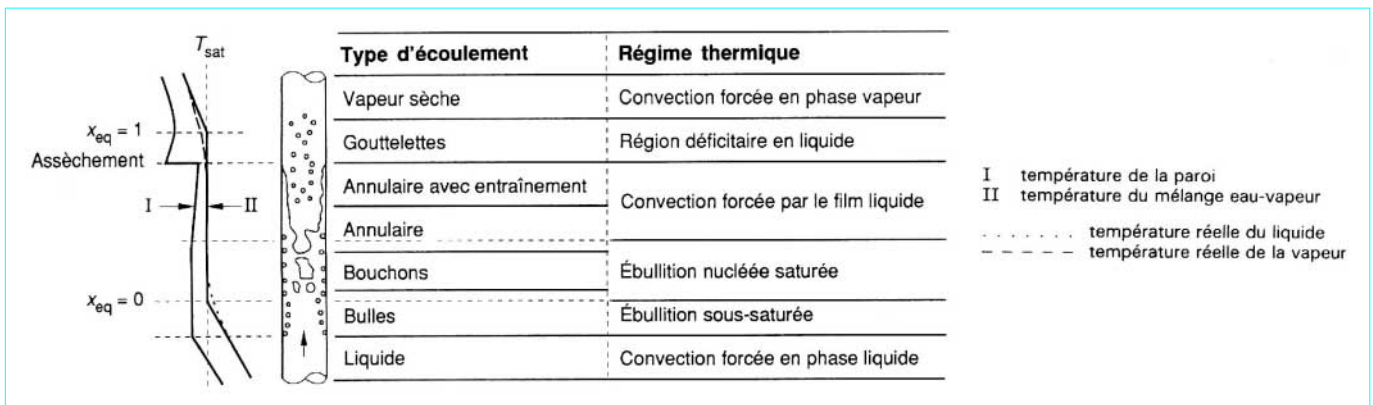


Figure 15 – Évolution des températures et des régimes d'écoulement dans un tube chauffant

1.2.5 Apparition de l'ébullition nucléée

La figure 16 montre l'apparition de la vapeur dans une conduite de diamètre D dont les parois sont chauffées à flux constant. Le taux de présence de la vapeur R_G , défini comme le rapport de l'aire occupée par la vapeur à l'aire de la section droite de la conduite, reste très faible entre les points A et B puis croît de façon significative après le point B. Le point A correspond à l'apparition de l'ébullition nucléée sur la paroi.

La limite inférieure de la température de la paroi nécessaire pour obtenir l'amorçage de l'ébullition nucléée peut être calculée à l'aide de la corrélation de Frost et Dzakowic (1967) :

$$T_p - T_{\text{sat}} = \left(\frac{8 \sigma q T_{\text{sat}}}{k_\ell \mathcal{L} \rho_v} \right)^{0,5} Pr_\ell$$

Nota : cette corrélation est valable pour tous les fluides.

1.2.6 Apparition significative de la vapeur

1.2.6.1 Mécanismes mis en jeu

La prédiction de la position du point d'apparition significative de la vapeur (point B de la figure 16) est importante pour le calcul des pertes de pression. Saha et Zuber (1974) ont proposé les mécanismes suivants.

■ Aux **faibles vitesses massiques**, l'apparition significative de la vapeur est contrôlée par les **effets thermiques**. Les bulles de vapeur se détachent de la paroi si la densité de flux thermique est suffisante pour contrarier la sous-saturation ($T_{\text{sat}} - T_\ell$). Dans ce cas, le paramètre de similitude est le nombre de Nusselt défini par l'équation :

$$Nu_{D,\ell} \triangleq \frac{q D}{k_\ell (T_{\text{sat}} - T_\ell)}$$

■ Aux **vitesses massiques élevées**, l'apparition significative de la vapeur est contrôlée par les **effets hydrodynamiques**. La couche de bulles en contact avec la paroi entre les points A et B (figure 16) peut être assimilée à une rugosité. Quand les bulles ont une hauteur suffisante, elles se détachent de la paroi et le taux de présence de la vapeur augmente de façon appréciable. Par conséquent, le coefficient de frottement f pourrait être un paramètre de similitude. Si on suppose alors que l'analogie de Reynolds est applicable, nous avons :

$$\frac{f}{2} \triangleq \frac{Nu_{D,\ell}}{Pe} \triangleq St$$

où Pe et St sont les nombres de Péclet et de Stanton définis par les équations suivantes :

$$Pe \triangleq \frac{G D c_\ell}{k_\ell}$$

$$St \triangleq \frac{q}{G c_\ell (T_{\text{sat}} - T_\ell)}$$

En conséquence, le nombre de Stanton peut être pris comme paramètre de similitude à la place du coefficient de frottement.

■ Si on admet que les nombres de Nusselt et de Stanton sont les deux paramètres de similitude du problème, on en déduit que $Nu_{D,\ell} = \text{constante}$ caractérise l'apparition significative de la vapeur due aux effets thermiques (faibles vitesses massiques) tandis que $St = \text{constante}$ caractérise l'apparition due aux effets hydrodynamiques (vitesses massiques élevées).

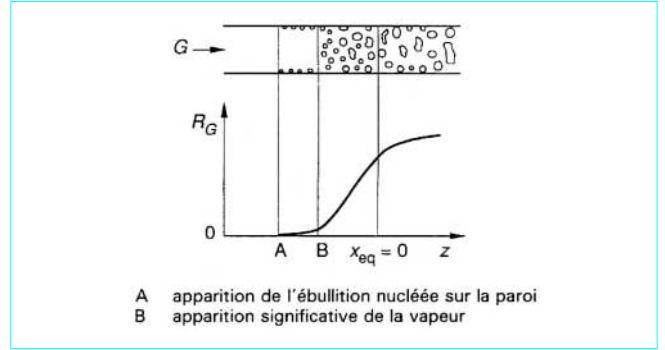


Figure 16 – Apparition de la vapeur dans un canal chauffant

1.2.6.2 Corrélations et diagramme de Saha-Zuber

Dans un diagramme St en fonction de Pe utilisant des coordonnées logarithmiques (figure 17), le critère $Nu_{D,\ell} = \text{constante}$, caractéristique des faibles vitesses massiques donc des faibles nombres de Péclet, est représenté par une droite de pente moins un. En revanche, le critère $St = \text{constante}$, caractéristique des fortes vitesses massiques donc des nombres de Péclet élevés, est représenté par une droite horizontale.

Les résultats de nombreux essais relatifs à des fluides variés, des gammes étendues de pression, de vitesse massique, de flux thermique et à des géométries différentes ont conduit Saha et Zuber à proposer les corrélations suivantes.

■ Pour les **faibles vitesses massiques** (effet thermique prépondérant) :

$$Pe_\ell \triangleq \frac{G D c_\ell}{k_\ell} < 70\,000$$

$$Nu_{D,\ell} \triangleq \frac{q D}{k_\ell (T_{\text{sat}} - T_\ell)} = 455$$

■ Pour les **vitesses massiques élevées** (effet hydrodynamique prépondérant) :

$$Pe \triangleq \frac{G D c_\ell}{k_\ell} > 70\,000$$

$$St \triangleq \frac{q}{G c_\ell (T_{\text{sat}} - T_\ell)} = 0,006\,5$$

1.2.6.3 Utilisation du diagramme de Saha-Zuber

Pour les **faibles vitesses massiques** ($Pe < 70\,000$), la température T_ℓ du liquide augmente le long du canal, la sous-saturation ($T_{\text{sat}} - T_\ell$) diminue et le nombre de Nusselt augmente. Bien que les bulles se soient détachées de la paroi ($St > 0,006\,5$), elles ne peuvent augmenter de volume tant que la température T_ℓ du liquide n'est pas suffisante, c'est-à-dire tant que le nombre de Nusselt n'a pas atteint la valeur 455. Cette valeur correspond à une sous-saturation au point B (figure 16) égale à :

$$\Delta T_{\text{sub}}(B) \triangleq T_{\text{sat}} - T_\ell(B) = 0,002\,2 \frac{q D}{k_\ell}$$

Pour les **vitesses massiques élevées** ($Pe > 70\,000$), les bulles se détachent dès que le nombre de Stanton atteint la valeur 0,006 5. Le nombre de Nusselt étant alors toujours supérieur à 455, les bulles de vapeur peuvent augmenter de volume et contribuer à l'apparition d'un taux de présence de la vapeur significatif.

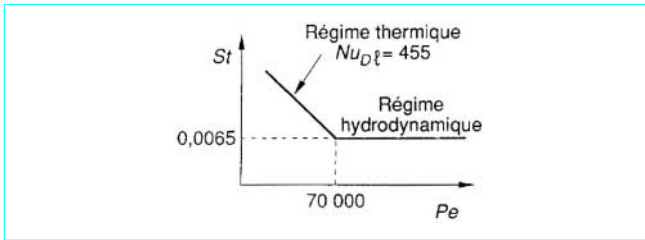


Figure 17 – Détermination du point d'apparition significative de la vapeur par le diagramme de Saha-Zuber

La sous-saturation au point B (figure 16) est alors égale à :

$$\Delta T_{\text{sub}}(B) \triangleq T_{\text{sat}} - T_{\ell}(B) = 153,8 \frac{q}{G c_{\ell}}$$

1.2.7 Arrêt de l'ébullition nucléée

L'ébullition nucléée disparaît dès que la température de paroi devient inférieure à celle donnée par la corrélation de Frost et Dzakowic (1967), à savoir :

$$T_p - T_{\text{sat}} = \left(\frac{8 \sigma q T_{\text{sat}}}{k_{\ell} \mathcal{L} \delta_v} \right)^{0,5} Pr_{\ell}$$

1.2.8 Ébullition sous-saturée

1.2.8.1 Généralités

L'ébullition sous-saturée ($x_{\text{eq}} < 0$) est encore appelée ébullition locale.

Dans cette zone, la température du liquide n'a pas encore atteint la température de saturation. Les bulles prennent naissance à la paroi, se détachent et se condensent au sein du liquide.

Au début de cette zone, peu de bulles apparaissent sur la paroi. C'est la zone de l'**ébullition sous-saturée partielle** où les échanges de chaleur se font à la fois par ébullition nucléée et par convection forcée en phase liquide. En aval de cette zone, les bulles naissent de plus en plus nombreuses sur la paroi et cette nouvelle région est appelée **ébullition sous-saturée développée**. Les échanges de chaleur y sont dus uniquement à l'ébullition nucléée, la convection forcée en phase liquide sur la paroi étant devenue négligeable.

1.2.8.2 Ébullition sous-saturée développée

Dans cette zone, l'influence de la convection forcée en phase liquide est négligeable et seuls les échanges de chaleur par ébullition nucléée interviennent. On pourra donc prendre les corrélations proposées au paragraphe 1.1.4.

1.2.8.3 Ébullition sous-saturée partielle

La figure 18 illustre la méthode utilisée. La courbe AB correspond à l'écoulement monophasique liquide pour lequel la densité de flux thermique sera notée q_{ℓ} . L'ébullition nucléée apparaît au point B tandis que la courbe CD correspond à l'ébullition sous-saturée développée pour laquelle la densité de flux thermique sera noté q_{ess} . La température associée à l'apparition de l'ébullition nucléée peut être calculée à l'aide de la corrélation proposée au paragraphe 1.2.5. On peut donc aisément calculer l'ordonnée $q_{\text{ess}}(B')$ du point B' qui

a pour abscisse cette température et qui est situé sur la courbe correspondant à l'ébullition sous-saturée développée. La courbe BC pourra alors être représentée par l'équation :

$$q = q_{\ell} \left\{ 1 + \left[\frac{q_{\text{ess}}}{q_{\ell}} \left(1 - \frac{q_{\text{ess}}(B')}{q_{\text{ess}}} \right) \right]^2 \right\}^{1/2}$$

1.2.9 Ébullition saturée

L'ébullition saturée ($x_{\text{eq}} > 0$) est encore appelée ébullition franche.

Le coefficient d'échange de chaleur h pourra être calculé à l'aide de la corrélation de Chen (1966), qu'il y ait ou non nucléation à la paroi :

$$h = 0,00122 \frac{k_{\ell}^{0,79} c_{p,\ell}^{0,45} \rho_{\ell}^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_{\ell}^{0,29} \mathcal{L}^{0,24} \rho_v^{0,24}} (T_p - T_{\text{sat}})^{0,24} \Delta p_{\text{sat}}^{0,75} S + 0,023 \left[\frac{D G (1 - x_{\text{eq}})}{\mu_{\ell}} \right]^{0,8} \left(\frac{c_p \mu_{\ell}}{k_{\ell}} \right)^{0,4} \frac{k_{\ell}}{D} F$$

où x_{eq} , le titre thermodynamique, est calculé par un simple bilan thermique (paragraphe 1.2.2) et où l'écart de pression Δp_{sat} est calculé par la relation de Clausius-Clapeyron :

$$\Delta p_{\text{sat}} = \frac{\mathcal{L} (T_p - T_{\text{sat}})}{T_{\text{sat}} (1/\rho_v - 1/\rho_{\ell})}$$

La corrélation de Chen est **adimensionnelle** et contient deux termes représentant deux mécanismes physiques différents. Le premier terme traduit la contribution de l'ébullition nucléée sur la paroi. Il est obtenu à partir de la corrélation d'ébullition nucléée en vase de Forster et Zuber (1955) pondérée par un facteur d'atténuation S . Le second terme représente l'effet de la convection forcée monophasique due au liquide, modifiée par un facteur d'amplification F et calculée à partir de la corrélation de Dittus et Boelter (§ 1.2.4.2).

Les facteurs S et F sont donnés par les figures 19 et 20 ou peuvent être calculés par les équations approchées suivantes :

$$S = \left\{ 1 + 2,53 \times 10^{-6} \left[\frac{D G (1 - x_{\text{eq}})}{\mu_{\ell}} F^{1,25} \right]^{1,17} \right\}^{-1}$$

$$F = 1 \quad \text{pour } 1/X \leq 0,1$$

$$F = 2,35 (1/X + 0,213)^{0,736} \quad \text{pour } 1/X > 0,1$$

avec

$$X \triangleq \left(\frac{1 - x_{\text{eq}}}{x_{\text{eq}}} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_{\ell}} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_{\ell}}{\mu_v} \right)^{0,1}$$

1.2.10 Crise d'ébullition

1.2.10.1 Généralités

Lorsque la paroi n'est plus en contact avec le liquide, le coefficient d'échange de chaleur décroît de façon significative. Pour les systèmes où la densité de flux thermique est imposée, comme les réacteurs nucléaires, cela entraîne une augmentation brutale et importante de la température de la paroi pouvant conduire à la destruction de celle-ci par fusion. Il est donc important de pouvoir prédire l'apparition de ce phénomène appelé crise d'ébullition ou encore **critical heat flux (CHF)**, **departure from nucleate boiling (DNB)**, **dryout** ou **burnout (BO)**.

Dans un tube vertical de section circulaire, chauffé uniformément et parcouru par un écoulement ascendant, la crise d'ébullition apparaît à l'extrémité supérieure du tube. La densité de flux

thermique correspondant q_c est fonction des cinq variables indépendantes suivantes : la vitesse massique du fluide G , la pression p , le diamètre D du tube, la longueur L du tube chauffant et la sous-saturation à l'entrée du tube $i_\ell^{\text{sat}} - i_{\ell,e}$.

Nous avons ainsi :

$$q_c = f(G, p, D, L, i_\ell^{\text{sat}} - i_{\ell,e})$$

Cependant, un simple bilan thermique sur la longueur L du tube chauffant (§ 1.2.2) permet d'obtenir le titre thermodynamique en sortie du tube $x_{\text{eq}}(L)$ ou l'enthalpie du fluide en sortie du tube $i(L)$:

$$x_{\text{eq}}(L) = \frac{1}{\mathcal{L}} \left[\frac{4 q_c L}{G D} - (i_\ell^{\text{sat}} - i_{\ell,e}) \right]$$

$$i(L) = \frac{4 q_c L}{G D} - (i_\ell^{\text{sat}} - i_{\ell,e}) + i_\ell^{\text{sat}}$$

La densité de flux thermique critique peut donc s'écrire sous forme des fonctions suivantes :

$$q_c = f[G, x_{\text{eq}}(L), p, D, L]$$

ou :

$$q_c = f[G, i(L), p, D, L]$$

Certains résultats expérimentaux ayant montré que pour des valeurs fixées de p , D , G et $x_{\text{eq}}(L)$, l'effet de la longueur L était négligeable, la densité de flux thermique correspondant à la crise d'ébullition s'écrit sous la forme d'une fonction des quatre variables G , $x_{\text{eq}}(L)$, p et D :

$$q_c = f[G, x_{\text{eq}}(L), p, D]$$

1.2.10.2 Détermination de la densité du flux thermique critique pour de l'eau circulant dans un tube vertical de section circulaire chauffé uniformément

Comme pour beaucoup d'autres phénomènes diphasiques, deux types de prédiction sont possibles : l'une fondée entièrement sur l'utilisation des données expérimentales, l'autre complétée par une analyse des mécanismes physiques. Nous ne présentons dans la suite de ce paragraphe que les prédictions du premier type.

■ Corrélation de Bowring (1972)

La densité de flux thermique critique est donnée par la relation :

$$\frac{A + B(i_\ell^{\text{sat}} - i_{\ell,e})}{C + L}$$

Dans cette relation, la densité de flux thermique critique q_c est exprimée en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, la sous-saturation à l'entrée du canal chauffant $(i_\ell^{\text{sat}} - i_{\ell,e})$ en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ et la longueur L du canal chauffant en m.

Les grandeurs A , B et C sont définies par les relations suivantes :

$$A \triangleq \frac{0,579 \ 3 \ \mathcal{L} \ D \ G \ F_1}{1 + 0,014 \ 3 \ F_2 \ D^{1/2} \ G}$$

$$B \triangleq 0,25 \ D \ G$$

$$C \triangleq \frac{0,077 \ F_3 \ D \ G}{1 + 0,347 \ F_4 \ (G/1 \ 356)^n}$$

Dans ces relations de définition de A , B et C , la chaleur massique de vaporisation \mathcal{L} est exprimée en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$, le diamètre D du tube en m, la vitesse massique G en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et l'exposant n est donné par la relation :

$$n = 2,0 - 0,5 \ p'$$

p' étant une pression adimensionnelle définie à partir de la pression p du système exprimée en bar :

$$p' \triangleq \frac{p}{69}$$

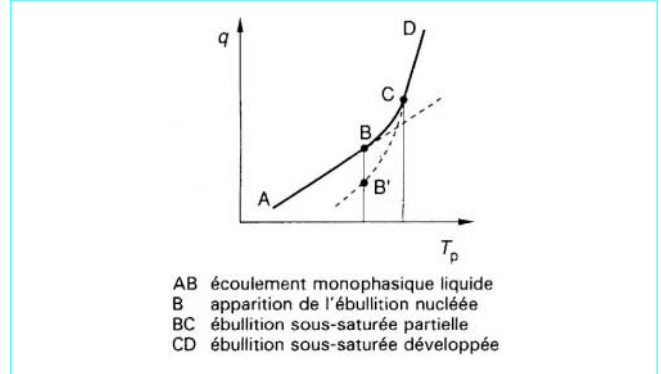


Figure 18 – Ébullition sous-saturée

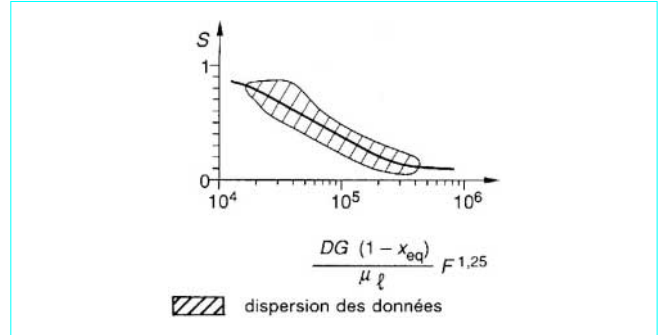


Figure 19 – Variation du facteur d'atténuation de la corrélation de Chen

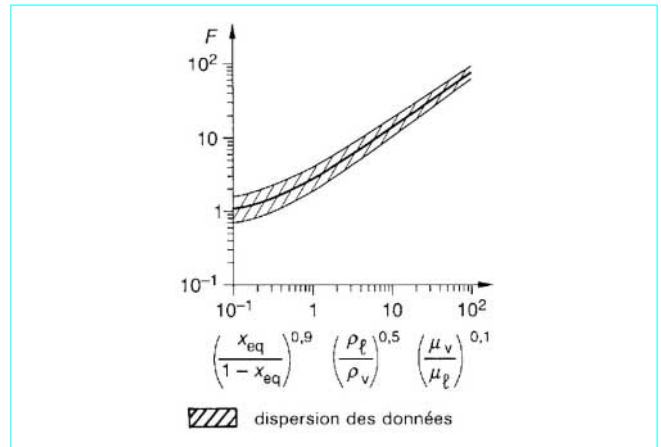


Figure 20 – Variation du facteur d'amplification de Chen

Les grandeurs F_1 , F_2 , F_3 et F_4 sont des fonctions de la pression adimensionnelle p' définies comme suit :

— si $p' < 1$:

$$F_1 \triangleq \frac{\{p'^{18,942} \exp [20,8 (1 - p')]\} + 0,917}{1,917}$$

$$\frac{F_1}{F_2} \triangleq \frac{\{p'^{1,316} \exp [2,444 (1 - p')]\} + 0,309}{1,309}$$

$$F_3 \triangleq \frac{\{p'^{17,023} \exp [16,658 (1 - p')]\} + 0,667}{1,667}$$

$$\frac{F_4}{F_3} \triangleq p'^{1,649}$$

— si $p' > 1$:

$$F_1 = p'^{-0,368} \exp [0,648 (1 - p')]$$

$$F_2 = p'^{-0,448} \exp [0,245 (1 - p')]$$

$$F_3 = p'^{0,219}$$

$$\frac{F_4}{F_3} = p'^{1,649}$$

Leurs valeurs numériques sont données au tableau 1 en fonction de la pression p du système. La corrélation de Bowring est scientifiquement injustifiable mais techniquement très utile. Elle ne repose sur aucune analyse des mécanismes physiques mis en jeu et ne doit pas être employée en dehors des gammes de paramètres pour laquelle elle a été établie, à savoir :

- un écoulement eau-vapeur ascendant dans un tube vertical ;
- une pression p de 2 à 190 bar ;
- un diamètre D du tube chauffant compris entre 2 et 45 mm ;
- une longueur L du tube chauffant comprise entre 0,15 et 3,70 m ;
- une vitesse massique G comprise entre 136 et 18 600 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

L'erreur quadratique moyenne de cette corrélation par rapport à l'ensemble des résultats expérimentaux disponibles est de 7 %.

■ Méthode de Groeneveld (1982)

Cette autre méthode empirique consiste à tabuler les valeurs de la densité de flux thermique critique q_c en fonction de la pression p , de la vitesse massique G et du titre thermodynamique en sortie du tube $x_{\text{eq}}(L)$. Des facteurs de corrections sont également proposés pour tenir compte du diamètre D du tube et de la longueur L du tube chauffant.

1.2.10.3 Détermination de la densité du flux thermique critique pour un fluide autre que l'eau circulant dans un tube vertical de section circulaire chauffé uniformément

Katto et Ohne (1984) ont proposé la méthode suivante établie à partir de l'examen des résultats expérimentaux obtenus dans les conditions suivantes :

- les fluides sont l'eau, l'ammoniaque, le benzène, l'éthanol, l'hélium, l'hydrogène, l'azote, les *Fréons* $R\ 12$, $R\ 21$, $R\ 22$, $R\ 113$ ou le potassium ;
- la longueur L du tube chauffant est comprise entre 0,01 et 8,80 m ;
- le diamètre D du tube chauffant est compris entre 1 et 38 mm ;
- $L' \triangleq L/D$ est compris entre 5 et 880 ;
- $R' \triangleq \rho_v/\rho_\ell$ est compris entre 0,000 3 et 0,41 ;
- $W' \triangleq \sigma \rho_\ell / G^2 L$ est compris entre 3×10^{-9} et 2×10^{-2} .

Tableau 1 – Valeurs numériques de F_1 , F_2 , F_3 et F_4 intervenant dans la corrélation de Bowring

p (bar)	F_1	F_2	F_3	F_4
1	0,478	1,782	0,400	0,000 4
5	0,478	1,019	0,400	0,005 3
10	0,478	0,662	0,400	0,016 6
15	0,478	0,514	0,400	0,032 4
20	0,478	0,441	0,400	0,052 1
25	0,480	0,403	0,401	0,075 3
30	0,488	0,390	0,405	0,102 9
35	0,519	0,406	0,422	0,138 0
40	0,590	0,462	0,462	0,188 5
45	0,707	0,564	0,538	0,266 3
50	0,848	0,698	0,647	0,381 2
60	1,043	0,934	0,890	0,708 4
68,9	1,000	1,000	1,000	1,000
70	0,984	0,995	1,003	1,030
80	0,853	0,948	1,033	1,322
90	0,743	0,903	1,060	1,647
100	0,651	0,859	1,085	2,005
110	0,572	0,816	1,108	2,396
120	0,504	0,775	1,129	2,819
130	0,446	0,736	1,149	3,274
140	0,395	0,698	1,168	3,760
150	0,350	0,662	1,186	4,277
160	0,311	0,628	1,203	4,825
170	0,277	0,595	1,219	5,404
180	0,247	0,564	1,234	6,013
190	0,220	0,534	1,249	6,651
200	0,197	0,506	1,263	7,320

La densité de flux thermique critique q_c est évaluée à partir de l'équation suivante :

$$q_c = X G [\mathcal{L} + K (i_\ell^{\text{sat}} - i_{\ell,e})]$$

Les coefficients X et K sont fonction des trois nombres adimensionnels suivants :

$$L' \triangleq L/D$$

$$R' \triangleq \rho_v/\rho_\ell$$

$$W' \triangleq \sigma \rho_\ell / G^2 L$$

Les cinq valeurs suivantes de X sont ensuite calculées :

$$X_1 \triangleq \frac{C W'^{0,043}}{L'}$$

$$X_2 \triangleq \frac{0,1 R'^{0,133} W'^{0,333}}{1 + 0,003\ 1\ L'}$$

$$X_3 \triangleq \frac{0,098 R'^{0,133} W'^{0,433} L'^{0,27}}{1 + 0,003\ 1\ L'}$$

$$X_4 \triangleq \frac{0,038\ 4 R'^{0,6} W'^{0,173}}{1 + 0,28 W'^{0,233} L'}$$

$$X_5 \triangleq \frac{0,234 R'^{0,513} W'^{0,433} L'^{0,27}}{1 + 0,003\ 1\ L'}$$

où la valeur de C à utiliser dans l'équation de définition de X_1 est donnée par :

$C = 0,25$	pour $L' < 50$
$C = 0,25 + 0,000\ 9 (L' - 50)$	pour $50 < L' < 150$
$C = 0,34$	pour $L' > 150$

Les trois valeurs suivantes de K sont ensuite calculées :

$$K_1 \triangleq \frac{0,261}{C W'^{0,043}}$$

$$K_2 \triangleq \frac{0,833 (0,0124 + 1/L')}{R'^{0,133} W'^{0,333}}$$

$$K_3 \triangleq \frac{1,12 (1,52 W'^{0,233} + 1/L')}{R'^{0,6} W'^{0,173}}$$

Les valeurs de X et de K entrant dans l'équation permettant de calculer la densité de flux thermique critique q_c sont enfin choisies selon les règles suivantes :

■ Pour $R' < 0,15$:

- si $X_1 < X_2$ alors $X = X_1$
- si $X_1 > X_2$ et $X_2 < X_3$ alors $X = X_2$
- si $X_1 > X_2$ et $X_2 > X_3$ alors $X = X_3$
- si $K_1 > K_2$ alors $K = K_1$
- si $K_1 < K_2$ alors $K = K_2$

■ Pour $R' > 0,15$:

- si $X_1 < X_5$ alors $X = X_1$
- si $X_1 > X_5$ et $X_5 > X_4$ alors $X = X_5$
- si $X_1 > X_5$ et $X_5 < X_4$ alors $X = X_4$
- si $K_1 > K_2$ alors $K = K_1$
- si $K_1 < K_2$ et $K_2 < K_3$ alors $K = K_2$
- si $K_1 < K_2$ et $K_2 > K_3$ alors $K = K_3$

L'erreur quadratique moyenne par rapport aux valeurs expérimentales est d'environ 20 %. La corrélation de Katto est donc moins performante que celle de Bowring pour l'eau. En revanche, elle a l'avantage d'être adimensionnelle et d'avoir été établie pour de nombreux fluides.

1.2.10.4 Détermination de la densité de flux thermique critique dans un tube vertical de section circulaire chauffé non uniformément

Nous avons vu à la fin du paragraphe 1.2.1.1 que la densité de flux thermique critique pouvait être calculée à partir d'une relation de la forme :

$$q_c = f[G, x_{eq}(L), p, D]$$

Or, le bilan thermique sur la longueur L_{sat} , nécessaire pour amener le titre thermodynamique de la valeur nulle à la valeur $x_{eq}(L)$ correspondant aux conditions de flux critique en sortie du canal, s'écrit, en supposant un chauffage **uniforme** :

$$q_c \pi D L_{sat} = x_{eq}(L) G \frac{\pi D^2}{4} \mathcal{L}$$

En éliminant q_c entre les deux équations précédentes, on obtient une relation de la forme :

$$x_{eq}(L) = f(G, L_{sat}, p, D)$$

Les résultats expérimentaux de densité de flux thermique critique peuvent donc être représentés dans un diagramme $x_{eq}(L)$ en fonction de L_{sat} .

Il apparaît que les valeurs expérimentales des titres thermodynamiques critiques $x_{eq}(L)$ obtenues en chauffage **non uniforme** se situent sur la même courbe que celles obtenues en chauffage **uniforme** si on utilise le diagramme $x_{eq}(L)$ en fonction de L_{sat} . On peut donc ainsi déterminer les densités des flux thermiques critiques en chauffage non uniforme.

1.2.11 Ébullition de transition

L'utilisation de techniques expérimentales où la température de la paroi était fixée a permis de mettre en évidence un régime d'ébullition où la densité de flux thermique était une fonction décroissante

de la température de la paroi, cela aussi bien pour l'ébullition en vase (§ 1.1) que pour l'ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffant (§ 1.2).

Pour de l'eau circulant dans le sens ascendant dans un tube cylindrique de section circulaire, on pourra calculer la densité de flux thermique par la corrélation de Tong et Young (1974) :

$$q = q_c \exp \left[-0,039 \frac{x_{eq}^{2/3}}{dx_{eq}/dz} \left(\frac{\Delta T_{sat}}{55} \right)^{(1+0,0029\Delta T)} \right]$$

où q_c , la densité de flux thermique correspondant à la crise d'ébullition, peut être calculée à l'aide de la corrélation de Bowring (§ 1.2.10.2) ; x_{eq} , le titre thermodynamique, est calculé par un bilan thermique simplifié (§ 1.2.2) ; l'abscisse z est exprimée en m et $\Delta T_{sat} \triangleq T_p - T_{sat}$, la surchauffe de la paroi, est exprimée en K ou en °C.

1.2.12 Configuration des écoulements en aval de la crise d'ébullition

La crise d'ébullition peut apparaître soit par arrêt de l'ébullition nucléée (figure 21) ; *departure from nucleate boiling*), soit par disparition du film liquide en contact avec la paroi (figure 22 : *dryout*). Dans le premier cas, l'écoulement qui suit la crise d'ébullition est du type **annulaire inverse** (*inverted annular flow*) : un film de vapeur isole la paroi du cœur liquide. Dans le second cas, l'écoulement qui suit la crise d'ébullition est un écoulement **dispersé** de gouttelettes dans un cœur de vapeur (*post-dryout region* ou *liquid deficient region*).

1.2.13 Coefficients d'échange de chaleur

1.2.13.1 Écoulement annulaire inverse

Il peut être calculé à l'aide de la corrélation de Bromley modifiée par Leonard *et al.* (1978) :

$$h = 0,62 \left[\frac{k_v^3 \rho_v (\rho_\ell - \rho_v) \mathcal{L} g}{\lambda \mu_v (T_p - T_{sat})} \right]^{1/4}$$

$$\text{avec } \lambda \triangleq 2\pi \left[\frac{\sigma}{g(\rho_\ell - \rho_v)} \right]^{1/2}$$

Nota : dans ces relations, les propriétés physiques de la vapeur sont évaluées à la température de film $(T_p + T_{sat})/2$.

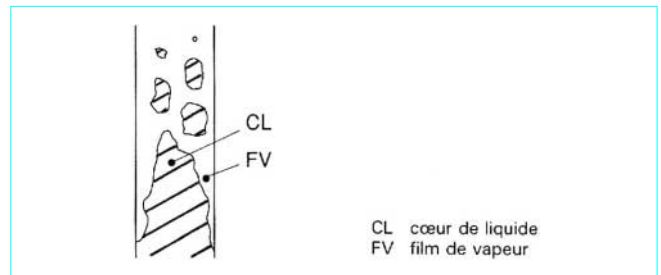


Figure 21 – Crise d'ébullition obtenue par arrêt de l'ébullition nucléée

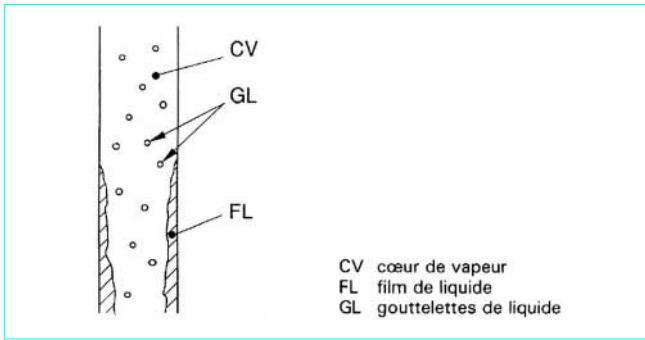


Figure 22 – Crise d'ébullition obtenue par assèchement de la paroi

Cette corrélation a été vérifiée dans les domaines suivants :

- une pression p comprise entre 1 et 7 bar ;
- une densité de flux thermique q comprise entre 30 et 130 $\text{kW} \cdot \text{m}^{-2}$;
- une surchauffe ($T_p - T_{\text{sat}}$) comprise entre 278 et 778 K ;
- une sous-saturation ($T_{\text{sat}} - T_\ell$) inférieure à 78 K ;
- une vitesse du liquide inférieure à 30 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

1.2.13.2 Écoulement dispersé

Il peut être calculé à partir de la corrélation de Groeneveld (1973) :

$$Nu_{D,v} = 0,0033 \left\{ Re_v \left[x_{\text{eq}} + \frac{\rho_v}{\rho_\ell} (1 - x_{\text{eq}}) \right] \right\}^{0,9} Pr_v Y^{-1,5}$$

avec $Re_v \triangleq \frac{G_v D}{\mu_v}$

$$Y \triangleq 1 - 0,1 \left(\frac{\rho_\ell}{\rho_v} - 1 \right)^{0,4} (1 - x_{\text{eq}})^{0,4}$$

G_v étant la vitesse massique de la vapeur.

Nota : les propriétés physiques de la vapeur sont évaluées à la température T_p de la paroi.

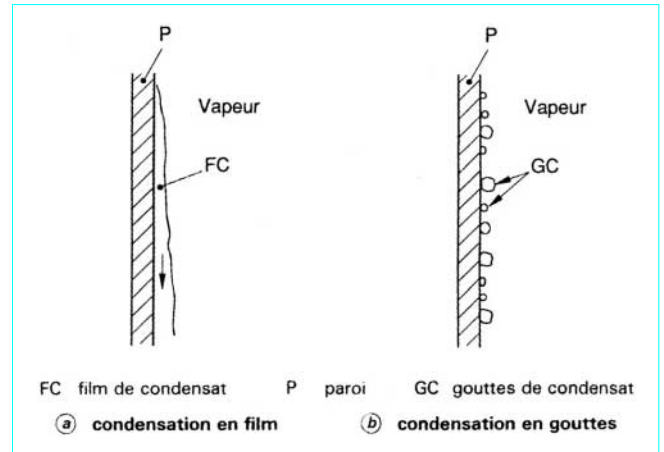


Figure 23 – Types de condensation

■ Un **coefficient d'échange de chaleur local** $h(z)$ défini par la relation :

$$h(z) \triangleq \frac{q}{T_i - T_p} = \frac{q}{T_{\text{sat}} - T_p}$$

avec T_i température de l'interface liquide-vapeur égale, en général, à la température de saturation,

T_p température de la paroi mouillée,

q densité de flux thermique.

■ Un **coefficient d'échange de chaleur global** $\bar{h}(z)$ défini par la relation :

$$\bar{h}(z) \triangleq \frac{1}{z} \int_0^z h(z) dz$$

2.1.2 Condensation en film sur une plaque et à l'extérieur ou à l'intérieur d'un tube vertical

2.1.2.1 Mécanismes physiques

Lorsque de la vapeur se condense sur une paroi froide (figure 25), la résistance thermique prépondérante est celle du film de condensat. Il est donc naturel de s'intéresser à la structure de ce film. On observe à partir du début de la condensation trois structures de film différentes :

- un film laminaire lisse ;
- un film laminaire avec vagues ;
- un film turbulent avec vagues.

Les échanges thermiques seront donc, *a priori*, différents dans ces trois zones.

Nota : les épaisseurs de film de condensat étant très faibles, les résultats obtenus pour les plaques planes seront applicables pour la condensation en film à l'extérieur ou à l'intérieur d'un tube vertical à condition que le rayon de courbure de la paroi froide soit supérieur à 1,5 mm.

2.1.2.2 Film laminaire lisse ($Re_\ell < 30$) avec vitesse de vapeur faible

■ Dans le cas où la **vapeur est à la saturation** ($T_v = T_{\text{sat}}$) :

- les **relations locales** valables à la cote z sont :

• pour le coefficient d'échange de chaleur local (Nusselt, 1916 ; Rohsenow, 1956) :

$$h(z) = \left\{ \frac{k_\ell^3 \rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g [\mathcal{L} + 0,68 c_{p,\ell} (T_{\text{sat}} - T_p)]}{4 \mu_\ell (T_{\text{sat}} - T_p) z} \right\}^{1/4}$$

2. Condensation des vapeurs pures

Lorsque de la vapeur se condense sur une paroi, le condensat peut recouvrir la paroi sous la forme d'un film continu ou sous la forme d'une multitude de gouttelettes. Dans le premier cas, on parle de **condensation en film** (*filmwise condensation*) et dans le second de **condensation en gouttes** (*dropwise condensation*). La figure 23 représente ces deux types de condensation. Les coefficients d'échange de chaleur sont beaucoup plus élevés en condensation en gouttes qu'en condensation en film, mais la condensation en gouttes nécessite des parois hydrophobes et est plus difficile à obtenir dans des équipements industriels.

2.1 Condensation en film

2.1.1 Définition des coefficients d'échange de chaleur

On peut définir deux coefficients d'échange de chaleur (figure 24).

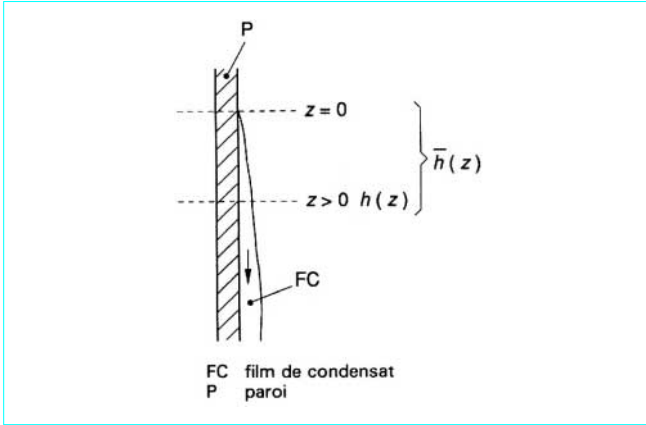


Figure 24 – Coefficient d'échange de chaleur local et coefficient d'échange de chaleur global

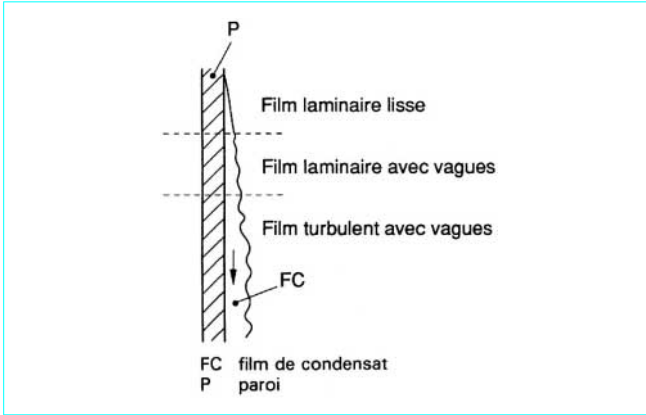


Figure 25 – Structure de film de condensat

• pour la relation coefficient d'échange de chaleur-débit de condensat :

$$\frac{h(z)}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = 1,1 Re_\ell^{-1/3} \quad (14)$$

avec $Re_\ell \triangleq \frac{4 \Gamma(z)}{\mu_\ell}$

où $\Gamma(z)$ est le débit-masse de condensat à la cote z par unité de largeur de paroi froide ;

— les **relations moyennées sur une distance z** à partir du début de la condensation dans le cas d'une température de paroi T_p constante sont :

• pour le coefficient d'échange de chaleur global :

$$\bar{h}(z) = 0,943 \left\{ \frac{k_\ell^3 \rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g [\mathcal{L} + 0,68 c_{p,\ell} (T_{\text{sat}} - T_p)]}{\mu_\ell (T_{\text{sat}} - T_p) z} \right\}^{1/4} = \frac{4}{3} h(z)$$

• pour le débit-masse de condensat à la cote z par unité de largeur de paroi froide $\Gamma(z)$:

$$\Gamma(z) = \frac{\bar{h}(z) (T_{\text{sat}} - T_p) z}{\mathcal{L}}$$

• pour la relation coefficient d'échange-débit de condensat :

$$\frac{\bar{h}(z)}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = 1,47 Re_\ell^{-1/3} \quad (15)$$

avec $Re_\ell \triangleq \frac{4 \Gamma(z)}{\mu_\ell}$

Dans les équations précédentes, la chaleur de vaporisation \mathcal{L} est évaluée à la température de saturation T_{sat} , la conductivité thermique k_ℓ et la masse volumique ρ_ℓ sont évaluées à la température $(T_p + T_{\text{sat}})/2$ et la viscosité μ_ℓ est calculée à partir de la relation :

$$\mu_\ell = \frac{1}{4} [3 \mu_\ell(T_p) + \mu_\ell(T_{\text{sat}})]$$

■ Dans le cas où la **vapeur est surchauffée** ($T_v > T_{\text{sat}}$), le **coefficient d'échange de chaleur global** est celui calculé antérieurement lorsque la vapeur est à la saturation ($T_v = T_{\text{sat}}$) multiplié par un facteur correctif dépendant de la surchauffe de la vapeur ($T_v - T_{\text{sat}}$) (Butterworth, 1977) :

$$\bar{h}(z; T_v > T_{\text{sat}}) = \bar{h}(z; T_v = T_{\text{sat}}) \left[1 + \frac{c_{p,v} (T_v - T_{\text{sat}})}{\mathcal{L}} \right]^{1/4}$$

Le **débit-masse de condensat à la cote z par unité de largeur de paroi froide** $\Gamma(z)$ est donné par la relation :

$$\Gamma(z) = \frac{\bar{h}(z; T_v > T_{\text{sat}}) (T_{\text{sat}} - T_p) z}{\mathcal{L} + c_{p,v} (T_v - T_{\text{sat}})}$$

2.1.2.3 Film laminaire avec vagues ($30 < Re_\ell < 1600$) et faible vitesse de la vapeur supposée à la saturation ($T_v = T_{\text{sat}}$)

■ La **relation locale**, valable à la cote z entre le coefficient d'échange de chaleur local et le débit de condensat s'écrit (Kutateladze, 1963) :

$$\frac{h(z)}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = 0,756 Re_\ell^{-0,22} \quad (16)$$

avec $Re_\ell \triangleq \frac{4 \Gamma(z)}{\mu_\ell}$

■ La **relation moyennée sur une distance z** à partir du début de la condensation, comprenant la zone où le film est laminaire lisse et une partie de la zone où le film est laminaire à vagues, entre le coefficient d'échange de chaleur global et le débit de condensat s'écrit dans le cas d'une température de paroi T_p constante :

$$\frac{\bar{h}(z)}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = \frac{Re_\ell}{1,08 Re_\ell^{1,22} - 5,2} \quad (17)$$

2.1.2.4 Film turbulent avec vagues ($Re_\ell > 1600$) et faible vitesse de la vapeur supposée à la saturation ($T_v = T_{\text{sat}}$)

■ La **relation locale** valable à la cote z entre le coefficient d'échange de chaleur local et le débit de condensat s'écrit (Labuntsov, 1957) :

$$\frac{h(z)}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = 0,023 Re_\ell^{0,25} Pr_\ell^{0,5} \quad (18)$$

avec $Re_\ell \triangleq \frac{4 \Gamma(z)}{\mu_\ell}$

et $Pr_\ell \triangleq \frac{\mu_\ell}{k_\ell c_{p,\ell}}$

■ La relation moyennée sur une distance z à partir du début de la condensation, comprenant les zones où le film est laminaire (lisse et à vagues) et une partie de la zone où le film est turbulent, entre le coefficient d'échange de chaleur global et le débit de condensat s'écrit dans le cas d'une température de paroi T_p constante :

$$\frac{\bar{h}(z)}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = \frac{Re_\ell}{8750 + 58 Pr_\ell^{-0,5} (Re_\ell^{0,75} - 253)} \quad (19)$$

2.1.2.5 Synthèse des recommandations lorsque la vapeur est à la saturation ($T_v = T_{sat}$) et lorsque la vitesse de la vapeur est faible

Cette synthèse est donnée par le tableau 2.

2.1.2.6 Effet du frottement interfacial sur le coefficient d'échange de chaleur local

Lorsque la vitesse de la vapeur est élevée, le frottement interfacial joue un rôle significatif. Une augmentation du frottement interfacial entraîne, d'une part, une diminution du nombre de Reynolds pour

lequel apparaît la turbulence dans le film de condensat et, d'autre part, une diminution de l'épaisseur du film donc une augmentation du coefficient d'échange de chaleur local.

2.1.2.6.1 Calcul de la contrainte de frottement interfacial τ_i

La contrainte de frottement interfacial τ_i s'exprime en fonction du coefficient de frottement interfacial f_i et du débit-masse surfacique de condensation \dot{m}_c par la relation (Bird *et al.*, 1960) :

$$\tau_i = \dot{m}_c J_v \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\dot{m}_c}{\frac{1}{2} f_i \rho_v J_v}\right)}$$

avec J_v vitesse débitante de la vapeur, rapport du débit-volume de vapeur à l'aire de la section droite de la conduite,
 \dot{m}_c débit-masse surfacique de condensation donné par la relation :

$$\dot{m}_c = \frac{h(T_{sat} - T_p)}{\mathcal{L}}$$

Lorsque le débit-masse surfacique de condensation \dot{m}_c est faible, on retrouve l'expression classique :

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_v J_v^2$$

Tableau 2 – Synthèse des recommandations lorsque la vapeur est à saturation et lorsque la vitesse de la vapeur est faible

Re_ℓ	$h(z)$ (figure 26)		$\bar{h}(z)$ (figure 27)	
	Régime	Équation	Régime	Équation
$Re_\ell < 30$	laminaire lisse	Nusselt-Rohsenow (14)	laminaire lisse	(15)
$30 < Re_\ell < 1\,600$	laminaire avec vagues	Kutateladze (16)	laminaire lisse et avec vagues	(17)
$Re_\ell > 1\,600$	turbulent avec vagues	Labuntsov (18)	laminaire lisse et avec vagues et turbulent	(19)

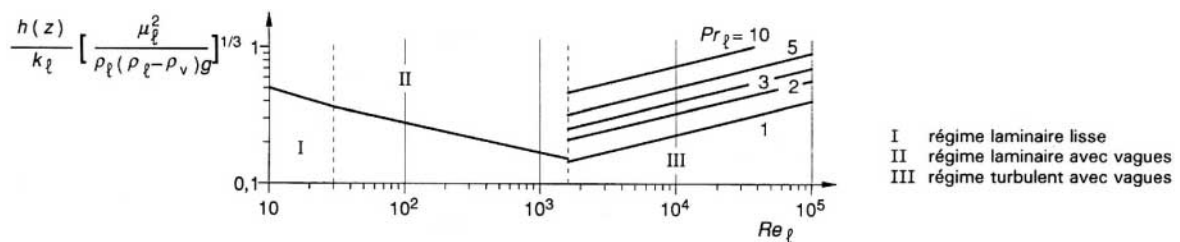


Figure 26 – Coefficient d'échange de chaleur local sur une paroi verticale

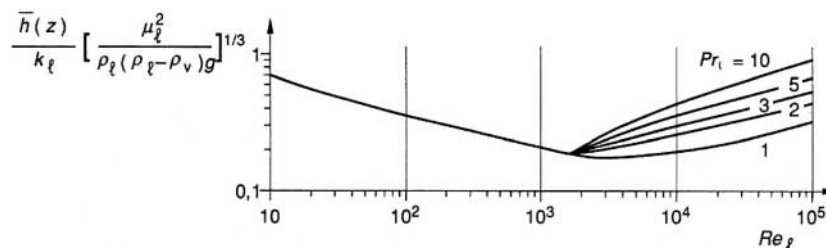


Figure 27 – Coefficient d'échange de chaleur global sur une paroi verticale

Le coefficient de frottement interfacial f_i peut être calculé à l'aide de la corrélation de Henstock et Hanratty (1976) :

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 1400 F \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{1}{G} \frac{(1 + 1400 F)^{3/2}}{13,2 F} \right] \right\}$$

avec $F \triangleq \frac{\gamma}{Re_v^{0,9}} \frac{\mu_\ell}{\mu_v} \left(\frac{\rho_v}{\rho_\ell} \right)^{1/2}$

$$G \triangleq \frac{\rho_\ell g D}{\rho_v J_v^2 f_v}$$

$$Re_v \triangleq \frac{\rho_v J_v D}{\mu_v}$$

$$\gamma \triangleq [(0,707 Re_\ell^{0,5})^{2,5} + (0,0379 Re_\ell^{0,9})^{2,5}]^{0,4}$$

$$f_v = 0,046 Re_v^{-0,2}$$

Dans les relations ci-dessus, D est le diamètre hydraulique du canal parcouru par la vapeur :

$$D \triangleq \frac{4S}{p}$$

avec S aire de la section droite du canal,

p périmètre de la section droite du canal.

2.1.2.6.2 Calcul du nombre de Reynolds critique $Re_{\ell,c}$

Le nombre de Reynolds critique $Re_{\ell,c}$ caractérise l'apparition de la turbulence dans le film de condensat. Il est donné par les relations suivantes :

$$Re_{\ell,c} = 1600 - 226 \tau_i^* + 0,667 (\tau_i^*)^3 \text{ pour } \tau_i^* \leq 9,04$$

$$Re_{\ell,c} = 50 \text{ pour } \tau_i^* > 9,04$$

La contrainte de frottement interfacial adimensionnelle τ_i^* est définie par la relation :

$$\tau_i^* \triangleq \frac{\rho_\ell \tau_i}{[\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) \mu_\ell g]^{2/3}}$$

2.1.2.6.3 Calcul du coefficient d'échange de chaleur local

■ Dans le cas où le frottement interfacial a un effet prépondérant et la gravité un effet négligeable, le coefficient d'échange de chaleur local $h(z)_i$ dépend de la valeur du nombre de Reynolds par rapport au nombre de Reynolds critique. On le calculera par les relations proposées par Butterworth (1981) :

— si $Re_\ell < Re_{\ell,c}$:

$$\frac{h(z)_i}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = 1,41 Re_\ell^{-1/2} (\tau_i^*)^{1/2}$$

— si $Re_\ell > Re_{\ell,c}$:

$$\frac{h(z)_i}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = \left[\left(\frac{1,41}{Re_\ell^{1/2}} \right)^m + \left(\frac{0,071 Pr_\ell^{1/2}}{Re_\ell^{1/24}} \right)^m \right]^{1/m} (\tau_i^*)^{1/2}$$

avec $m \triangleq \frac{1}{2} (Pr_\ell + 3)$

■ Dans le cas où le frottement interfacial a un effet négligeable et la gravité un effet prépondérant, le coefficient d'échange de chaleur local $h(z)_g$ peut se calculer à l'aide des relations (14), (16) ou (18).

■ Dans le cas où les effets du frottement interfacial et de la gravité sont du même ordre, on utilisera la relation :

$$h(z) = [h(z)_i^2 + h(z)_g^2]^{1/2}$$

2.1.3 Condensation en film à l'extérieur d'un tube horizontal

2.1.3.1 Description

Lorsque de la vapeur entoure un tube horizontal dont la paroi est à une température T_p inférieure à la température de saturation, un film de condensat ruisselle le long du tube et s'égoutte à sa partie inférieure (figure 28).

2.1.3.2 Vitesse de la vapeur faible

Le coefficient d'échange de chaleur moyen \bar{h} est défini par la relation :

$$\bar{h} \triangleq \frac{1}{\pi r} \int_0^\pi h(\theta) r d\theta = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi h(\theta) d\theta$$

Lorsque le film est laminaire, il est donné par la relation suivante, due à Nusselt :

$$\bar{h} = 0,728 \left[\frac{k_\ell^3 \rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g \mathcal{L}}{\mu_\ell (T_{\text{sat}} - T_p) D} \right]^{-1/4} \quad (20)$$

avec D diamètre du tube.

Le débit-masse de condensat par unité de longueur de tube Γ peut être calculé à partir du bilan thermique. On obtient alors la relation suivante :

$$\frac{\bar{h}}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = 1,51 \left(\frac{4\Gamma}{\mu_\ell} \right)^{-1/3}$$

Les deux relations précédentes supposent que la **température de la paroi est constante sur tout le périmètre du tube**. Si on suppose que c'est la densité de flux thermique qui est constante, les coefficients deviennent égaux à 0,70 et 1,47 au lieu de 0,728 et 1,51. Les résultats ne changent donc pas de façon sensible. On peut également tenir compte des variations des propriétés physiques et de la surchauffe de la vapeur en introduisant les mêmes corrections que celles utilisées pour la condensation en film sur une plaque (§ 2.1.2.2).

2.1.3.3 Vitesse de la vapeur non négligeable

Pour un écoulement de vapeur vertical ou horizontal passant sur un tube horizontal, Fujii a établi que le coefficient d'échange de chaleur moyen \bar{h} peut être calculé à partir de la relation suivante :

$$\frac{\bar{h}}{h_0} = 1,4 \left[\frac{U_v^2 (T_{\text{sat}} - T_p) k_\ell}{g D \mathcal{L} \mu_\ell} \right]^{-0,05}$$

avec U_v vitesse de la vapeur,

\bar{h}_0 coefficient d'échange de chaleur calculé en l'absence d'une vitesse significative de la vapeur (§ 2.1.3.2).

La relation précédente n'est vérifiée que si $1 < \bar{h}/\bar{h}_0 < 1,7$. Si $\bar{h}/\bar{h}_0 < 1$, Fujii recommande de prendre $\bar{h} = \bar{h}_0$ et si $\bar{h}/\bar{h}_0 > 1,7$, la relation précédente ne doit être utilisée qu'à titre indicatif.

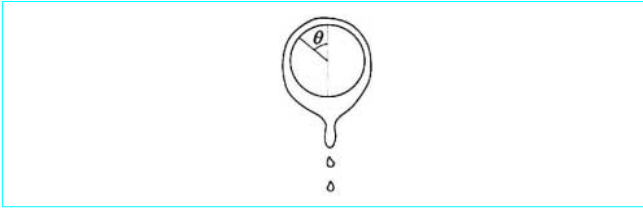


Figure 28 – Condensation en film à l'extérieur d'un tube horizontal

2.1.4 Condensation à l'extérieur d'un faisceau de tubes horizontaux

Les relations donnant les coefficients d'échange de chaleur moyens à l'extérieur d'un tube vertical ou horizontal permettent de montrer facilement qu'il est préférable de concevoir des condenseurs à tubes horizontaux. En effet, le coefficient d'échange de chaleur moyen est plus grand pour un tube horizontal que pour un tube vertical. Cependant, pour un faisceau de tubes horizontaux, il faut tenir compte de l'écoulement du condensat sur l'ensemble des tubes. Comme indiqué sur la figure 29, le condensat s'égoutte à la partie inférieure d'un tube et tombe sur le tube suivant.

Considérons un faisceau de N tubes horizontaux situés dans un plan vertical. Les coefficients d'échange \bar{h}^N (moyenné sur l'ensemble des N tubes) et \bar{h}_N (moyenné sur le N^{e} tube) peuvent être calculés à l'aide des relations empiriques de Kern (1958) :

$$\frac{\bar{h}^N}{\bar{h}_1} = N^{-1/6}$$

$$\frac{\bar{h}_N}{\bar{h}_1} = N^{5/6} - (N-1)^{5/6}$$

avec \bar{h}_1 coefficient d'échange moyen pour le premier tube.

Le débit-masse de condensat par unité de longueur du tube Γ_N s'égouttant du N^{e} tube est calculé à l'aide de la corrélation empirique de Short et Brown (1961) :

$$\frac{\bar{h}_N}{k_\ell} \left[\frac{\mu_\ell^2}{\rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g} \right]^{1/3} = 1,51 \left(\frac{4 \Gamma_N}{\mu_\ell} \right)^{-1/3}$$

Nota : cette relation n'est toutefois valable que pour des films de condensat lumineux. Pour les films turbulents, aucune méthode publiée ne peut être recommandée.

2.1.5 Condensation à l'intérieur d'un tube horizontal

2.1.5.1 Types d'écoulement rencontrés

La figure 30 indique les configurations d'écoulement que l'on peut rencontrer dans un tube horizontal selon le débit.

■ Aux **forts débits**, la vapeur se condense sur la paroi du tube en formant un **écoulement annulaire**. Par suite de la valeur élevée de la vitesse de la vapeur, des gouttelettes sont arrachées du film de condensat et entraînées dans le cœur de l'écoulement. Lorsqu'on s'éloigne de l'entrée du tube, la condensation entraîne une diminution de la vitesse de la vapeur et du cisaillement à la surface du film de condensat. Cela a deux conséquences : l'arrêt de l'arrachement et de l'entraînement de gouttelettes et l'augmentation du rôle de la gravité qui conduit à un épaississement du film liquide dans la partie inférieure du tube. Plus en aval, l'écoulement annulaire se transforme en écoulement intermittent à poches de vapeur et bouchons de liquide et finalement le condensat emplit complètement le tube.

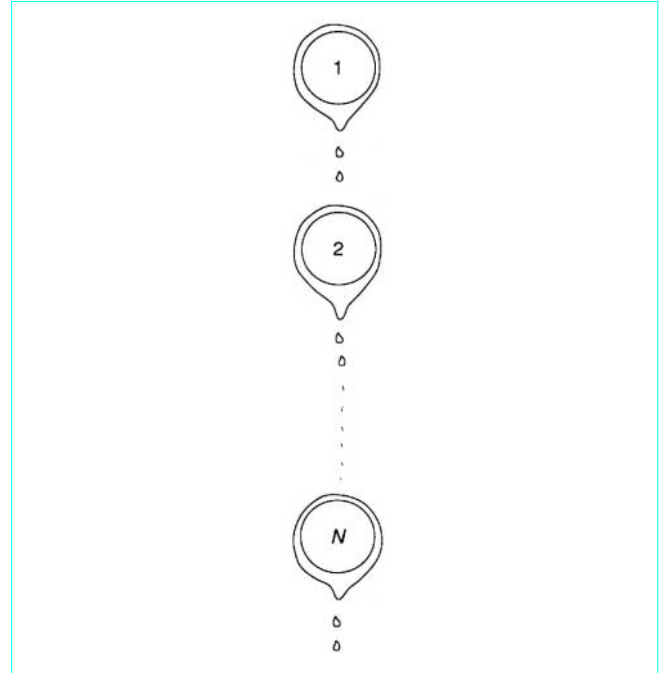


Figure 29 – Condensation en film sur un faisceau de tubes horizontaux situés dans un plan vertical

■ Aux **faibles débits**, l'écoulement annulaire dispersé qui se forme à l'entrée du tube se stratifie et le condensat s'écoule par effet de gradient hydraulique si le tube n'est pas en charge à son extrémité aval. Dans le cas contraire, le condensat s'accumule dans le tube et s'écoule périodiquement sous forme de bouchons de liquide expulsés du tube par la pression de la vapeur.

La figure 31 indique l'évolution de l'écoulement dans les deux cas précédents sur une carte valable uniquement pour la condensation de la vapeur d'eau à une pression voisine de la pression atmosphérique.

2.1.5.2 Coefficient d'échange de chaleur en écoulement stratifié

Le coefficient d'échange de chaleur moyenné sur la circonférence du tube peut être calculé à l'aide de la relation suivante :

$$\bar{h} = \Omega \left[\frac{k_\ell^3 \rho_\ell (\rho_\ell - \rho_v) g \mathcal{L}}{\mu_\ell D (T_{\text{sat}} - T_p)} \right]^{1/4}$$

D'après Jaster et Kosky (1976), Ω est donné par :

$$\Omega = 0,728 \left[1 + \frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho_v}{\rho_\ell} \right)^{2/3} \right]^{-3/4}$$

où x , titre massique de la vapeur, est le rapport du débit-masse de la vapeur au débit-masse total du mélange vapeur-condensat.

Le coefficient d'échange de chaleur global $\langle \bar{h} \rangle$ moyenné sur l'ensemble de la conduite de longueur L peut être déterminé à l'aide de la corrélation de Chen et Kocamustafaoğullari (1987) :

$$\frac{\langle \bar{h} \rangle D}{k_\ell} = 0,492 \left[\frac{c_{p,\ell} (T_{\text{sat}} - T_{p,e})}{\mathcal{L}} \right]^{-0,27} \left(\frac{\mu_\ell c_{p,\ell}}{k_\ell} \right)^{0,25}$$

$$\left\{ D \left[\frac{g(\rho_\ell - \rho_v)}{\rho_\ell v_\ell^2} \right]^{1/3} \right\}^{0,73} \left(\frac{L}{D} \right)^{-0,03} \left(\frac{J_{v,e} D}{v_v} \right)^{0,05} \left(1 + \frac{J_{\ell,e} D}{v_\ell} \right)^{-0,01}$$

avec $J_{v,e}$ et $J_{\ell,e}$ vitesses débitantes de la vapeur et du liquide à l'entrée de la conduite, rapports des débits-volume de vapeur et du liquide à l'entrée de la conduite à l'aire de la section droite de la conduite,

$T_{p,e}$ température de la paroi à l'entrée du tube.

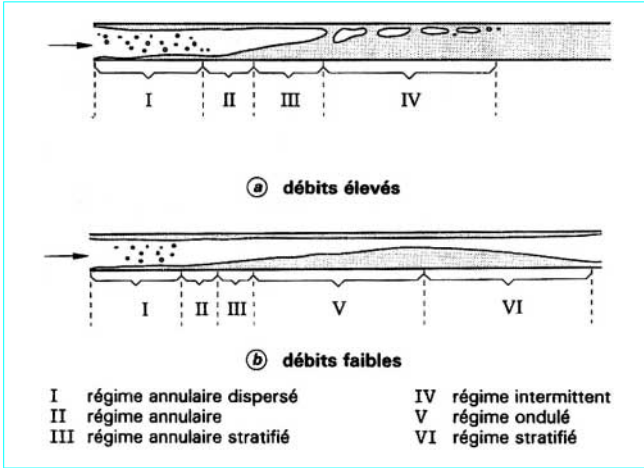


Figure 30 – Condensation en film à l'intérieur d'un tube horizontal

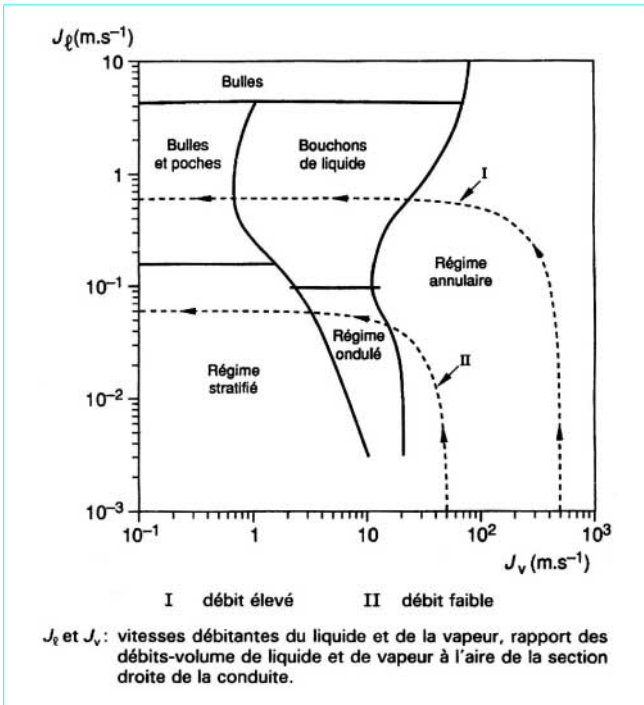


Figure 31 – Configurations d'écoulement dans un tube de condenseur horizontal à une pression voisine de la pression atmosphérique (eau-vapeur)

Cette corrélation permet de retrouver de nombreux points expérimentaux avec une incertitude de $\pm 30\%$ pour les gammes de paramètres suivantes :

$$0,002 \leq \frac{c_{p,\ell}(T_{\text{sat}} - T_{p,e})}{\mathcal{L}} \leq 0,1 ; \quad 1,5 \leq \frac{\mu_{\ell} c_{p,\ell}}{k_{\ell}} \leq 6,1$$

$$400 \leq D \left[\frac{g(\rho_{\ell} - \rho_v)}{\rho_{\ell} v_{\ell}^2} \right]^{1/3} \leq 1500 ; \quad 18 \leq \frac{L}{D} \leq 269$$

$$3000 \leq \frac{J_{v,e} D}{v_v} \leq 300000 ; \quad 0 \leq \frac{J_{\ell,e} D}{v_{\ell}} \leq 2000$$

2.1.5.3 Coefficient d'échange de chaleur en écoulement annulaire

Selon Butterworth (1986), on prendra :

– en écoulement laminaire ($Re_{\ell} < 50$) :

$$\frac{\bar{h}}{k_{\ell}} \left(\frac{v_{\ell}^2}{g} \right)^{1/3} = 1,41 Re_{\ell}^{-1/2} (\tau_i^*)^{1/2}$$

– en écoulement turbulent ($Re_{\ell} > 50$) :

$$\frac{\bar{h}}{k_{\ell}} \left(\frac{v_{\ell}^2}{g} \right)^{1/3} = \left[\left(\frac{1,41}{Re_{\ell}^{1/2}} \right)^m + \left(\frac{0,071 Pr_{\ell}^{1/2}}{Re_{\ell}^{1/24}} \right)^m \right]^{1/m} (\tau_i^*)^{1/2}$$

avec

$$m \triangleq \frac{1}{2} (Pr_{\ell} + 3)$$

Dans les expressions précédentes, τ_i^* est défini par la relation :

$$\tau_i^* \triangleq \frac{\rho_{\ell} \tau_i}{(\rho_{\ell}^2 \mu_{\ell} g)^{2/3}}$$

et est calculé par la méthode exposée au paragraphe 2.1.2.6 où on prendra :

$$\frac{f_i}{f_v} = 1 + 850 F$$

2.2 Condensation en gouttes

Utilisés depuis fort longtemps en génie thermique, les condenseurs ont fait l'objet de nouvelles études d'optimisation avec l'apparition des unités de dessalement d'eau de mer fonctionnant suivant les procédés par détente ou par longs tubes verticaux. Le coût de ces condenseurs est, en effet, relativement élevé du fait de l'emploi d'alliages cuivreux atténuant les effets corrosifs de l'eau de mer. Ce coût représente environ 40 % du prix des installations et il est aisé de concevoir que de nombreuses études ont été menées afin de réduire la surface d'échange en augmentant, en particulier, le coefficient d'échange de chaleur entre la vapeur et la paroi froide.

Mise en évidence pour la première fois par Schmidt en 1930, la condensation en gouttes est caractérisée par une augmentation considérable (jusqu'à cent fois) du coefficient d'échange par rapport à la condensation en film. Les gouttes qui recouvrent 90 % de la paroi semblent se former sur des sites privilégiés de la paroi dont la densité surfacique est très élevée ($10^6/\text{mm}^2$) et dont la taille est de l'ordre du micromètre. Les gouttes grossissent et s'agglomèrent, avec d'autres gouttes plus petites. Après avoir atteint une taille suffisante, les gouttes ruissellent sur la paroi sous l'influence de la gravité en emportant les gouttes statiques qui se trouvent sur leur passage et en laissant derrière elles une zone de paroi asséchée.

2.2.1 Mécanisme

Les expériences de Welch et Westwater (1961) sur la condensation de la vapeur d'eau sur des parois de cuivre montrent clairement (figure 32) l'augmentation de la densité de flux thermique ou du coefficient d'échange de chaleur pour une même différence de température entre la paroi et la vapeur lorsque l'on passe de la condensation en film (*filmwise condensation*) à la condensation en gouttes (*dropwise condensation*). Cette dernière était obtenue grâce à l'addition d'oléate de cuivre à l'eau fournissant la vapeur.

Deux théories ont été proposées pour expliquer le mécanisme de la condensation en gouttes :

- la théorie du **film instable**, proposée par Jakob en 1936, qui suppose l'existence d'un film liquide continu d'épaisseur inférieure au micromètre qui se résout spontanément en gouttelettes après avoir atteint une épaisseur critique de l'ordre du micromètre ; en fait, la mise en évidence expérimentale de ce film s'est révélée difficile et son existence n'est pas reconnue de façon définitive ;
- la théorie des **sites préférentiels** qui, par analogie avec la théorie de la nucléation en ébullition, est expliquée par de nombreux auteurs par la présence de germes sur la surface de la paroi froide.

2.2.2 Méthodes utilisées pour obtenir la condensation en gouttes

Pour obtenir la condensation en gouttes, il faut rendre la paroi non mouillable par l'eau. Ce résultat est atteint soit en revêtant la paroi d'un matériau permanent hydrophobe, soit en ajoutant à la vapeur un produit liquide ou gazeux qui est adsorbé par la surface de condensation.

2.2.2.1 Utilisation de revêtements permanents

On les classe en deux groupes suivant leur nature chimique.

■ **Les métaux nobles** tels que l'argent, le rhodium, le palladium, le platine et l'or. Ce dernier métal est particulièrement intéressant car il n'est pas oxydable par l'air à des températures inférieures à 900 °C. Cela explique son choix habituel en tant que promoteur de la condensation en gouttes. Cependant, les dépôts d'or ne sont pas réalisables sur les alliages de cupronickel constituant les tubes de condenseur. Il est nécessaire de déposer des couches successives de nickel (12 µm), d'argent (6 µm) et enfin une pellicule d'or (0,25 µm). Cette technique multiplie approximativement par deux le prix d'un tube de condenseur et l'examen économique du problème s'impose pour chaque application. Le revêtement ainsi obtenu peut tenir une dizaine de milliers d'heures.

■ **Les résines polymérisées**, dont deux produits organiques donnent des résultats corrects pour des durées d'utilisation allant jusqu'à trois mille heures. Ce sont le polytétrafluoréthylène (PTFE ou *Téflon*, fabriqué par Du Pont de Nemours) et le polyparaxylylène (*Parylène*, fabriqué par Union Carbide). Ces matériaux étant mauvais conducteurs de la chaleur, le dépôt doit être le plus mince possible (inférieur à 10 µm). Le *Parylène* permet des épaisseurs de l'ordre du micron et semble être le mieux adapté (figure 33).

2.2.2.2 Utilisation de promoteurs temporaires

Ces promoteurs temporaires doivent posséder les qualités suivantes :

- une faible solubilité dans le condensat ;
- une bonne adhérence à la paroi ;
- un caractère hydrophobe marqué ;
- une action prolongée ;
- une faible toxicité dans le cas des condenseurs utilisés pour le dessalement de l'eau de mer.

Les produits les plus couramment employés sont les huiles minérales, les acides gras et leurs sels, les cires, les mercaptans et l'oléate de cuivre. Ces substances sont le plus souvent injectées dans

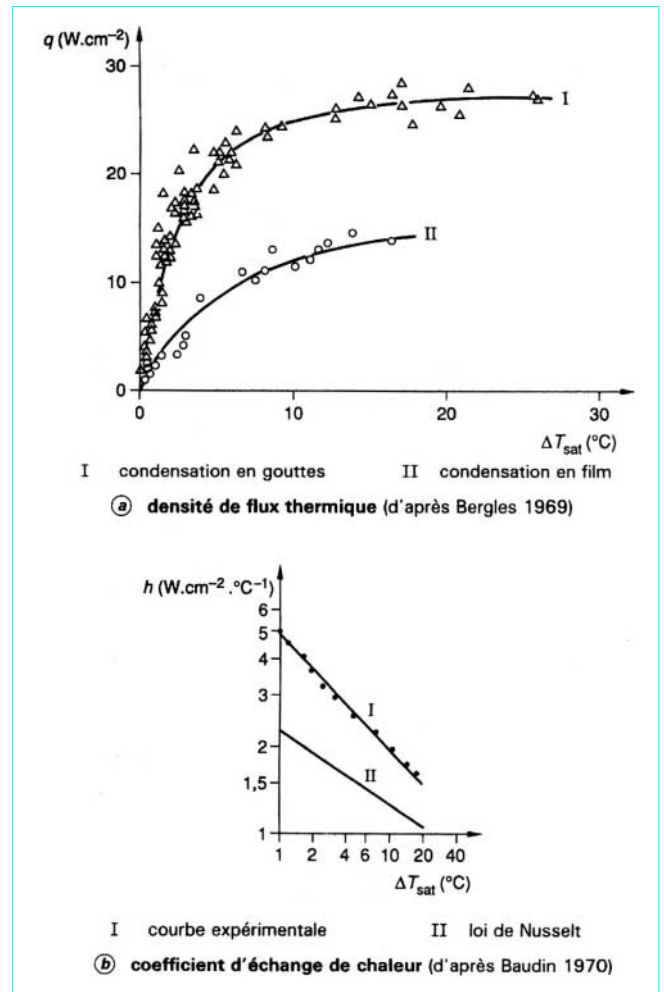


Figure 32 – Condensation sur une paroi de cuivre de la vapeur d'eau en présence d'oléate de cuivre

la vapeur à condenser soit directement par barbotage ou sous forme d'aérosols, soit indirectement par mélange à la saumure. L'injection peut être continue ou périodique.

2.2.3 Calcul du coefficient d'échange de chaleur

Le mécanisme de la condensation en gouttes n'ayant pas encore été clairement établi, il est illusoire de proposer des corrélations de coefficient d'échange de chaleur valables dans une gamme étendue de paramètres.

En première approximation, on peut admettre que la résistance thermique totale ($1/h$) est la somme d'une résistance thermique ($1/h_G$) due à la présence de gaz incondensables, d'une résistance thermique ($1/h_{go}$) due aux gouttes de condensat accrochées sur la paroi froide, d'une résistance thermique ($1/h_i$) due au changement de phase sur l'interface des gouttes et d'une résistance thermique éventuelle ($1/h_{pr}$) due à un dépôt permanent de promoteur sur la paroi. Nous avons ainsi :

$$\frac{1}{h} = \frac{1}{h_G} + \frac{1}{h_{go}} + \frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_{pr}}$$

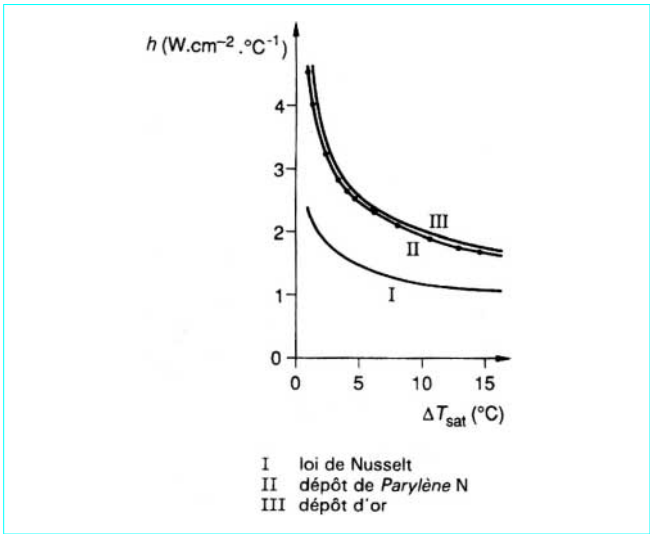


Figure 33 – Coefficient d'échange de chaleur en fonction du degré de sous-saturation pour différents revêtements permanents

2.2.3.1 Résistances thermiques prépondérantes

■ Résistance thermique due à la présence d'un gaz incondensable

Dès que la fraction massique de l'air dans la vapeur, rapport de la masse d'air à la masse de vapeur, atteint 0,02, le coefficient d'échange de chaleur total h n'atteint que 20 % du coefficient d'échange de chaleur total obtenu en l'absence d'air. Malgré l'importance de cet effet, aucune méthode n'est actuellement disponible pour calculer la résistance thermique ($1/h_G$) due à la présence de gaz incondensables.

■ Résistance thermique due aux gouttes

Pour une paroi de cuivre verticale, on pourra utiliser les relations expérimentales suivantes.

— Si la température de saturation T_{sat} est comprise entre 22 °C et 100 °C :

$$h_{\text{go}} = 5 + 0,2 T_{\text{sat}}$$

avec h_{go} en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$,

T_{sat} en °C.

Nota : cette formule pratique n'a aucune base scientifique.

— Si la température de saturation est supérieure à 100 °C :

$$h_{\text{go}} = 25 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$$

2.2.3.2 Résistances thermiques supplémentaires

■ Résistance thermique due au changement de phase à l'interface

$$h_i = 2,1 p^{0,65}$$

avec p (bar) pression,

h_i en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$

Nota : cette formule est pratique mais n'a aucune base scientifique.

■ Résistance du promoteur

$$h_{\text{pr}} = \frac{k_{\text{pr}}}{\delta_{\text{pr}}}$$

avec k_{pr} conductivité thermique due au promoteur,

δ_{pr} épaisseur de la couche de promoteur.

Exemple : une couche de *Téflon* ($k_{\text{pr}} = 0,18 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) d'épaisseur $1,5 \mu\text{m}$ aura un coefficient d'échange de chaleur de $11,2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$.

2.2.3.3 Autres facteurs

La conductivité thermique de la paroi ainsi que son inclinaison jouent également un rôle fondamental dans la prédiction du coefficient d'échange de chaleur en condensation en gouttes. Il n'existe cependant à ce jour aucune méthode générale pour en quantifier les effets.

2.2.4 Autres procédés d'amélioration du coefficient d'échange de chaleur

Il est possible d'obtenir des coefficients d'échange de chaleur comparables à ceux obtenus en condensation en gouttes sur des tubes à revêtement d'or discontinu, fonctionnant en régime de condensation en film. Ce procédé présente ainsi une économie de prix substantielle.

Il est intéressant de noter également que le titane induit une condensation mixte qui donne, pour des écarts de température modérés entre la vapeur et la paroi (2 à 5 °C), un coefficient d'échange de chaleur de condensation environ 30 % supérieur à celui qui existe sur les alliages cuivreux.

Notations et symboles

Symbole	Unité	Définition
A	m^2	aire d'une plaque chauffante (en général)
C_{sf}		coefficient dépendant du couple liquide-paroi
D	m	diamètre d'un cylindre chauffant
F		facteur d'amplification de Chen
G	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	vitesse massique (en général)
I	A	intensité de courant électrique
J	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	vitesse débitante
L	m	longueur caractéristique ou plus petite dimension d'une plaque chauffante
\mathcal{L}	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	chaleur (enthalpie) massique de vaporisation
M	$\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$	masse molaire du fluide
N	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$	débit-masse
Nu_D		nombre de tubes
		nombre de Nusselt basé sur D $\left(\triangleq \frac{h D}{k} \right) (1)$
Nu_L		nombre de Nusselt basé sur L $\left(\triangleq \frac{h L}{k} \right) (1)$
P	m	périmètre d'une plaque chauffante
Pe		nombre de Péclet $\left(\triangleq \frac{G D c_\ell}{k_\ell} \right) (1)$
Pr		nombre de Prandtl $\left(\triangleq \frac{\nu}{\alpha} \right) (1)$
R	Ω	résistance électrique
Ra_D		nombre de Rayleigh basé sur D $\left[\triangleq \frac{g \beta_\ell \Delta T_{\text{sat}} D^3}{\nu_\ell \alpha_\ell} \right] (1)$

(1) \triangleq signifie égal à, par définition.

Notations et symboles		
Symbole	Unité	Définition
Ra_L		nombre de Rayleigh basé sur L $\left[\triangleq \frac{g \beta_\ell \Delta T_{\text{sat}} L^3}{\nu_\ell \alpha_\ell} \right] (1)$
Re_v		nombre de Reynolds de la vapeur $\left(\triangleq \frac{G_v D}{\mu_v} \right) (1)$
Re_ℓ		nombre de Reynolds du liquide $\left(\triangleq \frac{4 \Gamma(z)}{\mu_\ell} \right) (1)$
$Re_{\ell,c}$		nombre de Reynolds critique du liquide
S		facteur d'atténuation de Chen
St		nombre de Stanton $\left[\triangleq \frac{q}{G_\ell c_\ell (T_{\text{sat}} - T_\ell)} \right] (1)$
T	K	température
T_{sat}	K	température du liquide maintenu à la saturation
ΔT_{sat}	K	surchauffe $(\triangleq T_p - T_{\text{sat}}) (1)$
ΔT_{sub}	K	sous-saturation $(\triangleq T_{\text{sat}} - T_{\ell,\infty}) (1)$
U	V	différence de potentiel
U_v	$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	vitesse de la vapeur
c_ℓ	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	capacité thermique massique du liquide
c_p	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	capacité thermique massique à pression constante
d	m	diamètre du fil chauffant
f		coefficient de frottement
f_i		coefficient de frottement interfacial
g	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	accélération due à la pesanteur
h	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	coefficient d'échange de chaleur
\bar{h}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	coefficient d'échange de chaleur global
$\langle \bar{h} \rangle$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	coefficient d'échange de chaleur global moyenné
h_G	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	coefficient d'échange de chaleur lié à la présence de gaz incondensables
h_{go}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	coefficient d'échange de chaleur lié aux gouttes
h_i	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	coefficient d'échange de chaleur lié au changement de phase
h_{pr}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	coefficient d'échange de chaleur lié au promoteur
i	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	enthalpie massique du fluide
i^{sat}	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	enthalpie massique du fluide à la saturation
k	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	conductivité thermique
k_{pr}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	conductivité thermique due au promoteur
l	m	longueur du fil chauffant
\dot{m}_c	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	débit-masse surfacique de condensation
p	Pa	pression
p_R		pression réduite
q	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	densité de flux thermique
q_c	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	densité de flux thermique critique
$q_{c,\text{sat}}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	densité de flux thermique critique à la saturation

(1) \triangleq signifie égal à, par définition.

Notations et symboles		
Symbole	Unité	Définition
$q_{c,\text{sub}}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	densité de flux thermique critique en présence de sous-saturation
q_{min}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	densité de flux thermique minimale en ébullition en film
r	m	rayon du cylindre
r^*		rayon adimensionnel du cylindre
r_{cav}	m	rayon d'une cavité
x		titre massique de la vapeur
x_{eq}		titre massique de la vapeur à l'équilibre thermodynamique (ou titre thermodynamique)
z	m	cote
z_{sat}	m	cote où la température du liquide devient égale à la température de saturation
z_{vap}	m	cote correspondant à la disparition complète du liquide
Γ	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	débit-masse de condensat par unité de largeur de paroi froide
Ω		facteur de Jaster et Kosky
α	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	diffusivité thermique
β	K^{-1}	coefficient de dilatation volumique
δ_{pr}	m	épaisseur de la couche de promoteur
ε	μm	rugosité de la paroi
λ_c	m	émissivité de la paroi
μ	Pa · s	longueur d'onde critique des instabilités marginales de Rayleigh-Taylor
ν	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	viscosité dynamique
ρ	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	viscosité cinématique
σ	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$	masse volumique
τ_i	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{m}^{-1}$	tension interfaciale
τ_i^*		constante de Stefan-Boltzmann ($= 5,67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$)
		contrainte de frottement interfacial
		adimensionnelle

(1) \triangleq signifie égal à, par définition.

Liste des Indices	
c	critique
e	entrée
f	film
i	interface
ℓ	liquide
p	paroi
pr	promoteur
sat	saturation
sub	sous-saturation
v	vapeur
vap	vaporisation
∞	infini

Transferts de chaleur : ébullition ou condensation des corps purs

par **Jean-Marc DELHAYE**

*Chef du Laboratoire d'Études Fondamentales du Service d'Études Thermohydrauliques
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble (Commissariat à l'Énergie Atomique)
Professeur à l'École Centrale des Arts et Manufactures*

Bibliographie

Ouvrages généraux

COLLIER (J.G.). – *Convective boiling and condensation* (Ébullition et condensation en régime convectif). 435 p., McGraw-Hill Book Company (1981).

HETSRONI (G.). – *Handbook of Multiphase Systems* (Manuel sur les systèmes multiphasiques). Hemisphere Publishing Corporation, McGraw-Hill Book Company (1982).

HEWITT (G.F.). – *Hemisphere Handbook of Heat Exchanger Design* (Manuel de conception des échangeurs de chaleur). 2 000 p., Hemisphere Publishing Corporation (1989).

ROHSENOW (W.M.), HARTNETT (J.P.) et GANIC (E.N.). – *Handbook of Heat Transfer Fundamentals* (Manuel de base sur les transferts de chaleur). McGraw-Hill Book Company (1985).

WHALLEY (P.B.). – *Boiling, Condensation, and Gas-Liquid Flow* (Ébullition, condensation et écoulements gaz-liquide). 291 p., Oxford University Press (1987).

Articles spécialisés

Configuration des écoulements en conduite

DUKLER (A.E.) et TAITEL (Y.). – *Flow pattern transitions in gas-liquid systems : measurement and modeling* (Transitions entre les

configurations d'écoulement dans les systèmes gaz-liquide : détermination expérimentale et modélisation). *Multiphase Science and Technology*, 2, HEWITT (G.F.), DELHAYE (J.M.) et ZUBER (N.), p. 1-94, Hemisphere Publishing Corporation Springer-Verlag, Eds (1986).

Ébullition

GROENEVELD (D.C.) et SNOEK (C.W.). – *A comprehensive examination of heat transfer correlations suitable for reactor safety analysis* (Examen compréhensif des corrélations de transfert de chaleur adaptées à l'analyse de sûreté des réacteurs nucléaires). *Multiphase Science and Technology*, 2, HEWITT (G.F.), DELHAYE (J.M.) et ZUBER (N.), p. 181-274, Hemisphere Publishing Corporation Springer-Verlag, Eds (1986).

GROENEVELD (D.C.), CHENG (S.C.), LEUNG (L.K.H.) et NGUYEN (C.). – *Computation of single – and two – phase heat transfer rates suitable for watercooled tubes and sub-channels* (Calcul des coefficients d'échange de chaleur pour les tubes et sous-canaux refroidis par eau). *Nuclear Engineering and Design*, 114, p. 61-77, 2 tabl., 6 fig., bibl. (25 réf.), North-Holland (1989).

KATTO (Y.). – *Critical heat flux* (Flux de chaleur critique). *Advances in Heat Transfer*, 17, HARTNETT (J.P.) et IRVINE Jr (T.F.), p. 1-64, Academic Press, Eds (1985).

Condensation

CHEN (S.L.), GERNER (F.M.) et TIEN (C.L.). – *General film condensation correlations* (Corrélations générales pour la condensation en film). *Experimental Heat Transfer*, 1, p. 93-107, 6 fig., bibl. (21 réf.), Hemisphere Publishing Corporation (1987).

OWEN (R.G.) et LEE (W.C.). – *Some recent developments in condensation theory* (Quelques progrès récents sur la théorie de la condensation). *Chem. Eng. Res. Des.*, 61, p. 335-361, 2 tabl., 27 fig., bibl. (146 réf.), Institution of Chemical Engineers (1983).

Revues scientifiques internationales

Journal of Heat Transfer, American Society of Mechanical Engineers.

International Journal of Multiphase Flow. Pergamon Press.

International Journal of Heat and Mass Transfer. Pergamon Press.