

GENERALITES ET ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

Dans ce premier chapitre nous nous limitons aux notions de base sur l'ébullition qui nous seront utiles pour ce travail de thèse. Nous présentons tout d'abord, de façon simplifiée, les aspects thermodynamiques. Nous décrivons ensuite les deux modes de nucléation, homogène et hétérogène. Nous examinons les conditions pour qu'une bulle puisse être générée ainsi que les mécanismes de formation d'une bulle sur un site. Puis nous décrivons la courbe d'ébullition en vase. Enfin une étude bibliographique est réalisée pour présenter quelques résultats sur l'ébullition obtenue sur des surfaces simples conçues pour analyser de façon fondamentale le phénomène d'ébullition.

1.1. Les aspects thermodynamiques

1.1.1. Changement d'état liquide-vapeur

Pour expliquer la formation de bulles, il est d'abord nécessaire d'examiner le comportement d'une masse donnée d'une substance pure, en fonction de la pression, de la température et du volume massique. Ce comportement est décrit par le diagramme d'équilibre de la substance. Le diagramme d'équilibre liquide-vapeur d'un fluide pur, pression en fonction du volume massique, est représenté sur la figure 1.1.

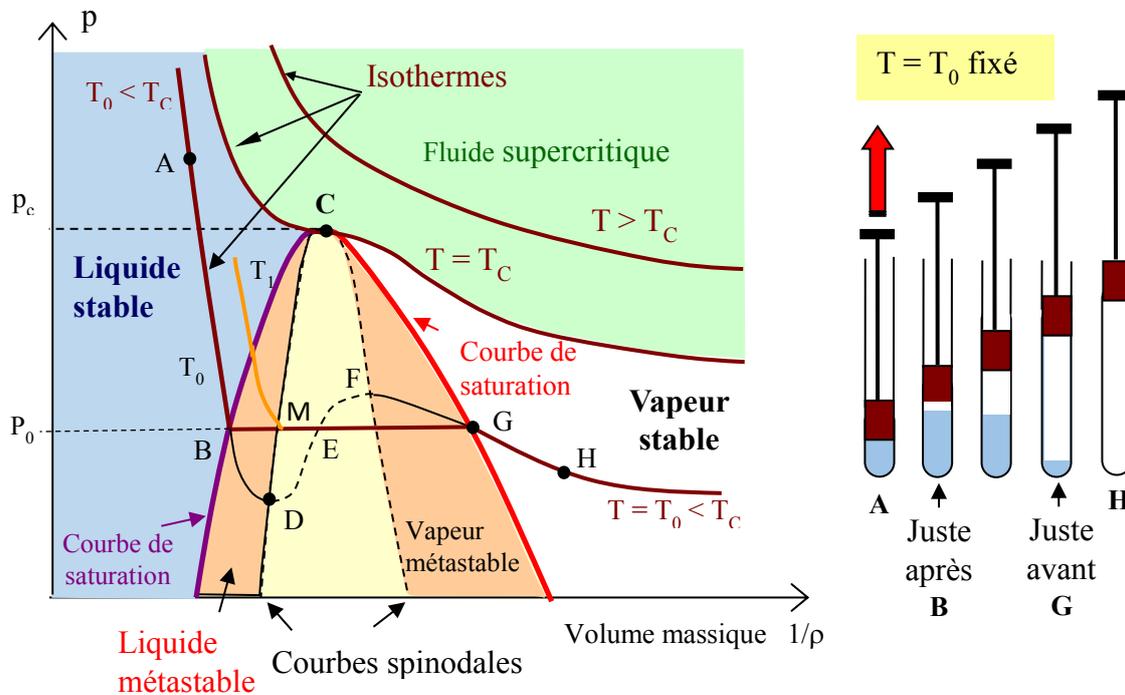


Figure 1.1 : Diagramme de phase $P=f(1/\rho)$ de Clapeyron pour un corps pur

Ce diagramme comporte trois zones : la phase liquide stable pour des volumes massiques faibles (représentée en bleu sur la figure 1.1), la phase vapeur stable obtenue pour des volumes massiques plus élevés (représentée en blanc), la phase supercritique (en vert) obtenue au-delà de l'isotherme critique. La phase solide n'est pas représentée sur la figure 1.1. Les zones stables liquide et vapeur sont séparées par une zone hétérogène à deux phases liquide-vapeur (en beige et jaune) délimitée par la courbe de saturation. La courbe de saturation du côté liquide (en violet) s'appelle la courbe d'ébullition, la courbe de saturation du côté vapeur (en rouge) s'appelle la courbe de rosée. Les deux courbes de saturation se rejoignent au point critique C de la substance pure considérée. Sur ce diagramme sont représentées différentes courbes isothermes (en marron). Au point critique passe l'isotherme critique T_c . Pour des températures T inférieures à la température critique, les courbes isothermes traversent la zone hétérogène liquide vapeur.

La courbe de saturation peut être déterminée en suivant une isotherme de la façon quasi-statique suivante (voir figure 1.1). Une éprouvette étanche renferme une masse donnée de liquide sous pression à la température $T < T_c$ (point A). Sa température est maintenue constante. Le piston est soulevé, ce qui diminue la pression et augmente le volume massique. Juste après le point B, une bulle de vapeur apparaît en partie haute de l'éprouvette. Du point B au point G, la proportion de vapeur s'accroît au détriment de celle du liquide qui diminue. Durant cette phase (segment BG), la pression reste constante : elle correspond à la pression de vapeur saturante de la substance à la température T . L'isotherme présente alors, dans la représentation de Clapeyron, un palier horizontal. Au-delà de G, l'éprouvette est entièrement remplie de vapeur. Ainsi, tant que les phases liquide et vapeur coexistent (zone de saturation) la pression et la température sont liées l'une à l'autre. La température correspondante s'appelle la température de saturation à la pression p considérée.

Dans certaines conditions (fluide extrêmement pur, éprouvette à paroi extrêmement lisses, etc.) un retard au changement de phase peut être observé. On obtient alors des états métastables BD et GF. La courbe isotherme peut se prolonger de B à D, sans apparition de la phase vapeur. A température constante, le point D est la plus faible pression qui peut être obtenue sans faire apparaître la phase vapeur. Les déplacements de type BM (voir figure 1.1) selon une isobare p_0 de la température de saturation T_0 à la température de surchauffe maximale T_l sont donc possibles. A pression constante, le liquide est dit dans un état surchauffé s'il se trouve dans un état métastable, c'est-à-dire son état est compris entre les points B et M. De même, coté vapeur, la vapeur pourra être sur-saturée à pression constante.

Un état métastable est un état thermodynamique intrinsèquement stable pendant un temps fini d'existence. Les fluctuations thermiques et les agitations moléculaires spontanées peuvent à tout instant faire évoluer le système vers son état d'équilibre (Debenedetti 1996). Lorsque le fluide sous forme monophasique quitte l'état métastable, le changement de phase apparaît et l'état du fluide rejoint un point du palier BG. Les courbes reliant les points D et F s'appellent les courbes spinodales. Les deux courbes spinodales se rejoignent au point critique de la substance pure.

Les courbes isothermes peuvent être approchées par des équations d'état adaptées à la substance pure. La plus ancienne - et la plus connue - est l'équation de Van der Waals. Cependant cette équation est généralement mal adaptée pour déterminer avec précision la courbe de saturation et la position des courbes spinodales. Depuis Van der Waals, d'autres

1.1. Les aspects thermodynamiques

équations d'états plus adaptées à certains fluides ont été développées. Une présentation de ces équations d'états est donnée par Wei et Sadus (2000). L'utilisation de ce type d'équation permet de déterminer en particulier, les valeurs des surchauffes maximales, telles que les valeurs des points A et B.

1.1.2. Condition d'équilibre d'une bulle

Contrairement à l'évaporation qui est un phénomène de surface, l'ébullition apparaît à l'intérieur d'un liquide. Elle se caractérise par la formation de bulles de tailles nanométriques qui croissent dans du liquide surchauffé (figure 1.2).

Les conditions d'équilibre mécanique pour une bulle sphérique de rayon r^* conduisent à la relation de Laplace-Young :

$$p_v + p_g - p_l = \frac{2\sigma}{r^*} \quad (1.1)$$

Dans ces expressions, p_v et p_l sont les pressions respectives des phases liquide et vapeur, p_g est la pression partielle des gaz incondensables éventuellement présents dans la bulle et σ est la tension interfaciale liquide/vapeur. A la même température, la pression dans la phase vapeur dans la bulle est donc différente de celle de la phase liquide. La situation d'équilibre décrite sur la figure 1.1 par le palier BG ($p_l = p_v$ lorsque $T_l = T_v$) valable pour une interface plane, n'est donc plus vérifiée pour une interface courbe.

L'équilibre des potentiels chimiques du liquide μ_l et de la vapeur μ_v permet d'exprimer la pression de chaque phase en fonction de la pression de saturation $p_{sat}(T)$ pour une interface plane (Stephan, 1992). En supposant que la vapeur se comporte comme un gaz parfait et en absence de gaz incondensable, on obtient :

$$p_v(T, r^*) = p_{sat}(T) - \frac{\rho_v}{\rho_l - \rho_v} \frac{2\sigma}{r^*} \quad (1.2)$$

A partir des équations (1.1) et (1.2), la pression dans la phase liquide s'écrit :

$$p_l(T, r^*) = p_{sat}(T) - \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v} \frac{2\sigma}{r^*} \quad (1.3)$$

Ces relations sont représentées sur la figure 1.2. La courbe de saturation $p = f(T_{sat})$ correspondant à une interface plane est représentée en rouge. Dans cette représentation, pour une interface plane, la courbe d'ébullition et la courbe de rosée sont confondues. En présence d'une interface courbe de rayon r^* , les courbes $p_v(T, r^*)$ et $p_l(T, r^*)$ se déplacent vers les hautes valeurs de T . Ainsi, à la pression p_l , le liquide doit être surchauffé, pour maintenir une bulle de rayon r^* à l'équilibre. Lorsque le rayon de la bulle diminue l'équilibre est déplacé vers la droite, ce qui nécessite une température plus élevée.

La relation de Gibbs-Duhem (1.4) permet d'obtenir, à l'équilibre, l'équation de Clapeyron-Clausius (1.5) donnant la pente de la courbe de saturation :

$$d\mu = -sdT + vdp \quad (1.4)$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{h_{lv}}{T(v_v - v_l)} \quad (1.5)$$

Pour de faibles différences de pression ($p_v - p_l$), c'est-à-dire pour des bulles de rayons non extrêmement petits, la surchauffe $\Delta T_{sat} = T_l - T_v$ correspondant à cet équilibre prend la forme simplifiée suivante :

$$\Delta T_{sat} \approx \frac{T_{sat}}{h_{lv} \rho_v} \left(\frac{2\sigma}{r^*} - p_g \right) \quad (1.6)$$

Dans cette expression, h_{lv} est l'enthalpie de vaporisation. Cette surchauffe augmente donc rapidement lorsque le rayon de la bulle diminue. D'autre part, la présence de gaz incondensables dans la vapeur réduit sensiblement cette surchauffe.

En absence de gaz incondensables, le rayon r^* d'équilibre d'une bulle de vapeur dans un liquide à la pression p_l et à la température $T_{sat} + \Delta T_{sat}$ est donné par :

$$r^* \approx \frac{2\sigma}{\Delta h_{lv} \rho_v \Delta T_{sat}} T_{sat} \quad (1.7)$$

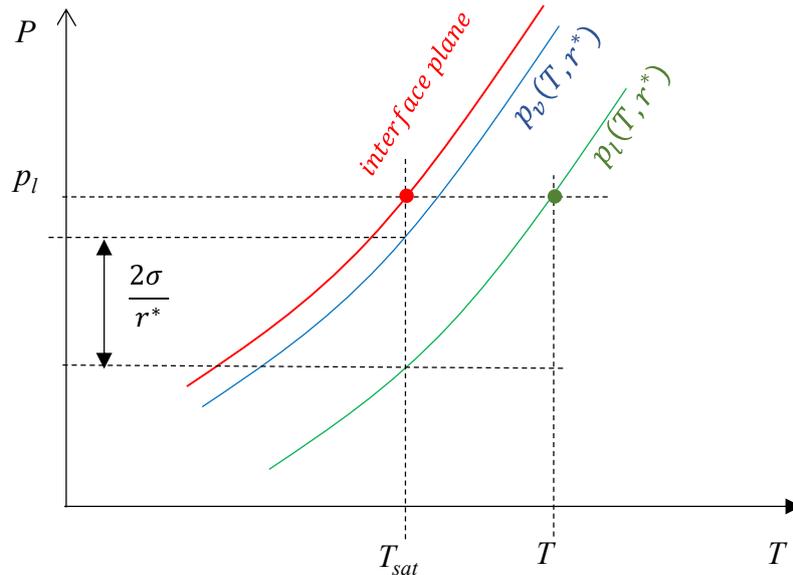


Figure 1.2 : Pression dans la vapeur et dans le liquide pour une bulle de rayon r^*

Cette expression est établie pour une bulle en équilibre dans un liquide surchauffé, loin de toute paroi. Elle permet cependant de comprendre pourquoi dans une enceinte fermée, contenant du liquide pur en équilibre avec sa vapeur pure, à la pression p et à la température de saturation T_{sat} correspondant à cette pression, le liquide doit être nécessairement surchauffé à la paroi chauffée où se développe les bulles (figure 1.3).

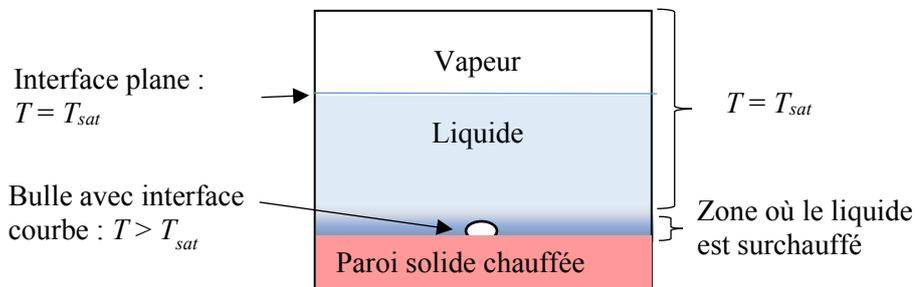


Figure 1.3 : Surchauffe du liquide à la surface d'une paroi chauffée où a lieu l'ébullition

1.2. La nucléation

1.1.3. Condition de croissance d'une bulle

L'énergie libre de formation d'une bulle de vapeur de rayon r est la somme d'un terme de volume et d'un terme de surface représentant l'énergie de formation de l'interface liquide/vapeur :

$$\Delta G = -(p_{sat}(T) - p_l) v + A \sigma \quad (1.7)$$

Soit encore en tenant compte des relations (1.2) et (1.3) :

$$\Delta G = 4 \pi \sigma \left(-\frac{2}{3} \frac{r^3}{r^*} + r^2 \right) \quad (1.8)$$

Cette fonction (figure 1.4) admet un maximum pour $r = r^*$. Cette extremum représente le rayon d'équilibre r^* de la bulle pour une surchauffe donnée ΔT_{sat} . Cet équilibre est instable puisque l'extremum est un maximum. Ainsi, à partir de r^* une diminution de r conduit à une disparition de la bulle qui se condense, une augmentation de r conduit à un accroissement de la bulle.

Selon la relation (1.7) la surchauffe nécessaire pour maintenir une bulle de rayon r en équilibre diminue lorsque le rayon de la bulle augmente. Donc, pour une bulle de rayon $r < r^*$ cette surchauffe ΔT_{sat} (correspond à l'équilibre d'une bulle de rayon r^*) n'est pas suffisante, alors qu'elle est supérieure à la valeur nécessaire pour une bulle de rayon $r > r^*$.

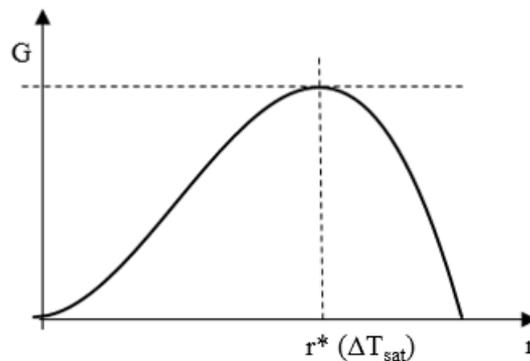


Figure 1.4 : Variation de l'énergie de formation d'une bulle en fonction de son rayon r

1.2. La nucléation

La nucléation apparaît au sein d'un liquide lors du passage d'un état d'équilibre métastable à un état d'équilibre stable. Des germes ou noyaux de vapeur se forment et s'accroissent au sein du liquide. Dans le cas de l'ébullition, la nucléation s'effectue à pression constante par élévation de la température du liquide au-delà de sa température de saturation. Deux types de nucléation sont généralement distingués. La nucléation homogène est la formation de bulles au sein d'un liquide homogène pur, au repos, uniformément surchauffé, sans impuretés et hors de toute paroi. La surchauffe nécessaire à la formation d'un noyau de vapeur est élevée. La nucléation hétérogène est la formation de bulles à l'interface d'une paroi solide et d'un liquide. Cette dernière nucléation apparaît pour des surchauffes de paroi plus faibles. Elle est favorisée par la présence de noyaux de vapeur ou de gaz incondensables initialement piégés dans les microcavités (dues à la rugosité) de la paroi. D'autre part, en présence de paroi, l'énergie nécessaire pour former une bulle de vapeur est réduite.

La théorie de la nucléation a été décrite par de très nombreux auteurs [Hsu (1962), Collier et Thome (1994), Rohsenow et Hartnett (1973), Cole (1974), Thormählen (1986), Carey (2008), Wang et Dhir, (1993)]. En dehors de certaines conditions très particulières (liquides purs fortement mouillants en présence de parois lisses, détentes brutales ou élévation très rapide de la température d'un liquide) l'émission de bulles est due à l'activation de germes préexistants piégés en paroi.

1.2.1. Nucléation homogène

La nucléation homogène est l'apparition de bulles de vapeur au sein d'un liquide métastable pur, suite à l'abaissement de la pression (cavitation) ou à une augmentation de la température au-dessus de la température de saturation (ébullition). Le phénomène de nucléation spontanée dans un liquide exempt de tout germe (particules solides, microbulles de gaz non soluble) est complexe. La probabilité que la nucléation homogène se produise dépend de la cinétique de formation de l'embryon de vapeur. On suppose l'existence, au sein du liquide, de rassemblements de molécules de haute énergie susceptibles de devenir des embryons gazeux.

Dans le cas de l'ébullition, l'apparition de la nucléation homogène nécessite une surchauffe élevée, proche des limites de la surchauffe, c'est-à-dire du point D (figure 1.1). Dans ce cas, la probabilité de formation de l'embryon de vapeur est élevée. A une pression donnée, la détermination de la limite de la surchauffe doit être effectuée loin de toute paroi afin que la formation de bulles ne soit pas favorisée par la proximité de la paroi.

La théorie classique de la nucléation (CNT) a été formulée à l'origine par Becker et Döring (1935), Frenkel (1939) et d'autres auteurs en se basant sur les travaux de Gibbs publiés en 1879. L'approche phénoménologique de cette théorie décrit le processus de nucléation en termes de changement d'énergie libre d'un système lié au transfert de molécules gazeuses vers un embryon de rayon r . La CNT propose un formalisme pour calculer la loi cinétique de la nucléation. Elle est basée sur la loi d'Arrhenius, c'est-à-dire qu'elle prend en compte la température comme seul facteur contrôlant la vitesse de nucléation.

L'analyse de la cinétique du processus de la nucléation homogène sur une interface lisse est présentée par Carey (2008). Le taux de la nucléation J c'est-à-dire le nombre de molécules, par unité de volume et de temps, qui passent de la phase liquide à la phase vapeur est donnée par la relation (1.9).

$$J = \frac{\xi}{2} \left(\frac{3\sigma}{\pi m} \right)^{0,5} \exp \left(\frac{-16\pi\sigma^3}{3k_B T_l [\eta p_{sat}(T_l) - p_l]^2} \right) \quad (1.9)$$

$$\text{avec } \eta = \exp \left(\frac{p_l - p_{sat}(T_l)}{\rho_l \frac{R}{M} T_l} \right) \text{ et } \xi = \frac{N_A \rho_l}{M}$$

Dans cette expression, N_A est le nombre d'Avogadro ($= 6,02 \cdot 10^{23}$ molécules/mole), R est la constante des gaz parfaits ($= 8,31 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$), M est la masse molaire du fluide (kg/mole). ξ est donc le nombre de molécules par unité de volume dans la phase liquide.

Les valeurs des propriétés du fluide, telles que la tension interfaciale liquide-vapeur σ et la masse du liquide ρ_l doivent être prises à la température du liquide surchauffé, et non à la température de saturation.

1.2. La nucléation

Dans leur analyse bibliographique, Blander et Katz (1975) ont rassemblé les températures limites T_L atteintes pour une soixantaine de fluides (principalement des hydrocarbures) avant le déclenchement de l'ébullition à la pression atmosphérique. Ils ont comparé les températures limites T_L à la température T_c du point critique de ce fluide (point C sur la figure 1.1). Dans 75 % des cas, le déclenchement apparaît pour une température comprise entre $0,89 T_c$ et $0,92 T_c$. En ce qui concerne l'acétone - le fluide utilisé dans ce travail de thèse - ils donnent une valeur expérimentale égale à $0,879 T_c$ ce qui correspond à une température limite égale à 173 °C (la température critique de l'acétone étant égale à 235 °C) et donc une surchauffe maximale de 117 °C (la température de saturation de l'acétone à 1 bar est égale à 56 °C). Ces données expérimentales leur permettent de calculer le taux de production de vapeur J à la température du déclenchement. Ils trouvent, en utilisant la relation (1.9) que le taux de nucléation J est compris entre 10^{10} et 10^{12} molécules.m⁻³.s⁻¹.

De même, Avedissian (1985) a rassemblé un très grand nombre de données de la littérature portant sur un très grand nombre de fluides (90). Pour l'acétone sous la pression de 1 bar, il fournit cinq valeurs de température limite correspondant toutes à des surchauffes limites comprises entre 125 °C et 134 °C .

1.2.2. Nucléation hétérogène

La nucléation qui a lieu à la surface de parois chauffantes est dite hétérogène. La formation des bulles dans cette situation nécessite une énergie plus faible que dans le cas de la nucléation homogène.

1.2.2.1. Nucléation sur une surface parfaitement plane

Pour tenir compte de l'effet de la paroi, la relation (1.9) établie pour la nucléation homogène peut être modifiée en introduisant l'angle de contact θ (Carey 2008).

$$J' = \frac{\xi^{\frac{2}{3}}(1 + \cos\theta)}{2F} \left(\frac{3\sigma}{\pi m}\right)^{0,5} \exp\left(\frac{-16\pi F\sigma^3}{3k_B T_l [\eta p_{sat}(T_l) - P_l]^2}\right) \quad (1.10)$$

$$F = 0,5 + 0,75 \cos\theta - 0,25 \cos^3\theta$$

La relation (1.10) présente une différence majeure par rapport à la relation (1.9). Dans la nucléation homogène J représente le taux de nucléation en volume et s'exprime en molécules/(m³ s). Dans la nucléation hétérogène, seules les molécules de liquide qui se trouvent près de la paroi participent à la formation de l'embryon de vapeur. La grandeur J' s'exprime alors en molécules.m⁻².s⁻¹.

La courbe de variation de J' en fonction de la température du liquide surchauffé est représentée sur la figure 1.5, pour l'acétone à la pression de 1,15 bars (pression de travail dans les essais présentés dans le chapitre IV, $T_{sat} = 60 \text{ °C}$). Cette courbe montre qu'une erreur importante sur l'estimation de J' conduit à une erreur mineure sur la détermination de la température de surchauffe. De même, selon cette relation, l'angle de contact semble avoir peu d'influence sur la surchauffe.

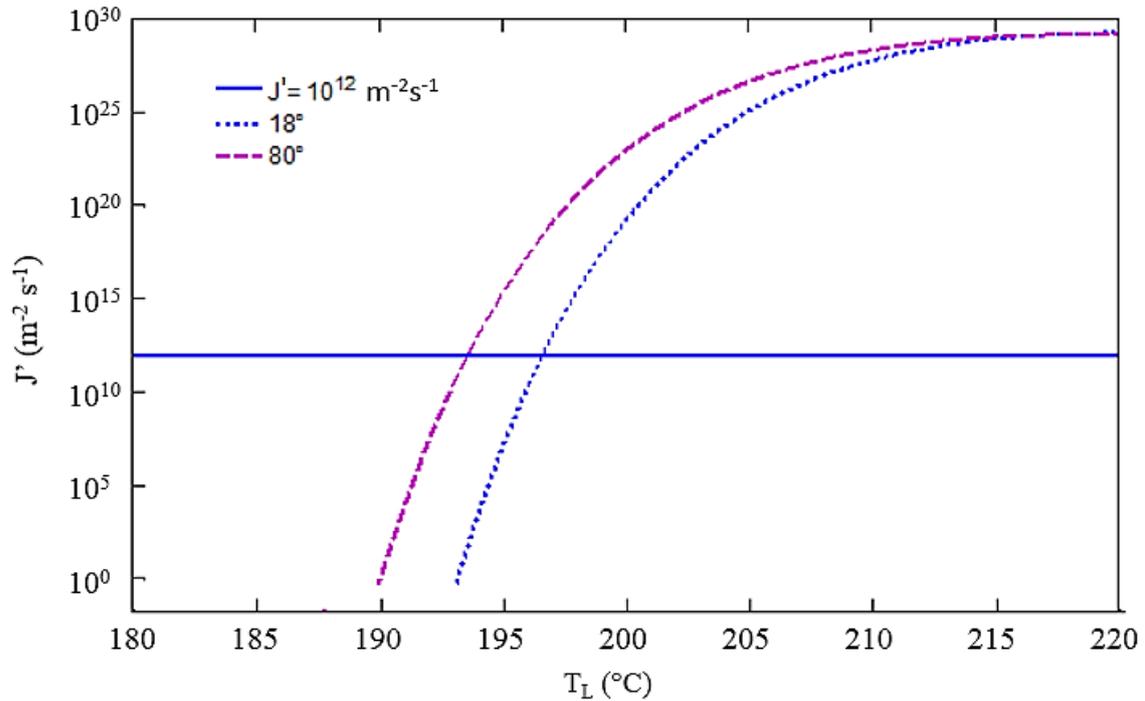


Figure 1.5 : Variation du taux de nucléation hétérogène J' pour l'acétone à $p = 1,15$ bars

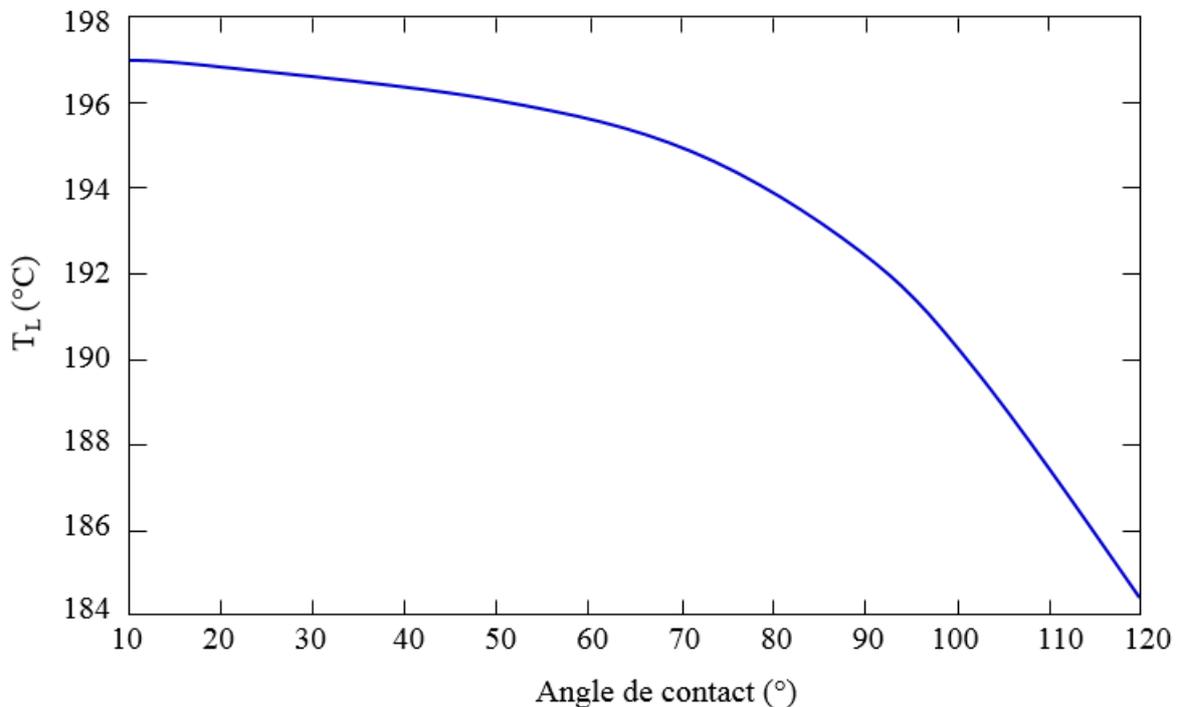


Figure 1.6 : Variation de la température limite T_L de l'acétone en fonction de l'angle de contact pour une pression de 1,15 bar

La figure 1.6 représente, en fonction de l'angle de contact, la température de l'acétone nécessaire pour obtenir un taux de nucléation $J' = 10^{12}$ molécules/(m²s). Cette courbe semble très peu sensible à l'angle de contact pour des angles θ inférieurs à 70° (fluides mouillants).

1.2. La nucléation

Les surchauffes expérimentales atteintes pour déclencher l'ébullition sur une paroi sont généralement bien moins élevées que celles déterminées par la théorie cinétique sur la nucléation. Pour expliquer des écarts entre la théorie et les constatations expérimentales, les auteurs supposent l'existence de noyau de vapeur préexistant ou la présence d'incondensables dans les microcavités constituant les rugosités de la paroi.

1.2.2.2. Nucléation par activation d'embryons préexistants

Une paroi naturelle comporte des rugosités et des cavités pouvant activer les bulles. Ces cavités sont appelées sites de nucléation ; les cavités pouvant favoriser la formation de bulles sont dit activables. Un site est susceptible d'être activable, s'il est capable de piéger de la vapeur, de la maintenir en équilibre pendant la phase précédent l'application du flux de chaleur et si sa surchauffe d'activation est inférieure à une certaine valeur seuil.

Plusieurs modèles de déclenchement de l'ébullition nucléée ont été proposés dans la littérature. Ces modèles prennent en compte l'influence de différents paramètres comme les caractéristiques du site de nucléation, la mouillabilité du fluide, la non-uniformité du champ de température autour du noyau de vapeur.

1.2.2.2.1. Modèle de Bankhoff

Le critère établi par Bankhoff (1957) permet de tenir compte de la mouillabilité des fluides pour prédire le déclenchement de l'ébullition. A partir de l'énergie de formation d'une bulle à l'équilibre, Bankhoff a montré que, dans les conditions données de saturation du fluide, la surchauffe de liquide déterminée théoriquement reste très supérieure aux surchauffes expérimentales. Pour expliquer les faibles surchauffes observées expérimentalement, Bankhoff (1958) émet l'hypothèse que les cavités présentes à l'échelle microscopique sur une surface réelle sont capables de piéger de la vapeur et/ou de l'air. Pour une cavité conique idéalisée (figure 1.7), de demi angle d'ouverture β , le critère de capture de Bankhoff s'écrit $\theta_a > 2\beta$ où θ_a est l'angle de contact d'avancée du liquide arrivant sur la paroi, cet angle est généralement supérieur à l'angle de contact θ du liquide au repos sur la paroi.

Ainsi selon ce critère, si l'angle d'ouverture 2β de la cavité conique est supérieur à l'angle de contact θ du liquide sur la paroi, la cavité piège de la vapeur lors du remplissage de l'enceinte, en formant un germe de vapeur. Ce germe de vapeur a la forme d'une portion de sphère de rayon initial r_i . La surchauffe nécessaire à la croissance de la bulle est alors fixée par le rayon initial r_i du germe de vapeur si celui-ci est inférieur à r_e . Elle est donnée par :

$$\Delta T_{sat} = \frac{T_{sat}}{h_{lv} \rho_v} \left(\frac{2\sigma}{r_i} \right) \quad (1.11)$$

Lorentz et al. (1974) ont proposé un modèle géométrique simple faisant intervenir les caractéristiques géométriques de la cavité et l'angle d'équilibre statique de contact pour déterminer r_i . Ils supposent qu'il n'y a pas de diffusion de gaz ni de condensation de vapeur et ils prennent comme condition d'activation d'un site le critère de Bankhoff. En assimilant la surface du liquide dans la cavité à une interface plane, ils obtiennent une relation entre le rayon r_i , le rayon d'ouverture de la cavité r_o et les angles θ et β .

Par rapport à une surface parfaitement plane (figure 1.8 a), dans une cavité conique la courbure de l'interface liquide-vapeur peut être faible ($1/r_i$ petit) même avec un noyau de vapeur de très faible volume (figure 1.8 b). Une surchauffe peu élevée est alors nécessaire pour

maintenir le noyau à l'équilibre. Dans le cas de fluides peu mouillants tels que $\theta = \pi/2 + \beta$, l'interface est plane (figure 1.8 c) : aucune surchauffe n'est nécessaire. L'interface est même concave si $\theta > \pi/2 + \beta$ (figure 1.8 d). Dans ce dernier cas, le noyau de vapeur reste stable même si le liquide est sous refroidi. Un noyau de vapeur peut alors exister en permanence dans le site. Cette dernière situation peut aussi être obtenue avec des fluides mouillants et des cavités réentrantes (figure 1.8e)

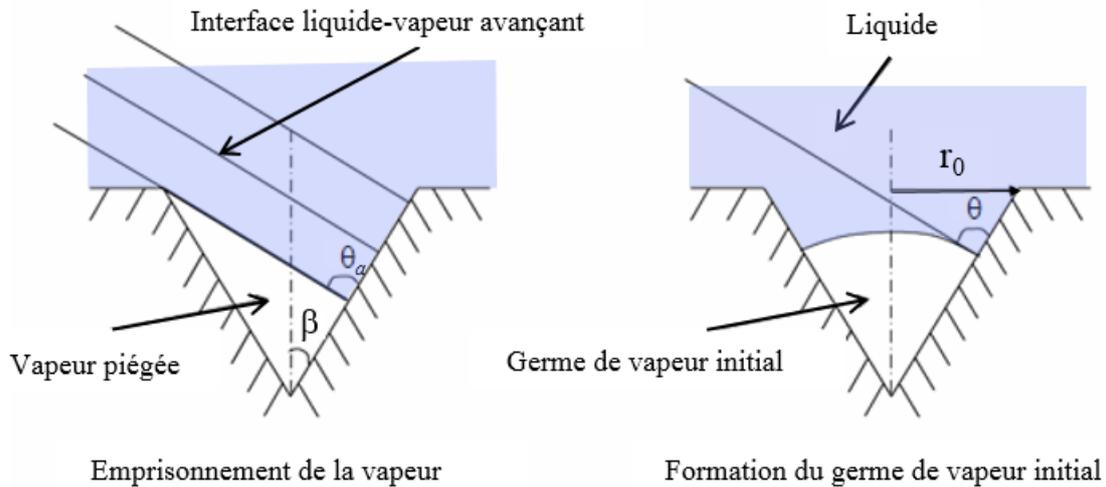


Figure 1.7 : Emprisonnement et formation du germe de vapeur initial

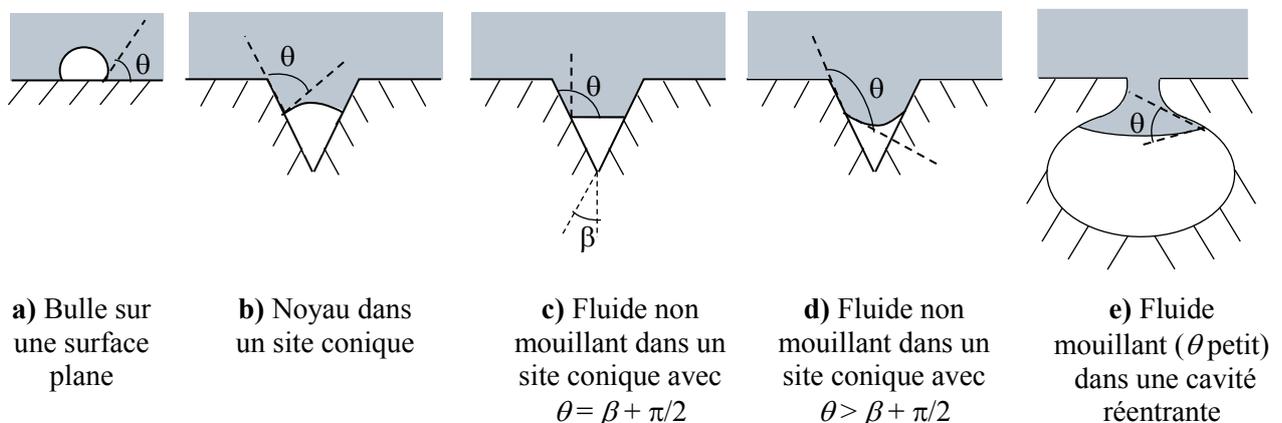


Figure 1.8 : Courbure de l'interface dans les sites en fonction de l'angle de contact θ , de l'angle β et de la forme du site

Dans le paragraphe suivant nous examinons, au cours de la croissance de la bulle, l'évolution de la courbure de l'interface d'un noyau de vapeur piégé dans un site de forme conique.

1.2. La nucléation

1.2.2.2. Croissance d'une bulle dans un site

D'après la relation (1.11) la surchauffe nécessaire pour maintenir en équilibre une bulle de vapeur est d'autant plus élevée que $1/r^*$ est grand. En l'absence de gaz incondensable ($p_g = 0$) cette surchauffe est nulle pour une interface plane ($1/r = 0$).

Or, lors de sa croissance dans le site, le rayon de courbure de la bulle évolue. L'évolution de la courbure de l'interface ($1/r$) au cours de la croissance du germe dans une cavité conique dépend de l'angle d'ouverture 2β de la cavité ainsi que de l'angle de contact θ du liquide sur la paroi.

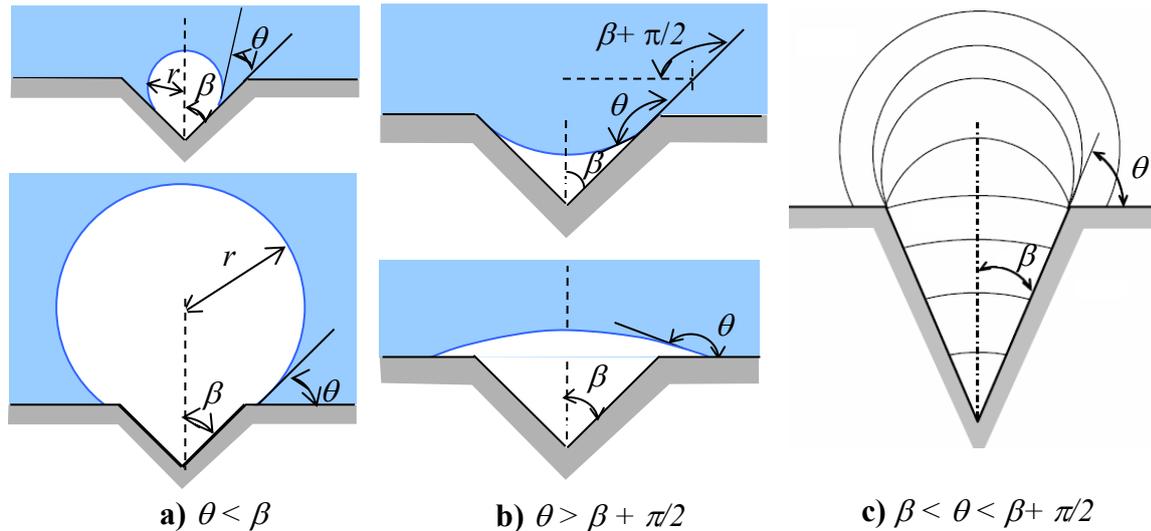


Figure 1.9 : Embryon de vapeur au sein d'une cavité conique.

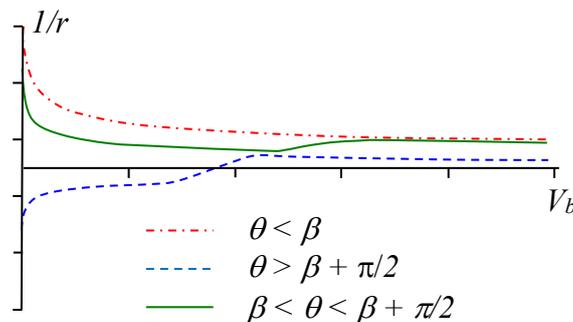


Figure 1.10 : Evolution de la courbure d'une bulle dans une cavité conique en fonction de son volume

Les figures 1.9 représentent l'évolution, au cours de sa croissance, d'une bulle dans un site de forme conique. La figure 1.10 donne l'évolution du rayon de courbure en fonction des angles θ et β . Si $\theta < \beta$ (Figure 1.9 a et 1.10) la courbure décroît régulièrement avec l'augmentation du volume V_b de l'embryon de vapeur. Pour $\theta > \pi/2 + \beta$ (figure 1.9b et 1.10), l'interface liquide/vapeur est concave tant que la ligne triple (solide-liquide-vapeur) est située à l'intérieur de la cavité, puis elle devient progressivement convexe lorsque cette dernière atteint le bord de la cavité et que la bulle se développe à l'extérieur de la cavité. Pour des angles de contact intermédiaires (figure 1.9c et 1.10), la courbure décroît tant que la ligne triple est située

à l'intérieur de la cavité. Lorsque la ligne triple atteint l'arête de la cavité, le développement de la bulle s'accompagne tout d'abord d'une augmentation, puis d'une diminution de la courbure.

Pour que la cavité devienne active, il faut que la surchauffe au voisinage de l'embryon de vapeur le rende instable et qu'une petite fluctuation de température le fasse croître de manière irréversible.

Dans le cas de fluides très mouillants, l'angle de contact θ du liquide sur la paroi est le plus souvent inférieur à l'angle β (figure 1.9 a). La courbure $1/r$ du noyau de vapeur dans la cavité est élevée (figure 1.10), une surchauffe de paroi élevée est donc requise pour activer le site. Cependant, lorsque la bulle croît, sa courbure diminue, la surchauffe nécessaire est donc plus faible. Cette situation est donc instable. La croissance de la bulle, s'accompagne bien d'une diminution de la température du liquide à son voisinage à cause des transferts de chaleur. Mais, dès les tous premiers instants appelés « phase de croissance isotherme », ce sont surtout les forces d'inertie qui contrôlent la croissance car elles régissent l'expansion de la bulle due à une surpression $\Delta p = p_v - \left(p_l + \frac{2\sigma}{r^*} \right)$.

Dans le cas de fluides peu mouillants, la situation est généralement celle illustrée sur la figure 1.9 b, c'est-à-dire que le site contient toujours un noyau de vapeur avec une interface concave de faible courbure $1/r$. Aucune surchauffe n'est nécessaire pour faire croître la vapeur à l'intérieur de site. Lorsque la vapeur émerge du site, l'interface devient convexe. Cependant, la courbure de la bulle reste faible. La surchauffe requise pour faire croître la bulle n'est alors pas trop élevée.

Le cas intermédiaire est illustré sur la figure 1.9 c. Une légère surchauffe est nécessaire pour faire croître la bulle dans le site, car, à l'intérieur du site, l'interface est convexe.

En présence de fluides mouillants, l'embryon devient instable lorsque la ligne triple est localisée au niveau de l'arête d'ouverture de la cavité et que l'angle entre l'interface et la paroi plane devient inférieur à 90° . Le diamètre d'instabilité de la bulle correspond alors au diamètre d'ouverture de la cavité.

En conclusion, la surchauffe nécessaire pour faire croître une bulle dans un site est liée à sa courbure. La courbure de l'interface dépend de l'angle de contact du liquide de la paroi et de la géométrie du site. Dans le cas de cavités de forme conique, le paramètre géométrique important est le demi-angle d'ouverture β de la cavité.

1.2.2.3. Modèle de Hsu

Le modèle semi-théorique proposé par Hsu (1962) permet de prendre en compte l'influence du profil de température dans la couche limite thermique, sur la croissance de la bulle. Selon le modèle de Hsu, une bulle se détache initialement de la paroi. Elle laisse, sur le site de nucléation, un embryon de vapeur provenant du pied de la bulle. Le départ de la bulle provoque un apport vers la paroi d'un liquide plus froid à la température T_0 ($T_0 = T_{sat}$ si le liquide est à la température de saturation). A l'instant $t = 0$, la paroi est donc recouverte de liquide à la température T_0 autour de l'embryon de vapeur. Du fait de l'apport de chaleur, la température du liquide s'élève au-dessus de la paroi. Une couche limite thermique se forme alors par un mécanisme de conduction instationnaire. Après une durée t , la couche a une épaisseur δ et le profil de température dans cette couche devient quasi linéaire (figure 1.11). Hsu suppose donc que le délai d'attente entre deux bulles successives est suffisamment long pour que la couche limite thermique puisse totalement se reconstituer localement (en réalité ce délai peut être quasi-nul, puisque deux bulles successives provenant d'un même site peuvent

1.2. La nucléation

coalescer sur la paroi). Pour effectuer ses calculs, Hsu se place dans le cas particulier où la hauteur de la bulle est égale à 2 fois le rayon d'ouverture de la cavité, et où le rayon de la bulle est égal à 1,25 fois le rayon de cette cavité. Ces conditions correspondent à un angle de contact égal à 53° pour une bulle considérée comme une portion de sphère parfaite.

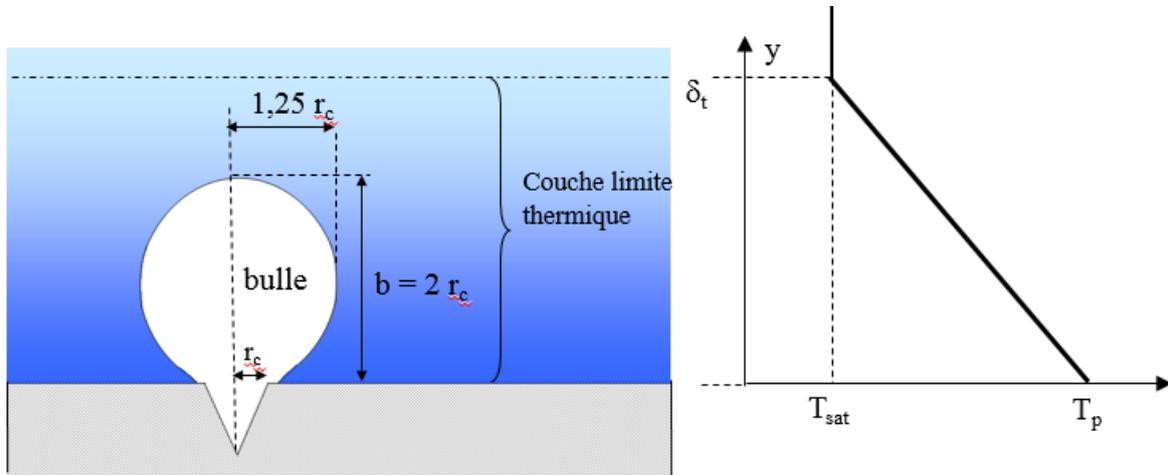


Figure 1.11 : Croissance d'une bulle dans la couche de liquide surchauffée

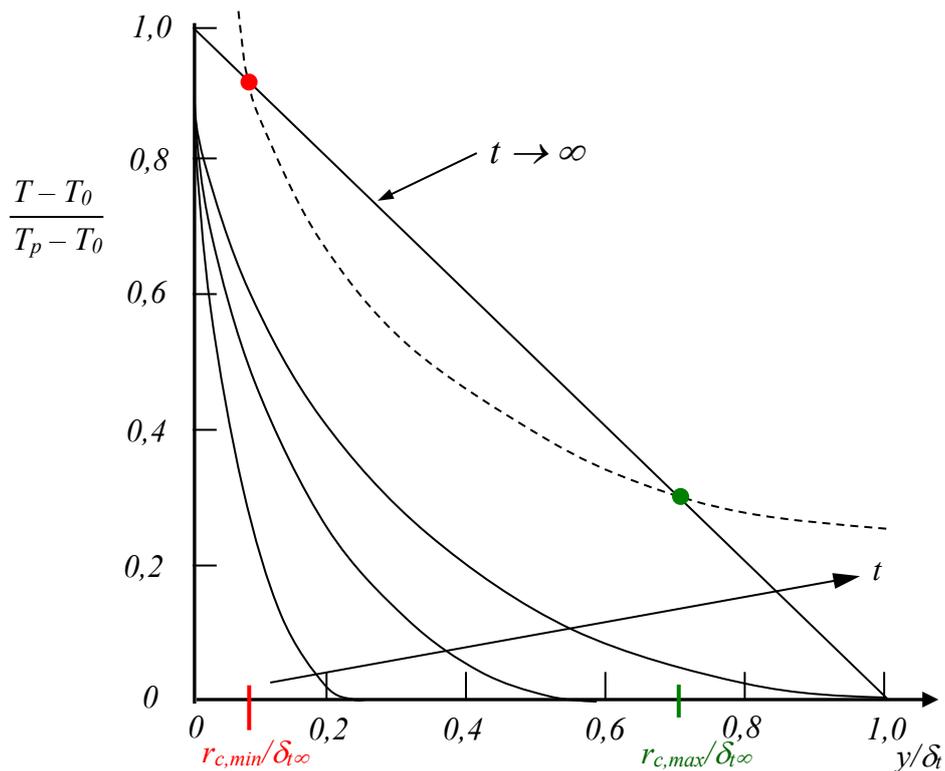


Figure 1.12 : Evolution de la température dans la couche thermique.

L'évolution au cours du temps de la température du liquide dans la couche limite lors de sa reconstruction et déterminée par Hsu est représentée en coordonnées normalisées sur la figure 1.12. L'intersection de cette courbe avec la paroi ($y = 0$) représente la surchauffe de la paroi à différents instants entre la formation de deux bulles successives. Le profil de température considéré par Hsu pour son raisonnement est le profil linéaire obtenu

théoriquement pour $t \rightarrow \infty$. Au-delà de la couche limite thermique δ , le liquide est à la température de saturation si $T_0 = T_{sat}$.

Sur la figure 1.12, la courbe d'équilibre de l'embryon de vapeur (ΔT_{sat} proportionnel à $1/r$ où r est le rayon de la bulle) est représentée par la courbe pointillée. Pour qu'une bulle puisse croître, il faut que la surchauffe du liquide qui l'entoure soit supérieure à la surchauffe d'équilibre correspondant à son rayon r à l'instant considéré. Les cavités qui peuvent être actives sont celles dont le rayon d'ouverture r_c est compris entre $r_{c,min}$ et $r_{c,max}$. Les cavités dont le rayon est inférieur à $r_{c,min}$ génèrent des bulles trop petites, nécessitant une surchauffe plus élevée que celle existant à la paroi. Les cavités dont le rayon est supérieur à $r_{c,max}$ génèrent des bulles trop grosses. La partie supérieure de la bulle, se trouve alors plongée dans une zone trop froide par rapport à la surchauffe requise pour assurer sa croissance.

Hsu détermine l'expression analytique de ces rayons limites $r_{c,min}$ et $r_{c,max}$. En ébullition saturée, ces rayons sont donnés par la relation :

$$r_{c,max,min} = \frac{\delta_t}{2c_1} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{8c_3 \sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} \delta_t (T_p - T_{sat})}} \right] \quad (1.12)$$

$$\text{Avec } c_1 = \frac{b}{r_c} \text{ et } c_3 = \frac{b}{r_b}$$

r_b est le rayon de la bulle et b est la hauteur de la bulle accrochée à la paroi.

Le modèle de Hsu examine donc les conditions pour qu'une bulle puisse se développer au-dessus du site, compte tenu de la décroissance de la température au-dessus de la paroi. Ce modèle complète donc les modèles de croissance de la bulle dans le site. Ce modèle est limité au cas où le diamètre du pied de la bulle correspond exactement au diamètre de la cavité. D'autre part, ce modèle considère que la couche limite thermique se reconstitue entièrement entre 2 émissions. Cette hypothèse est totalement valable avant le déclenchement de l'ébullition, elle est plus discutable lorsque l'ébullition est amorcée du fait généralement de la grande fréquence d'émission des bulles et de l'agitation générée par ces bulles pouvant générer de fortes distorsions de la couche de liquide surchauffée et une fluctuation locale des températures. Cependant, le modèle fournit, dans les conditions « idéales » un intervalle de rayons de sites actifs pour des valeurs données de surchauffe de la paroi.

1.3. Les limites de la théorie classique de la nucléation et les approches complémentaires

Bien qu'ils analysent les conditions de croissance d'une bulle, les modèles exposés précédemment sont des modèles d'équilibre, c'est-à-dire que les relations utilisées (relation de Laplace-Young, équation de Clapeyron, etc.) pour développer les expressions précédentes sont des relations établies à l'équilibre. L'analyse s'appuie d'ailleurs en premier lieu sur le diagramme d'équilibre liquide-vapeur (figure 1.1). Les phénomènes peuvent donc être notablement différents dans des conditions extrêmes. Par exemple, lorsqu'une très forte puissance thermique est imposée, l'augmentation de la température de la paroi est très rapide (Hasan et al. (2011) : variation de 100 K/s), et l'ébullition qui s'en suit est alors explosive.

Les mêmes limites se retrouvent avec la théorie cinétique de la nucléation lorsque l'on examine les phénomènes à l'échelle microscopique. La simplicité et l'avantage de la théorie classique de la nucléation (CNT : Classical Nucleation Theory) réside dans l'utilisation des

1.3. Les limites de la théorie classique de la nucléation et les approches complémentaires

grandeurs et des propriétés macroscopiques (pression, température, tension de surface, etc.). Selon Hung et al. (1989), la CNT estime alors mal les taux de nucléation. En plus, selon Schmelzer (2006), l'épaisseur de l'interface doit être prise en compte car la taille des germes est nanométrique, proche de l'épaisseur de l'interface liquide-vapeur.

Dans le but d'améliorer l'estimation du taux de la nucléation, des théories cinétiques alternatives ont été développées. Ces théories proposent de calculer le taux de la nucléation à partir des constantes de formation et de décomposition des embryons sans faire appel aux énergies de formation et aux tensions de surface. Par exemple, les travaux de Ruckenstein (1991-2015) utilisent une approche qui évite le concept macroscopique de la tension de surface. Les calculs sont basés sur les taux de formation ou de décomposition de noyaux par la résolution de l'équation de Smoluchowski, qui décrit le mouvement d'une molécule de gaz dans un potentiel à proximité de l'embryon. En 2008, cette approche a été améliorée par l'utilisation de la DFT (Density Functional Theory).

La DFT (Shen et Debenedetti (2002), Talanquer et Oxtoby (1996), Maris (2006)) assimile les précurseurs gazeux à un fluide inhomogène. Une épaisseur non nulle représente l'interface du nucleus et le passage du liquide à la vapeur est caractérisé par un profil de densité. La densité au centre de l'embryon n'est pas contrainte à être égale à celle de la phase macroscopique contrairement à la CNT. La DFT se contente d'analyser les interactions entre une molécule donnée et le potentiel électrique moyen créé par le reste des molécules, au contraire de la dynamique moléculaire MD qui étudie les interactions de toutes les molécules du système. Ainsi, la DFT se place à une échelle macroscopique dans le sens où elle utilise une distribution de densité moyenne plutôt que les coordonnées atomiques des précurseurs, mais elle considère des effets qui sont caractéristiques de l'échelle moléculaire. Talanquer et Oxtoby (1996) ont utilisé la DFT pour modéliser le travail nécessaire pour former un nucleus sur une surface lisse.

Les autres approches pour étudier la nucléation sont la méthode de Monte Carlo MC et la dynamique moléculaire MD à l'échelle atomique. La méthode de simulation MC suit l'approche de la mécanique statistique qui simule l'évolution d'un ensemble de molécules en étudiant une molécule à la fois, acceptant ou rejetant les configurations adoptées par celle-ci suivant des critères prédéfinis. La méthode de Monte Carlo, permet de calculer la barrière d'énergie nécessaire pour la nucléation. En revanche dans l'approche de la dynamique moléculaire « à l'équilibre », la molécule a, dans le système, une trajectoire déterministe définie selon une équation de mouvement dépendant de l'ensemble. La dynamique moléculaire « hors équilibre » peut être utilisée pour simuler la dynamique des systèmes hors équilibre. Ces deux méthodes nécessitent la connaissance d'un potentiel intermoléculaire réaliste. Le potentiel de Lennard-Jones est le plus communément utilisé mais il ne convient pas aux molécules impliquées dans la nucléation. D'autres potentiels plus évolués ont donc été développés, comme les TIP (Transferable Intermolecular Potentials, ex : Jorgensen et al., (1983)). Toutefois, si ces potentiels permettent bien de retrouver la dépendance en température du taux de nucléation observé expérimentalement, ils ne parviennent pas à restituer les valeurs attendues des taux de nucléation (Merikanto et al., 2004).

Xu et al. (2015) ont étudié l'effet de taille de particules de haute énergie (hétérogénéité) sur le mécanisme de croissance du nucleus en paroi en utilisant l'approche de la dynamique moléculaire MD. La MD modélise les « molécules » de solide (paroi) et de fluide, comme des

grains sphériques. Le potentiel d'interaction entre les surfaces d'atomes est de type Lennard–Jones pour le cuivre et de type électrostatique pour l'eau. Pour explorer l'influence des hétérogénéités de la surface solide, les tailles des particules solides sont ajustées. Le taux de croissance de l'embryon augmente avec la présence de particules de hautes énergies.

1.4. Courbe d'ébullition et coefficients d'échanges

Dans cette partie nous décrivons comment évolue la surchauffe ΔT_{sat} de la paroi en fonction de la densité surfacique de flux thermique q (exprimée en $W m^{-2}$) généralement appelée de façon simplifiée « flux thermique ». Nous présentons tout d'abord une description complète de la courbe de l'ébullition. C'est une courbe majeure car elle est utilisée comme courbe de référence pour toutes les analyses portant sur les transferts thermiques lors de l'ébullition.

1.4.1. Description de la courbe d'ébullition

Les échanges thermiques entre une paroi chauffée et un fluide en ébullition sont représentés habituellement par une courbe reliant à l'équilibre la densité de flux thermique transférée au fluide à la surchauffe de la paroi (écart entre la température de la paroi et la température de saturation T_{sat} correspondant à la pression du liquide). Nukiyama (1934) a tracé la première courbe d'ébullition libre à partir d'un fil de platine chauffé électriquement et plongé dans l'eau distillée. Cette courbe est représentée sur la figure 1.13.

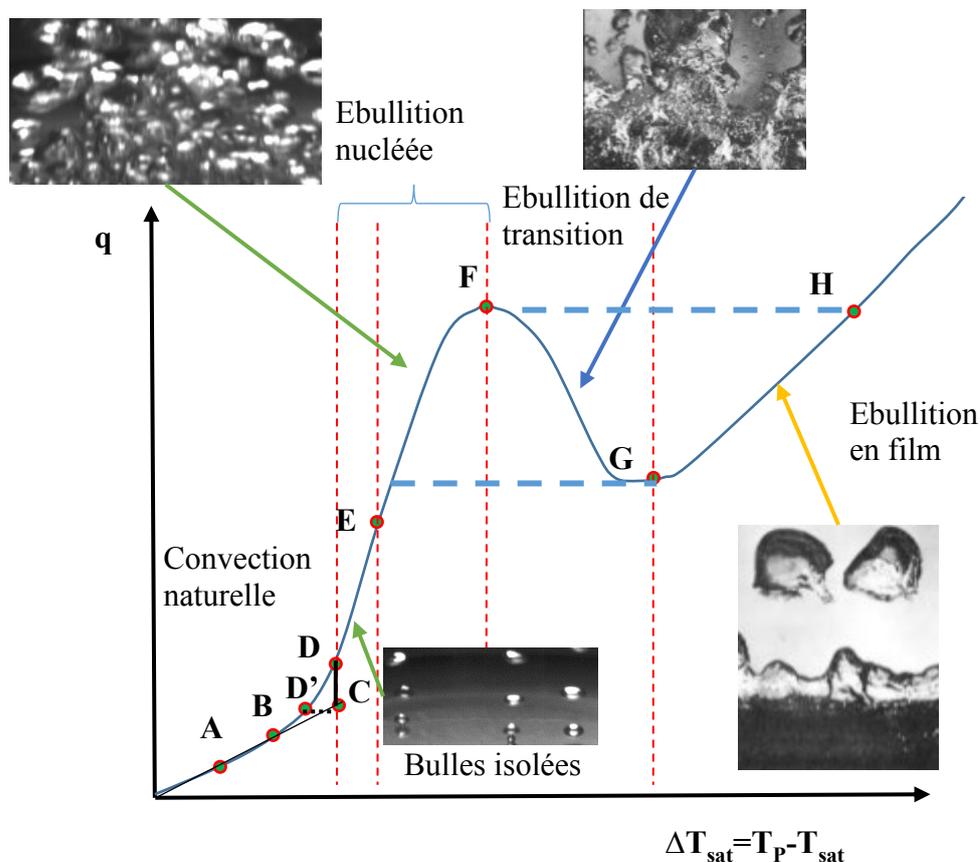


Figure 1.13 : Courbe d'ébullition

1.4. Courbe d'ébullition et coefficients d'échanges

Aux faibles densités de flux thermique, la surchauffe de la paroi n'est pas suffisante pour activer les sites de nucléation et déclencher l'ébullition. Les échanges thermiques s'effectuent par convection naturelle (partie AC sur la figure 1.13). Lorsque la surchauffe est suffisante, l'ébullition est amorcée. Le point C représente l'apparition de l'ébullition. Selon la théorie classique de la nucléation hétérogène, les premières bulles se forment à partir de résidus de vapeur ou de gaz piégés dans les défauts de surface tels que des rugosités, des craquelures ou des cavités microscopiques : ce sont des sites de nucléation.

Les essais sur l'ébullition peuvent être réalisés soit à puissance thermique imposée, soit à température de paroi imposée. A température de paroi imposée, la puissance thermique fournie à la paroi est ajustée afin de maintenir sa température constante. A flux thermique imposé, l'apparition de l'ébullition se traduit parfois par un refroidissement de la paroi (déplacement horizontal de C à D', figure 1.13) car les échanges thermiques en ébullition sont plus efficaces qu'en convection naturelle. A température de paroi imposée, le flux échangé est plus élevé dès l'apparition de la première bulle (déplacement vertical de C à D). L'intensification des transferts thermiques est due au changement de phase liquide/vapeur sur la partie supérieure de la bulle et à sa base (microcouche) et aux courants convectifs créés par l'émission et l'ascension des bulles. Les vitesses des bulles peuvent être importantes, jusqu'à quelques dizaines de cm/s. Le mouvement du liquide qui en résulte détruit cycliquement la couche limite thermique à proximité de la paroi : une partie de cette couche limite thermique, entraînée dans le sillage des bulles lors de leur émission, est remplacée par du liquide froid. Ces deux mécanismes de destruction et reformation de la couche limite thermique engendrent une augmentation des échanges thermiques.

La zone d'ébullition nucléée s'étend du point D au point F. Jusqu'au point F, la courbe est la même que l'on opère à température de paroi imposée ou à flux thermique imposé. Aux densités de flux thermique modérées D-E, les bulles sont émises à partir de sites répartis aléatoirement sur la surface (régime de bulles isolées), la densité des bulles reste relativement faible, et la fréquence des bulles n'est pas trop élevée. C'est le régime d'ébullition à bulles isolées. Lorsque le flux de chaleur augmente E-F, la densité de sites actifs croît et les bulles coalescent (régime de coalescence) formant ainsi des masses ou des colonnes quasi-continues de vapeur. Le passage du régime d'ébullition à bulles isolées au régime d'ébullition avec coalescence, se traduit parfois par un léger point d'inflexion sur la courbe. Toutefois, jusqu'à une densité de flux très proche du point F, le coefficient d'échange est bien supérieur à celui de la convection naturelle.

La limite supérieure de la zone d'ébullition nucléée est nettement marquée par le point F. En ce point, la génération de vapeur est telle que le liquide ne peut remouiller totalement la paroi. Une faible augmentation de la densité de flux de chaleur imposée conduit à une augmentation brutale de la température de la paroi jusqu'au point H, car la vapeur recouvre alors la paroi. Comme la vapeur est un excellent isolant (conductivité thermique très faible) et que la puissance thermique apportée par la source est alors très élevée, une grande quantité de chaleur est alors stockée par la paroi. Le régime de transition F-H est très instable. Le flux correspondant, qui est le flux maximum pour l'ébullition nucléée, est appelé flux de chaleur critique. Le point H est un point d'équilibre : les températures sont telles que le rayonnement thermique à travers la couche de vapeur participe aux échanges et permet de nouveau d'évacuer la grande quantité de chaleur fournie.

Une fois le film de vapeur établi, si le flux imposé est diminué, le film reste stable pour des densités de flux inférieures à la densité de flux critique (zone H-G). Lorsque la température de paroi devient inférieure à la température de Leidenfrost (point G), le film de vapeur se rompt et l'ébullition transite vers un régime d'ébullition nucléée.

Le régime de transition FGH ou régime de transition en film partiel, peut être uniquement atteint à température de paroi imposée. Le film de vapeur est instable laissant une surface de paroi plus ou moins grande susceptible d'être remouillée par du liquide. Quand on augmente la température de la paroi, la surface moyenne occupée par le liquide sur la paroi diminue, ce qui implique une diminution de la densité de flux de chaleur.

1.4.2. Mécanismes des transferts de chaleur

Kim (2009) a réalisé un état de l'art des mécanismes des transferts thermiques lors de l'ébullition nucléée. Les transferts de chaleur par ébullition sont dus à l'agitation causée par la croissance et le détachement de la bulle, la micro-convection autour de la bulle et l'évaporation de la microcouche située sous la bulle. Selon cette étude, la conduction transitoire et la micro-convection apparaissent comme les modes dominant des transferts thermiques tandis que la microcouche avec la ligne triple à l'interface liquide-gaz-solide ne représente au plus que 25 % du transfert thermique global. Moghaddam et Kiger (2009) ont aussi conclu que le transfert par évaporation de la microcouche est faible devant les transferts par conduction instationnaire et par micro-convection. Une présentation très complète des modèles utilisés pour analyser tous ces mécanismes de transferts ainsi que les résultats expérimentaux obtenus par différents auteurs est rassemblée dans la thèse de Barthès (2005). Cependant, ces modèles s'intéressent le plus souvent à la croissance de la bulle et ne permettent pas, pour l'instant, de prédire les courbes d'ébullition. Des corrélations semi-empiriques très globales, basées sur les propriétés du fluide, sont encore utilisées de nos jours bien que depuis une cinquantaine d'année d'innombrables études expérimentales ont prouvé l'influence majeure de la géométrie de la paroi sur l'ébullition et ont rendu totalement obsolètes ces corrélations sur des surfaces complexes. Dans ces corrélations, l'effet de la paroi est souvent pris en compte par un seul paramètre ajustable obtenu expérimentalement avec un fluide particulier.

1.4.3. Corrélations sur les transferts de chaleur

Des corrélations semi-empiriques ont été établies dès l'origine des études sur l'ébullition dans le but de prédire la surchauffe de la paroi en fonction du flux de chaleur q à évacuer. Ces corrélations sont surtout valables sur des surfaces très simples (par exemple des surfaces en cuivre polies avec une toile émeri dont la taille de grain est précisée) et sont développées uniquement pour l'ébullition nucléée (c'est-à-dire avant le flux critique, point F sur la figure 1.13). Elles sont établies pour des situations d'équilibre. La plus célèbre est celle de Rohsenow (1951) :

$$\Delta T_{sat} = C_{s,f} \left(\frac{h_{lv}}{c_{pl}} \right) \left[\frac{q}{\mu_l h_{lv} \sqrt{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{1/3} \left(\frac{\mu_l c_{pl}}{\lambda_l} \right)^n \quad (1.13)$$

Dans cette expression $C_{s,f}$ est un coefficient expérimental qui dépend de l'état de polissage de la surface (en général réalisé avec une toile émeri plus ou moins fine) et du couple liquide/solide utilisé. De nombreuses valeurs de $C_{s,f}$ ont été proposées par Rohsenow et d'autres auteurs (Pioro 1999, Vachon et al. 1968). L'exposant n dépend du fluide utilisé. Rohsenow

1.4. Courbe d'ébullition et coefficients d'échanges

recommande de prendre $m = 0$ pour l'eau et $m = 1,7$ pour les autres fluides. Selon Piore m varie en général entre 0,45 et 3,47.

Cette corrélation traduit le fait que la densité surfacique du flux thermique q varie selon la puissance au cube de la surchauffe à la paroi ΔT_{sat} ce qui traduit un accroissement de plus en plus fort des échanges au fur et à mesure que la puissance thermique à évacuer s'accroît. Cette corrélation ne permet donc pas de prédire l'existence d'un point d'inflexion (point E sur la figure 1.13) trahissant progressivement une dégradation des échanges lorsque la densité de flux se rapproche du point critique d'ébullition. La corrélation de Rohsenow doit donc être réservée pour les faibles densités de flux thermiques.

D'autres auteurs (cités par Collier et Thome, 1994) ont proposés des corrélations comme, par exemple, Stephan-Abdelsalam (1980), Forster et Zuber (1955), Borishanski (1969) et Mostinski (1963) qui prennent en compte l'influence de la pression du fluide, Cooper (1984) qui prend en compte l'état de la paroi en introduisant le paramètre de rugosité R_p . La plupart de ces corrélations sont des lois puissance de la forme $q = A \Delta T_{sat}^n$.

La figure 1.14 présente la corrélation de Rohsenow pour le couple éthanol/aluminium avec les valeurs des paramètres proposées par Piore (1999) : $C_{s,f} = 0,008$ et $n = 1,18$. Nous verrons, dans le chapitre 4, que les courbes obtenues pour les surfaces lisses, s'écartent totalement des prédictions de cette corrélation du fait de l'influence majeure de l'état de la surface.

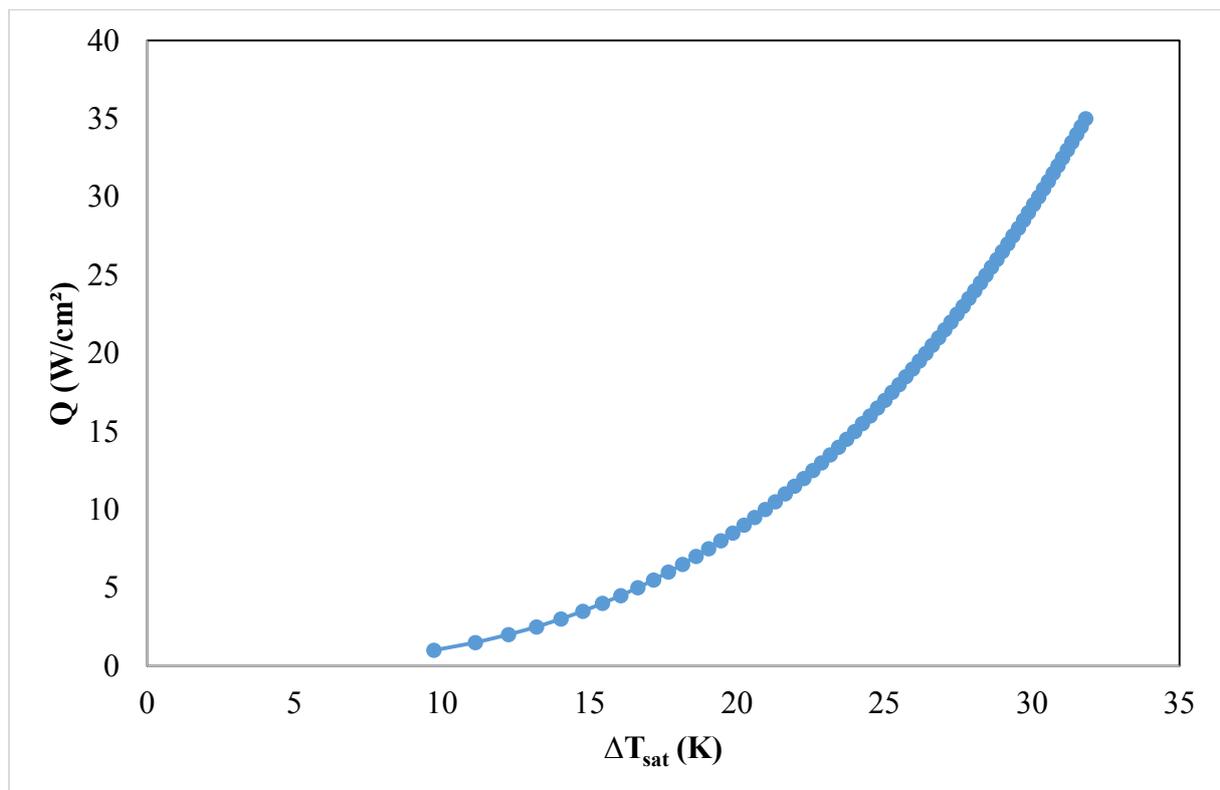


Figure 1.14 : Courbe d'ébullition obtenue par la corrélation de Rohsenow pour le couple éthanol /aluminium à 1,15 bar

1.5. Caractéristique des bulles

La forme de la bulle évolue selon les forces qui lui sont appliquées. La bulle quitte la paroi lorsque les forces tendant à la détacher deviennent plus grandes que celles qui la retiennent. Les forces agissant sur la bulle sont les forces statiques (flottabilité, pression de contact, tension superficielle, frottement) et dynamiques (inertie, trainée, force ascensionnelle due au sillage). Une présentation détaillée de ces forces est donnée par Ginet (1999).

Dans la littérature plusieurs corrélations sont proposées, la plupart anciennes, afin de prédire le diamètre de détachement D_d des bulles supposées sphériques.

La première corrélation connue est celle de Fritz (1935) établie en comparant la force de flottabilité à la force de tension superficielle. Sa corrélation prend en compte l'angle de contact θ de la bulle sur la paroi lors de sa croissance. Le coefficient 0,0208 est un coefficient obtenu sur la base d'observations, pour un angle θ exprimé en degré :

$$D_d = 0,0208 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (1.14)$$

Ruckenstein (1961) a négligé la tension superficielle au moment du détachement qui résulte alors de la compétition entre les forces de flottabilité, d'inertie et de trainée. Il a utilisé le nombre de Jakob Ja :

$$D_d = \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}\right)^{1/3} \left(\frac{3\pi^2 \rho_l \alpha_l^2}{\sigma}\right)^{1/3} Ja^{4/3} \text{ avec } Ja = \frac{c_{p,l} \rho_l \Delta T_{sat}}{\rho_v h_{lv}} \quad (1.15)$$

Mikic et Rohsenow (1969) ont utilisé le nombre de Jakob modifié Ja^*

$$D_d = 0,04 Ja^* \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \text{ avec } Ja^* = \frac{c_{p,l} \rho_l T_{sat}}{\rho_v h_{lv}} \quad (1.16)$$

D'autres auteurs proposent sur la base d'observations expérimentales, des relations liant la fréquence f_d d'émission des bulles sur un site et le diamètre de détachement D_d de ces bulles.

Selon Jakob et Fritz (1931) le produit $f_d D_d$ reste constant (0,078 pour l'eau). De même, d'autres auteurs ont cherché à corréler la fréquence et le diamètre de détachement de la bulle sous la forme $f_d^p D_d = Cste$

$$\text{Zuber (1959) : } f_d D_d = 0,59 \left(\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2}\right)^{0,25} \quad (1.17)$$

$$\text{Cole (1960) : } f_d^2 D_d = \frac{4}{3} \left(\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l}\right) \quad (1.18)$$

$$\text{Ivey (1967) : } f_d^2 D_d = 0,81 g \quad (1.19)$$

1.6. Rôle de la surface dans le transfert de chaleur par ébullition nucléée

De nombreux travaux expérimentaux ont montré l'influence majeure de l'état de la surface sur l'intensification des transferts thermiques par ébullition. La topographie de la surface (rugosité, structuration, multiplication de sites, effets de capillarité, etc.) et le traitement chimique de la surface (amélioration de la mouillabilité) sont les paramètres clés car ils intègrent les dynamiques d'interaction entre le liquide de travail, la vapeur et la surface chauffée (Pioro et al. 2004). La littérature fait état d'une multitude de surfaces extrêmement complexes et très efficaces telles que, par exemple, les surfaces poreuses ou fibreuses présentant plusieurs couches de micro-pores interconnectés, piégeant une quantité importante de vapeur, réalisant des pompes capillaires liquide-vapeur puissants et développant des surfaces d'échanges considérables. Ces surfaces couplent un très grand nombre de phénomènes physiques. Elles sont donc difficiles à appréhender quantitativement, bien que qualitativement, les phénomènes principaux d'intensification sont assez bien compris. Dans la suite nous n'aborderons pas ce type de surfaces, nous nous limiterons à des surfaces plus simples.

1.6.1. Influence de la topographie de la surface

1.6.1.1. Effet de la rugosité sur l'ébullition

L'augmentation de la rugosité de la surface est la méthode la plus évidente pour accroître le nombre de sites de nucléations et intensifier ainsi les échanges thermiques. Le plus souvent, cela est obtenu par réalisation de rayures ou rainures (Jakob et Fritz, 1931), par application de toiles émeris de différentes finesses ou par sablage (Corty et Foust, 1955 ; Berenson, 1960). Les premières études sur l'influence de la rugosité sur l'ébullition ont été réalisées par Jakob et Fritz, 1931. Les paramètres statistiques les plus utilisés dans la littérature pour caractériser la rugosité de la surface sont la rugosité arithmétique de profil Ra et la moyenne quadratique RMS (Root Mean Square). Il existe toutefois beaucoup d'autres paramètres. Ces paramètres sont définis par la norme ISO 4287, c'est la norme principale. En fonction des applications ou de la méthode d'analyse de la surface, d'autres normes ont été définies (norme ISO 12085, norme ISO 13565, norme ASME B46.1, etc.).

Les résultats de Jakob et Fritz montrent que la rugosité est un paramètre majeur puisqu'elle améliore considérablement les échanges. Par rapport à une surface lisse, ils obtiennent une amélioration des échanges thermiques de plus de 60 % avec une surface rendue rugueuse. Depuis Jakob, de nombreux travaux ont été réalisés sur les effets de la rugosité. Nous nous limiterons donc à quelques résultats parmi les plus récents.

Roy Chowdhury et Winterton (1985) ont étudié l'effet de la rugosité de la surface (Ra variant de 0,25 μm à 4,75 μm) sur l'ébullition en vase de l'eau et de l'éthanol sur des surfaces en aluminium et en cuivre. Ils constatent que les surfaces rugueuses présentent de meilleurs coefficients de transfert de chaleur à faibles densités de flux de chaleur.

El-Genk et Suszko (2014) ont étudié, dans les conditions de saturation, l'ébullition en vase du PF-5060 (produit par 3M) sur treize échantillons en cuivre (Ra variant de 0,039 μm à 1,79 μm). Les échanges thermiques s'améliorent lorsque le Ra s'accroît. Par rapport à la surface la plus lisse (Ra = 0,039 μm), l'amélioration est de 100 % avec la surface la plus rugueuse (Ra = 1,79 μm).

Jabardo et al. (2009) ont réalisé, sous différentes pressions réduites p_r ($0,063 < p_r < 0,26$) l'ébullition des réfrigérants R-134a et R-123 sur des tubes en cuivre, bronze et acier. Les surfaces des tubes sont traitées par diverses méthodes afin d'obtenir des paramètres de rugosité Ra variant de $0,03 \mu\text{m}$ à $10,5 \mu\text{m}$. A faible densité de flux de chaleur, les échanges thermiques sont plus efficaces avec des valeurs de Ra élevées. Cette tendance peut s'inverser à forte densité de flux, c'est-à-dire que les surfaces à faible valeur de Ra peuvent être plus efficaces. Les valeurs de Ra intermédiaires ($2,5 \mu\text{m} < \text{Ra} < 3,5 \mu\text{m}$) semblent optimales, quelle que soit la densité de flux imposée.

Jones et al. (2009) ont réalisé des essais sur l'ébullition de l'eau et du FC77 sur une surface plane horizontale carrée ($25,4 \times 25,4 \text{ mm}^2$) en aluminium, avec des surfaces polies (Ra variant de $0,027 \mu\text{m}$ à $0,038 \mu\text{m}$) et rugueuses (Ra variant de $1,08 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$). Les surfaces les plus rugueuses apparaissent les plus performantes pour toutes les densités de flux. Le comportement est cependant un peu différent pour les deux fluides : avec le FC72, l'intensification atteint presque sa valeur maximale avec une valeur de Ra égale à $1,08 \mu\text{m}$, avec l'eau l'augmentation est progressive lorsque Ra varie de $1,08 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$.

McHale et Garimella (2008, 2010) ont mesuré le diamètre de détachement des bulles lors de l'ébullition du FC-77 dans les conditions de saturation sur des surfaces en aluminium lisses et rugueuses avec des rugosités Ra variant de $0,03$ à $5,89 \mu\text{m}$. Le diamètre des premières bulles est plus petit pour les surfaces rugueuses que pour les surfaces lisses. Cependant, pour les surfaces rugueuses les premières bulles apparaissent pour des densités de flux et des surchauffes de paroi deux à trois fois plus faibles que pour les surfaces lisses. Avec les surfaces lisses le diamètre de détachement de la bulle augmente de façon significative avec l'élévation de la densité du flux thermique. L'accroissement du diamètre de la bulle est moins significatif avec les surfaces rugueuses, mais là encore les densités de flux et les surchauffes de paroi ne sont pas comparables. McHale et Garimella (2013, part 1) indiquent que le paramètre de rugosité Ra seul est insuffisant pour caractériser l'amélioration des transferts de chaleur par rapport à une surface lisse. En effet, le Ra ne donne pas d'indication sur la distribution des rugosités à l'échelle locale, ni si des irrégularités existent sur une échelle plus grande.

Benjamin et Balakrishnan (1997) rassemblent des données de la littérature et réalisent leurs propres mesures sur la détermination de la densité surfacique n de sites actifs en fonction de la surchauffe de la paroi. Ils proposent une relation empirique pour prédire le nombre de sites actifs en fonction de la rugosité de la surface, des propriétés du fluide, de la surchauffe de la paroi. Ils constatent que la courbe de variation $n/\Delta T_{\text{sat}}$ en fonction de Ra présente un minimum.

Jung et Kwak (2006) ont étudié les effets de la rugosité à l'échelle submicronique (RMS = 307 nm et 163 nm) pour l'ébullition nucléée sous-refroidie du FC72 sur des surfaces de silicium. Par rapport à un substrat en silicium non traité (surface lisse) ils obtiennent une intensification modeste (+ 3 %) avec la rugosité la plus fine (RMS = 163 nm) et significative (+53%) avec la plus forte rugosité (Ra = 307 nm). Kang (2000) a étudié l'effet de la rugosité (RMS = 16 nm et 61 nm) sur l'ébullition en vase sur des tubes. Pour un tube horizontal, il n'observe pas de différences significatives sur les courbes d'ébullition.

1.6. Rôle de la surface dans le transfert de chaleur par ébullition nucléée

1.6.1.2. *Sites de nucléation artificiels*

Le paragraphe 1.2 a expliqué l'importance des sites de nucléations. Afin de comprendre le rôle précis des sites sur la nucléation ou d'analyser les phénomènes d'ébullition, des sites artificiels ont été gravés sur des surfaces lisses. Parallèlement à ces travaux expérimentaux, des modèles théoriques ou numériques ont été développés sur des géométries simples (cavités de formes conique ou cylindrique).

Dès 1958, Griffith et Wallis confirment expérimentalement le rôle de ces cavités sur la surchauffe d'apparition de l'ébullition. Depuis Griffith et Wallis de nombreux travaux ont été réalisés sur des sites de géométries de plus en plus contrôlées et de plus en plus petits, notamment grâce à l'amélioration des techniques de gravures à la micro-échelle voir à la nano-échelle sur du silicium.

Shoji et Takagi (2001) ont gravé sur la surface plane de disques en cuivre (rugosité $\approx 1 \mu\text{m}$), des microcavités de différentes géométries (coniques, cylindriques et réentrantes), de différents diamètres d'ouverture ($50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$) et de profondeurs variables de 30 à $50 \mu\text{m}$. Sur chaque échantillon, un seul site a été gravé, situé sur l'axe du disque. Le fluide utilisé pour l'ébullition est l'eau, la pression de travail est de 1 bar. Les cavités cylindriques et réentrantes ont produit une nucléation stable et régulière même à faible surchauffe. Les cavités de forme conique ont donné lieu à une nucléation irrégulière, intermittente et nécessitant une surchauffe plus élevée pour maintenir la nucléation. Sanna et al. (2009) ont montré par la simulation que le temps d'attente peut être fortement influencé par l'épaisseur et les propriétés thermiques de la paroi chauffée.

Siedel et al. (2008) ont étudié, sous la pression de 1 bar et dans les conditions de saturation, la croissance de bulles de n-pentane sur un site de nucléation unique de forme conique (diamètre d'ouverture $180 \mu\text{m}$, profondeur $500 \mu\text{m}$) gravé sur une surface polie en cuivre. En dehors du site, aucune bulle n'est générée. Ils constatent que le volume de détachement des bulles est indépendant de la surchauffe de la paroi. La fréquence des bulles augmente linéairement avec la surchauffe de la paroi.

Hutter et al. (2010) ont étudié la croissance de bulles sur des substrats en silicium munis d'un site de nucléation cylindrique unique (diamètre d'ouverture $10 \mu\text{m}$, profondeur 40 , 80 ou $100 \mu\text{m}$) Le fluide utilisé est le FC72 sous les pressions de 1, 1,25 ou 1,5 bars. Le substrat en silicium comporte un microcircuit de chauffage et des micro-capteurs intégrés. Ils obtiennent des lois de croissance de bulle en fonction de la surchauffe de la paroi. Pour une surchauffe de paroi donnée, la fréquence d'émission des bulles décroît légèrement lorsque la pression augmente. Le diamètre de détachement des bulles s'accroît avec la surchauffe de la paroi, mais ne dépend pas de la profondeur du site et de la pression. Dans un autre article (2013), Hutter et al.) ont étudié le phénomène de coalescence au-dessus d'un site cylindrique unique (diamètre d'ouverture $10 \pm 0,5 \mu\text{m}$, profondeur $80 \pm 0,5 \mu\text{m}$) gravé sur un substrat en silicium (épaisseur $380 \mu\text{m}$, rugosité $0,5 \text{ nm}$). Le fluide est le FC72 sous les pressions de 0,5-0,75 et 1 bar. A bas flux thermique, la fréquence d'émission est faible et les bulles ne coalescent pas. A flux thermique plus élevé, la surchauffe de la paroi augmente ainsi que la fréquence d'émission des bulles, le phénomène de coalescence verticale apparaît entre deux bulles successives générées sur le même site. A basse pression, la fréquence d'émission des bulles est plus élevée et le phénomène de coalescence intervient à des surchauffes de paroi plus faibles.

Whitarana et al. (2012) ont étudié le déclenchement de l'ébullition (eau) sur des cavités artificielles isolées (diamètres d'ouverture variant entre 90 nm et 4,5 μm) gravées sur des surfaces de silicium ultra propres et lisses. Leurs résultats expérimentaux sont en accord avec les prédictions données par l'équation Young-Laplace combinée aux tables thermodynamiques de saturation. Ils concluent la validité de la théorie classique de l'ébullition.

Dong et al. (2014) ont comparé les surfaces lisses, micro structurées et nano structurées. Sur les surfaces nano-structurées de petites bulles se développent, la fréquence d'émission de ces bulles est grande. Cela permet de repousser à plus haut flux, la formation d'un film de vapeur et donc de rehausser le niveau du flux critique. Les bulles de petites tailles fusionnent en effet, plus difficilement que les grosses bulles. Récemment, afin d'étudier les conditions de piégeage de la vapeur, des cavités artificielles cylindriques avec différents rapports d'aspects différents « hauteur sur diamètre d'ouverture » ont été réalisées par Bon et al. (2013).

Leal et al. (2013) ont étudié le déclenchement de l'ébullition sur une surface AU4G (de rugosité proche de 100 nm) avec du n-pentane. Ils ont trouvé que la surchauffe nécessaire pour déclencher l'ébullition est indépendante du confinement ; ils ont pour cela comparé les résultats pour un système confiné de 250 et 500 μm et un système non confiné. Par ailleurs, ils ont utilisé une technique active tout à fait originale pour diminuer la surchauffe nécessaire pour déclencher l'ébullition. Un actionneur (système piézoélectrique) est capable de vibrer pour créer une onde dont l'amplitude et la fréquence sont contrôlées. L'augmentation de la fréquence de l'actionneur diminue la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition. A titre d'exemple, pour un confinement de 250 μm et une amplitude de 210 μm , la surchauffe nécessaire pour déclencher l'ébullition pour 20 Hz est 18 K et pour 100 Hz est 3.2 K.

1.6.1.3. Interaction entre sites voisins

Dans cette partie sont présentés quelques résultats de la littérature sur l'interaction, lors de l'ébullition en vase, entre des sites artificiels de géométrie contrôlée, gravés le plus souvent sur des supports en silicium. L'interaction entre les sites a été quantifiée par le nombre adimensionnel S/D_d avec S la distance entre 2 cavités et D_d le diamètre de détachement des bulles (tableau 1.1).

Yu et al. (2006) ont analysé expérimentalement l'ébullition en vase avec le FC-72 sur des surfaces en silicium munies de micro-cavités cylindriques (diamètres d'ouvertures : $D = 200, 100$ et $50 \mu\text{m}$; profondeur : $H = 200$ et $110 \mu\text{m}$) gravés selon des matrices constituées de 256 à 1089 sites (16×16 , 25×25 , 33×33) et avec divers espacements $S = 100, 200$ et $400 \mu\text{m}$. Une densité plus élevée de cavités repousse le flux critique à valeurs plus élevées.

Das et al. (2007) ont également réalisé une distribution de sites artificiels (52 sites et 100 sites de profondeurs 600 μm) sur une plaque de cuivre. Pour des flux thermiques supérieurs à 8 W/cm^2 , la diminution de diamètre et de profondeur améliorent le coefficient transfert thermique.

Shoji et al. (2002), Zhang et al. (2003), Chatpun et al. (juillet 2004, décembre 2004), Mosdorf et al. (2006, 2008) ont étudié l'ébullition de l'eau sur le silicium avec des cavités gravées de forme cylindrique (diamètre 10 μm , hauteur 80 μm). Dans leur article de décembre 2004, Chatpun et al. examinent l'influence de l'arrangement des cavités (disposées en ligne ou selon un triangle équilatéral) à partir de 4 cavités identiques espacées de 1 à 4 mm. Avec la disposition en ligne, ils obtiennent une fréquence de détachement des bulles plus élevée. Avec

1.6. Rôle de la surface dans le transfert de chaleur par ébullition nucléée

la disposition en triangle, ils observent un diamètre de détachement plus grand. A bas densité de flux, ils constatent que l'arrangement en ligne avec la taille optimale de la cavité est plus performante.

Auteurs	Paramètres	Résultats
Chekanov 1997	$S/D_d < 3$	La formation d'une bulle dans un site empêche la nucléation sur le site voisin le plus proche
	$S/D_d > 3$	La formation d'une bulle sur un site favorise la formation d'un bulle sur le site voisin
	$S/D_d \gg 3$	Pas d'interaction entre bulles
Judd et Lavdas (1980), Calka et Judd (1985), Judd (1988), Judd et Chopra (1993).	$S/D_d < 1$	Activation par contamination : une bulle créée sur un site s'étale lors de sa croissance sur la paroi et recouvre un autre site ce qui permet de l'activer
	$S/D_d > 3$	Pas d'interaction
	$1 < S/D_d < 3$	La formation d'une bulle dans un site empêche la nucléation sur le site voisin le plus proche
Zhang et Shoji (2003), Chatpun, Watanabe et Shoji (Juillet 2004)	$S/D_d < 1,5$	Trois interactions : hydrodynamiques, thermiques et coalescences. La fréquence des bulles est plus élevée avec la coalescence
	$1,5 < S/D_d < 2$	Interactions hydrodynamiques et thermiques.
	$2 < S/D_d < 3$	Interactions hydrodynamiques qui augmentent la fréquence d'émission des bulles.
	$S/D_d > 3$	Pas d'interaction

Tableau 1.1 : Caractérisation de l'interaction entre les sites de nucléation

Sato et al. (2008) ont étudié l'effet de l'espacement des cavités sur le transfert de chaleur par ébullition en vase. Ils ont utilisé des cavités cylindriques de diamètre 10 μm et de profondeur 40 μm , arrangées le long d'une ligne droite. L'espacement entre les cavités, de centre à centre, varie de $S = 1$ à 4 mm. L'interaction entre sites est plus grande pour les cavités plus rapprochées. Très récemment, Bi et al. (2014) ont conclu que l'espacement entre les sites de nucléation a un grand effet sur la coalescence, la fréquence des bulles, le diamètre de détachement et la distribution de flux de chaleur sur la surface chauffée.

Hutter et al. (2012) ont étudié expérimentalement l'interaction entre des sites de nucléation cylindriques (diamètre 10 μm , profondeur 80 μm) gravés sur une plaque de silicium et espacés de 0,84, 1,2 et 1,5 mm. Le fluide utilisé est le FC-72. Le diamètre de détachement s'accroît avec l'augmentation de la distance entre les sites. Un phénomène de coalescence horizontale apparaît uniquement avec l'espacement de 0,84 mm. La fréquence d'émission des bulles augmente lorsque la distance S entre les bulles augmente. Lorsque le rapport $S/D_d = 0,5$ la fréquence est 3 fois plus élevée que pour $S/D_d = 1,5$ et 1,75 que pour $S/D_d = 2,5$.

Jiang et al. (2010) ont calculé, par simulation numérique, les fluctuations de températures sous des sites de nucléation. Leur simulation montre que les variations de températures sont bien faibles avec du cuivre qu'avec de l'aluminium. Dans le même article, ils suggèrent que la modélisation des interactions de bulles doit prendre en compte non seulement le rapport des distances sur le diamètre, mais aussi les propriétés du fluide et de la paroi.

Bonjour et al. (2000) ont analysé expérimentalement le phénomène de coalescence avec des sites de nucléation artificiels gravés sur une surface en aluminium (AU4G) orientée verticalement. Les fluides utilisés sont le pentane et le R113. Ils constatent que la coalescence améliore le transfert de chaleur. Ils attribuent cela à l'évaporation de la « microcouche » supplémentaire localisé sous les deux bulles fusionnées.

Le tableau 1.1 donne une présentation des quelques travaux sur l'interaction entre sites.

1.6.2. Influence de la chimie de la surface

La mouillabilité de la surface ou l'orientation de la structure cristalline de certains matériaux peut modifier la surchauffe nécessaire au déclenchement. C'est pourquoi afin d'analyser cet effet et d'optimiser la surface pour l'ébullition, différentes études ont été présentées dans la littérature. Nous nous limiterons à quelques exemples.

1.6.2.1. Effet de l'architecture cristalline

Harrison et Levine (1958) ont étudié, pour le couple cuivre/acide stérique, l'effet de l'orientation du plan cristallin à la surface du métal sur les transferts de chaleur lors de l'ébullition. Ces auteurs, n'ont constaté aucune influence de l'orientation sur l'angle de contact, mais ont observé des différences significatives sur les transferts de chaleur. Ils ont conclu que l'angle de contact n'est pas suffisant pour caractériser le transfert de chaleur par ébullition de fluides très mouillants sur des surfaces lisses.

Bon et al. (2013) ont étudié la nucléation et les transferts de chaleur par ébullition sur des surfaces lisses avec différentes orientations de plans cristallins. Ils observent que les surfaces de silicium présentent une élévation du coefficient de transfert de chaleur par ébullition avec l'augmentation de la densité atomique des plans cristallographiques. Constatant également que les surfaces métalliques montrent une tendance opposée, ils émettent l'hypothèse qu'une densité atomique plus faible sur le plan cristallin favorise, sur les surfaces métalliques, des interactions électro-hydrodynamiques microscopiques. Dans les deux types de comportement, ces expériences montrent que même de faibles variations de l'orientation peuvent entraîner des différences notables sur le coefficient de transfert de chaleur lors de l'ébullition. Selon ces auteurs, la densité atomique des plans cristallographiques est donc un facteur important qui influe le coefficient de transfert thermique par ébullition.

Parallèlement à ces travaux expérimentaux, des simulations numériques ont été réalisées. A l'aide des méthodes de la dynamique moléculaires MD, Torii et al. (2009) ont analysé les effets des paramètres d'interactions moléculaires et de la structure planaire sur le transfert d'énergie à l'interface solide-liquide. Les résultats montrent que sur l'échelle moléculaire la corrugation de surface et la densité surfacique d'atomes ont un effet notable sur le transfert d'énergie à l'interface solide-liquide.

1.6.2.2. Effet de la mouillabilité

La mesure de l'angle de contact d'une goutte de liquide sur la surface est une mesure de la mouillabilité de la surface. L'angle de contact du liquide sur une paroi dépend des paramètres physiques de la surface (rugosité) et surtout de la chimie de la surface.

1.6. Rôle de la surface dans le transfert de chaleur par ébullition nucléée

Jo et al. (2011) ont étudié l'ébullition de l'eau sur des supports en silicium avec un dépôt, soit d'une revêtement hydrophile (SiO_2 , angle de contact 54°), soit hydrophobe (téflon, angle de contact 123°). Pour la surface hydrophobe, le déclenchement apparaît sous des surchauffes moins élevées que pour la surface hydrophile. Avec la surface hydrophobe, les échanges thermiques sont meilleurs à faibles flux thermiques. En contrepartie, ils se dégradent rapidement lorsque la densité de flux augmente atteignant prématurément le flux critique.

L'effet de l'angle de contact (18° , 35° et 90°) sur l'ébullition (pression, 1 atm) a été analysé par Wang et Dhir (1993) pour l'ébullition de l'eau sur du cuivre avec différents degrés d'oxydation. L'augmentation de la mouillabilité de la surface provoque une diminution de la densité de sites de nucléation actifs.

Phan et al. (2009) ont étudié l'effet de la mouillabilité sur le transfert de chaleur par ébullition sous-refroidie (15°C) de l'eau à 1 bar. Le contrôle de l'angle de contact, variant de 22° à 112° est réalisé à l'aide de différents types de revêtements (SiO_x , TiO_2 , Pt, Fe_2O_3 , SiOC et Teflon). Ils constatent que les performances sont minimales pour des angles de contact compris entre 40° et 50° .

Bourdon et al. (2012) ont observé l'ébullition de l'eau sur un support en bronze poli miroir, de forme circulaire possédant sur une moitié un revêtement hydrophile et sur l'autre moitié un revêtement hydrophobe. L'ébullition se développe sur la moitié hydrophobe et elle n'apparaît pas sur la moitié hydrophile.

Dans le but d'obtenir des performances optimales, Betz et al. (2013) ont réalisé des surfaces super-hydrophiles (angle de contact proche de 0°), hydrophiles (angle de contact de 7° à 30°), hydrophobes (angle de contact de 110 - 120°), super-hydrophobes (angle de contact de l'ordre de 160°) et biphiliques c'est-à-dire hydrophiles avec des îlots hydrophobes. Le support est constitué de silicium avec différents types de revêtements pour obtenir ces mouillabilités. Les surfaces super-biphiliques présentent de loin les meilleures performances.

Nam et al. (2011) ont étudié la croissance d'une bulle sur un site de nucléation cylindrique (diamètre $15\ \mu\text{m}$, profondeur $70\ \mu\text{m}$) gravé sur une surface super-hydrophile. Le site est réalisé sur un support en silicium. Une fine couche de cuivre (épaisseur $1\ \mu\text{m}$) est ensuite déposée sur le support. Un traitement à l'aide d'une solution chimique permet de rendre cette couche super-hydrophile et nano-poreuse. Par rapport à une surface de silicium oxydée munie d'un site de même géométrie, ils constatent que le diamètre de détachement des bulles est 2,5 fois plus faible et la durée de croissance de la bulle est réduite d'un facteur 4. Ils attribuent ce résultat à la diminution de l'angle de contact. Leurs résultats numériques sont en bon accord avec leurs résultats expérimentaux.

1.6.3. Anomalie de l'ébullition sur les surfaces ultra-lisses

Le paragraphe précédent montre que la présence de rugosités (R_a variant de quelques centaines de nanomètres à quelques micromètres) améliore de façon significative les échanges thermiques et permet donc de réduire la surchauffe de la paroi. Or, des résultats récents ont fait apparaître des échanges thermiques très efficaces sur des surfaces ultra-lisses métalliques, en dépit de l'absence de sites de nucléation potentiels. Ce sont principalement ces résultats nouveaux associés également à la nécessité de disposer de surfaces de références qui ont motivé les travaux réalisés dans cette thèse.

La littérature présente peu d'études du phénomène d'ébullition sur les surfaces ultra-lisses. Les travaux sur les surfaces métalliques avec des rugosités de l'ordre du nanomètre semblent relativement récents et développés que par un petit groupe d'auteurs.

Bon et al. 2011 ont déclenché l'ébullition nucléée sur des surfaces métalliques ultra-lisses (RMS variant de 30 à 365 nm) avec de très faibles surchauffes de la paroi ($\Delta T \approx 10$ K) ce qui n'est pas en accord la théorie classique. Ces auteurs ont conclu que la nucléation hétérogène n'est pas due uniquement au piégeage de la vapeur dans les cavités. Selon ces auteurs, des considérations théoriques nouvelles doivent être proposées pour comprendre ce phénomène ; des techniques expérimentales innovantes doivent être développées et des mesures à des échelles nanométriques doivent être réalisées. De même, Qi et Klausner (2005), Jones et al. (2009) ont obtenu, avec des surfaces métalliques, des surchauffes de déclenchement étonnamment faibles avec ce niveau de rugosité. Par contre, sur des surfaces non métalliques (silicium Rugosité = 0,5 nm), Witharana et al. (2012) ont obtenu une surchauffe de 120 K pour déclencher l'ébullition. La figure 1.15 présentent un comparatif de la surchauffe de la paroi nécessaire pour déclencher l'ébullition en fonction de la rugosité de la surface (RMS). Elle montre qu'avec les surfaces métalliques, les surchauffes à l'apparition de l'ébullition sont bien plus faibles qu'avec le silicium avec la même rugosité de surface.

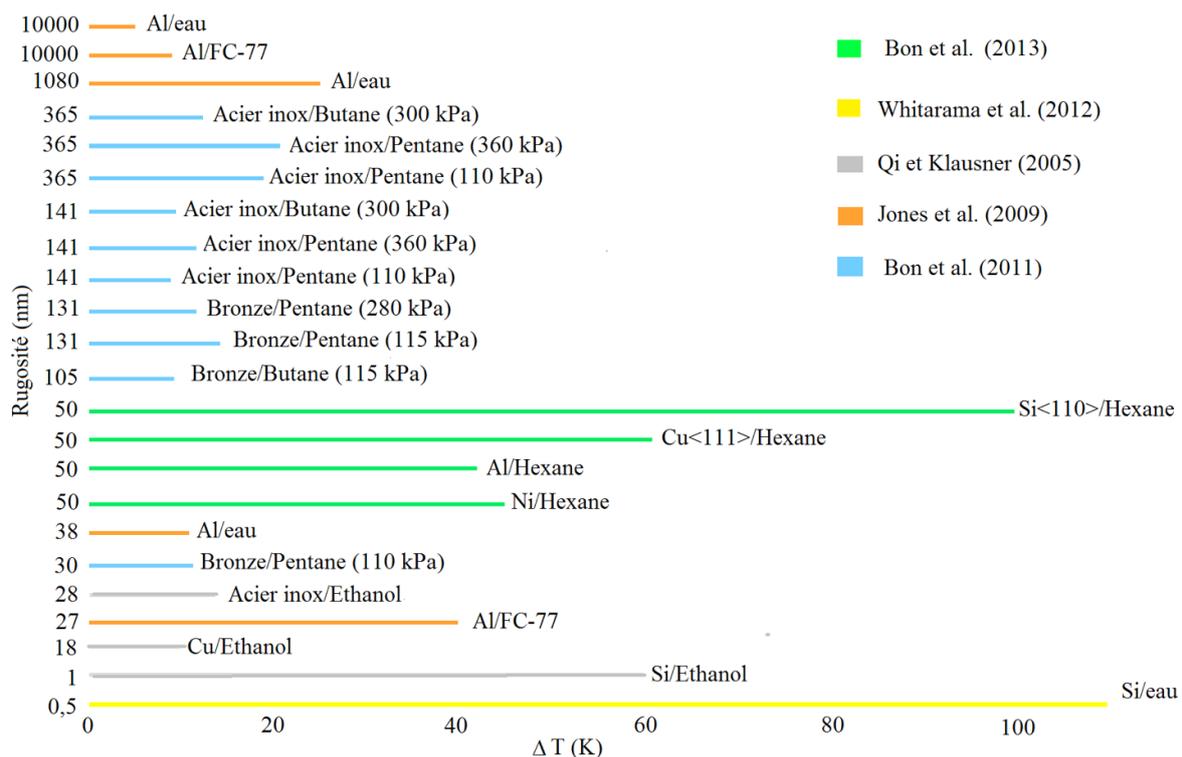


Figure 1.15 : Variation de la surchauffe nécessaire pour le déclenchement en fonction de la rugosité

Au vu de ces résultats, il ne semble pas qu'il y a de lien entre la rugosité (RMS ou Ra) et la surchauffe. Ceci peut, sans doute, s'expliquer de la façon suivante : les paramètres de rugosité sont une propriété globale de la surface alors que la nucléation est un phénomène très local lié à un site. Ainsi, une surface possédant un RMS ou un Ra extrêmement faible (de l'ordre du nanomètre) peut comporter un (ou plusieurs) site(s) de taille favorable non nanométrique,

1.7. Conclusion

cela peut suffire pour déclencher la nucléation. Le polissage mécanique n'assure pas une homogénéité totale de la surface. D'autres raisons peuvent être invoquées. La première raison est peut-être liée à la taille extrêmement petite des sites pouvant théoriquement jouer un rôle sur la surchauffe. On atteint ainsi les limites de détection des appareils de mesure. Cependant, cela est peu probable car ce type de site est présent sur tous les types de surfaces et ce ne sont sans doute pas ce type de site qui explique ces résultats. La seconde raison est liée au nombre de paramètres qu'il est nécessaire de maîtriser pour expliquer la nucléation (forme de sites, rapport d'aspect hauteur/diamètre en correspondance avec la mouillabilité de la surface). Dans ce cas, le RMS seul ne suffit pas. Par ailleurs, le microscope ne donne qu'une image imparfaite de la géométrie de surface, car il interpole entre 2 points discrets de mesures. La troisième est liée à l'extrême complexité d'une surface à l'échelle nano ou micrométrique, qui rend difficile l'analyse complète d'une surface de grande taille et la comparaison entre deux surfaces différentes. La quatrième raison est due à l'impossibilité de réaliser systématiquement un balayage très complet d'une surface de taille bien supérieure celle d'un site (temps de mesures extrêmement long). Ainsi, le balayage n'a peut-être pas réalisé une couverture complète de la surface. Il n'a alors pas détecté des sites et des défauts isolés, sans doute peu nombreux, mais clés pour le déclenchement.

1.7. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté quelques éléments sur l'ébullition et fait une étude bibliographique très synthétique pour situer notre travail. Nous nous sommes limités, pour cela, à des surfaces simples. L'étude bibliographique montre qu'il existe très peu d'études sur des surfaces métalliques simples de référence telles que les surfaces ultra-lisses, malgré d'innombrables études sur l'ébullition. A l'heure actuelle, la grande majorité des travaux porte sur des surfaces extrêmement compliquées (surfaces poreuses, fibreuses, revêtement non homogènes) très efficaces du point de vue des échanges thermiques mais impossible à analyser de façon quantitative du fait de leur complexité. Ces surfaces, couplant de nombreux phénomènes physiques, sont surtout développées pour des besoins industriels mais ne se prêtent pas à des études fondamentales de base. De telles surfaces n'ont pas été présentées dans l'étude bibliographique car elles s'écartent trop de notre sujet. Contre toute attente, malgré l'absence de sites, quelques résultats récents de la littérature ont fait état de performances intéressantes obtenues avec des surfaces ultra-lisses. C'est pour cette raison que nous avons choisi d'analyser ce type de surface.