



HAL
open science

La crise d'ébullition vue comme l'étalement des bulles sur la paroi chauffante

Vadim Nikolayev, Daniel Beysens

► **To cite this version:**

Vadim Nikolayev, Daniel Beysens. La crise d'ébullition vue comme l'étalement des bulles sur la paroi chauffante. 17e Congrès Français de Mécanique, Aug 2005, Troyes, France. hal-00016058

HAL Id: hal-00016058

<https://hal.science/hal-00016058>

Submitted on 10 Nov 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

La crise d'ébullition vue comme l'étalement des bulles sur la paroi chauffante

Vadim S. Nikolayev¹, Daniel Beysens

ESEME, Service des Basses Températures, CEA Grenoble
Adresse postale : CEA-ESEME, PMMH, ESPCI, 10, rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 5
¹email : vnikolayev@cea.fr

Résumé :

Dans cet exposé nous passons en revue les phénomènes menant à la crise d'ébullition (transition entre les deux régimes d'ébullition, nucléé et en film). Cette crise se résume en la formation brusque d'un film de vapeur sur la paroi chauffante. La compréhension des conditions de détachement d'une bulle a une importance cruciale pour déterminer la valeur seuil du flux thermique de la crise. Nous analysons les conditions de départ et de terminons la valeur de volume et la forme de départ pour une bulle en 2D arrachée de la paroi sous l'action de la force d'Archimède

Abstract :

We review the modeling of the boiling crisis based on the vapor recoil concept. We analyze the conditions of the bubble departure during the nucleate boiling and determine the volume of the bubble at the moment of departure provoked by gravity as a function of the liquid contact angle.

Mots-clefs :

crise ; ébullition ; CHF ; bulle ; croissance

1 Introduction

Dans cet exposé nous discutons le modèle de la crise d'ébullition [1, 2, 3] basé sur l'idée d'étalement des bulles sous l'action de la force de recul de la vapeur. Ce modèle peut être résumé de la façon suivante. Considérons d'abord le régime d'ébullition nucléé qui se réalise quand le flux thermique q_s de la paroi chauffante vers le liquide est inférieur au flux critique (Critical Heat Flux, CHF), la valeur seuil de la crise d'ébullition. Des bulles de vapeur se forment et croissent attachées à la paroi avant qu'une force (on considérera la force d'Archimède par la suite) les détache. L'évaporation du liquide vers l'intérieur de la bulle crée une pression de recul P_r , qui agit sur sa surface en la déformant. La force de recul est normale à l'interface et est dirigée toujours vers le liquide. Comme l'évaporation est maximum au pied de la bulle (à côté de la ligne triple de contact vapeur-paroi-liquide), c'est à cet endroit que l'effet est le plus marquant. Au cours de la croissance de la bulle, le taux d'évaporation et donc P_r augmentent avec le temps. Quand P_r devient comparable aux autres forces déterminant la forme de la bulle, la force de recul "tire" sur la ligne triple en étalant la bulle sur la paroi. C'est ainsi qu'un film de vapeur (qui constitue la raison principale de la crise d'ébullition) séparant la paroi du liquide, commence à se former. En même temps, la force supplémentaire d'adhésion de la bulle à la paroi apparaissant grâce au recul croît rapidement et empêche le détachement de la bulle dès le début de l'étalement. Pourtant, si la force d'Archimède est forte, la bulle se détache avant d'avoir pu développer le recul nécessaire pour s'étaler. Ainsi, l'analyse des conditions de départ

de la bulle s'avère très important.

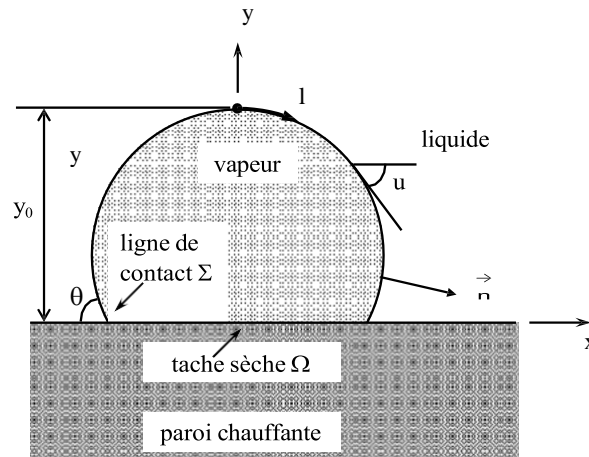


FIG. 1 – La géométrie considérée

Lorsque la taille d'une bulle devient supérieure à la longueur capillaire $l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g\Delta\rho}}$ (σ : tension superficielle, g : gravité terrestre, $\Delta\rho$: écart des densités du liquide et de la vapeur), la gravité influence la bulle. Quand la bulle atteint le volume de départ V_{dep} (un paramètre très important à déterminer) la gravité détache la bulle de la paroi. De nombreux articles [4, 5, 6] ont été consacrés aux études des conditions de départ des bulles. Mais on oublie souvent que la gravité déforme celles-ci. La considération de cette déformation est importante pour bien modéliser l'étalement de la bulle et son volume de départ.

Dans cet article, nous allons dériver et analyser le bilan des forces agissant sur la bulle résidant sur une paroi. Nous obtiendrons aussi V_{dep} en fonction de l'angle de contact ϑ pour le cas où le recul est négligeable.

2 Bilan des forces agissant sur une bulle

Nous considérons une croissance lente où l'influence des forces de pression dynamiques sur la forme de la bulle peut être négligée. Dans cette hypothèse, la forme de la bulle est définie par l'équation suivante :

$$K\sigma = \lambda + \Delta\rho gy + P_r, \quad (1)$$

où K est la courbure de la bulle et λ est l'écart constant de pressions entre l'intérieur et l'extérieur de la bulle. Il est déterminé à partir du volume connu V de la bulle. Le membre de gauche présente la pression de Laplace, tandis que les quantités restantes à droite sont la force d'Archimède (y est la coordonnée sur axe dirigé verticalement, voir Fig. 1) et le recul de la vapeur.

Pour trouver le bilan des forces agissant sur la bulle, il faut intégrer l'Eq. (1) (multipliée évidemment sur la normale \vec{n} extérieure à la bulle) sur la surface A de la bulle. L'équation qui en résulte sera vectorielle. Puisque toutes les forces agissant sur la bulle ont une symétrie axiale, la forme de la bulle le sera aussi et donc la projection horizontale de cette équation donnera zéro. Sa projection verticale prendra la forme suivante,

$$\sigma\Sigma \sin \vartheta = \lambda\Omega + \Delta\rho gV + \int_A P_r^y dA, \quad (2)$$

où Σ est la longueur totale de la ligne triple, Ω est l'aire de la tache sèche sous la bulle, et P_r^y est la composante verticale de la pression du recul.

L'ordre des termes dans l'Eq. (2) correspond à celui de l'Eq. (1). Le membre de gauche est la force capillaire d'adhésion. Les premier et deuxième termes de droite sont les forces de pression et d'Archimède qui tendent à retirer la bulle de la paroi. Dans l'hypothèse $\vartheta < 90^\circ$ (le cas le plus répandu), l'intégrale de P_r est négative [3] et donc crée une adhésion supplémentaire. Cependant, avant que débute l'étalement de la bulle, cette force additionnelle n'est pas suffisamment grande [3] pour assurer l'adhésion de la bulle. Seule la force capillaire est donc responsable de l'adhésion de la bulle quand le flux thermique est loin du CHF. Pour trouver sa valeur nous sommes obligés de simuler la croissance dans ce régime où l'influence du recul est insignifiante. Dans le chapitre suivant, nous étudions donc les conditions de départ et la forme d'une bulle sans tenir compte de la force de recul.

3 Volume de départ d'une bulle sessile

Nous cherchons à trouver le volume maximum V_{dep} qui peut être atteint par une bulle attachée à la paroi avec un angle de contact ϑ donné. Pour une bulle tridimensionnelle, ce problème a été résolu [7]. Notre simulation de la crise d'ébullition sera bidimensionnelle et donc il nous faut connaître $V_{dep}(\vartheta)$ pour ce cas. La forme d'une telle bulle est définie par l'Eq. (1) où $P_r = 0$. En exprimant toutes les longueurs en unités de la longueur capillaire l_c , on obtient

$$K = \lambda + \gamma, \quad (3)$$

où λ adimensionné remplace la combinaison $\lambda l_c / \sigma$. En utilisant la paramétrisation [2] du demi-contour de la bulle par la longueur l mesurée le long du contour de son apex (le point le plus haut, où $l = 0$, voir Fig. 1), on obtient de l'Eq. (3) le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{du}{dl} = \lambda + \gamma, \\ \frac{dy}{dl} = -\sin u, \\ \frac{dx}{dl} = \cos u \end{cases} \quad (4)$$

où $u(l)$ est la pente du contour dont chaque point est défini par ses coordonnées Cartésiennes (x, y) . Le système (4) définit la forme de la bulle une fois que les conditions initiales (à $l = 0$) sont données. Elles ne sont connues que pour deux variables : $x(0) = 0, u(0) = 0$ à partir de la symétrie. Nous remplaçons la troisième condition limite (plus exactement, les deux conditions $u(L) = \pi - \vartheta$ et $y(L) = 0$ qui doivent être satisfaites pour la même valeur de $l = L$ inconnue) par une seule condition $y(0) = y_0$. Il faut résoudre maintenant le système (4) numériquement pour $0 \leq l \leq L$ (où L se trouve à partir de la condition $y(L) = 0$) en calculant la valeur du volume

$$V = \frac{1}{2} \int_0^L (x n_x + y n_y) dl, \quad (5)$$

et l'angle de contact $\vartheta = \pi - u(L)$ pour chacun des couples des paramètres (y_0, λ) . Le maximum de V (il s'agit en fait de l'aire du contour de la bulle bidimensionnelle) pour chaque ϑ donnera la fonction $V_{dep}(\vartheta)$ recherchée. Pour faciliter cette démarche laborieuse, nous fixons y_0 et étudions la solution du système (4) en fonction de λ . On peut s'apercevoir que pour y_0 donné, λ fixe la courbure dans l'apex de la bulle $K(0) = \lambda + \gamma_0$. On peut trouver les limites supérieure λ_{max} et inférieure λ_{min} de λ pour que les Eqs. (4) définissent un contour de bulle physiquement acceptable.

Pour $\lambda < \lambda_{min}$, la solution $y(x)$ ne croise jamais l'axe des abscisses et la solution est périodique, cf. Fig. 2.

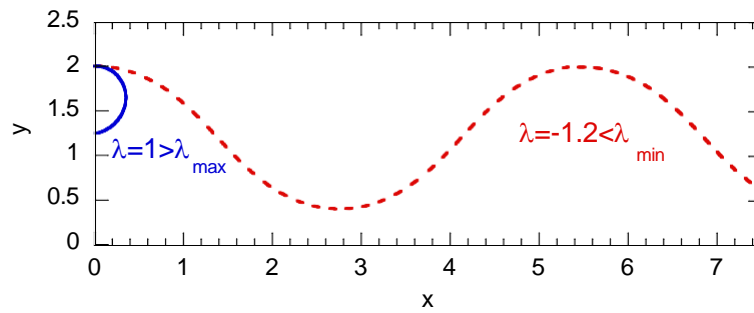


FIG. 2 – Deux solutions non-physiques du système (4) calculées pour $\gamma_0 = 2$.

Pour $\lambda > \lambda_{max}$, la solution $y(x)$ n'atteint $y = 0$ que quand $x < 0$ ce qui est impossible pour un demi contour. Les solutions avec $\lambda = \lambda_{max}$ (pour lesquelles $x = 0$ quand $y = 0$) et γ_0 variables, résultent en un V_{dep} pour de petites valeurs de ϑ . Ces solutions correspondent aux points terminaux gauches des courbes $V(\vartheta)$ calculées chacune pour γ_0 constant et $\lambda_{min} < \lambda < \lambda_{max}$ (Fig. 3).

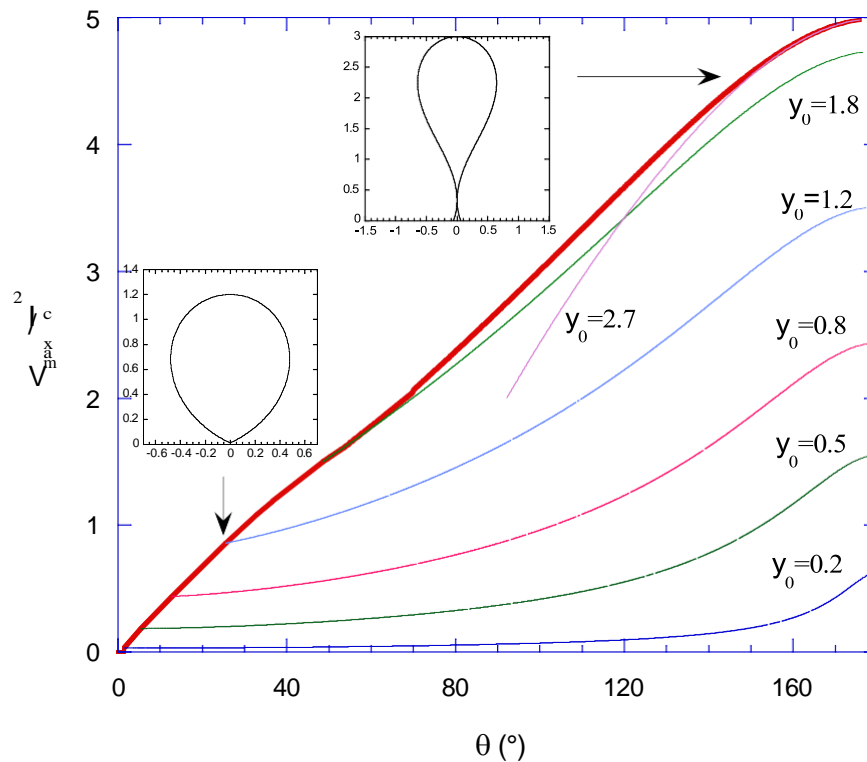


FIG. 3 – Volume de départ d'une bulle en 2D en fonction de l'angle de contact (courbe épaisse). Cette courbe enveloppe les courbes $V(\vartheta)$ calculées chacune pour γ_0 fixe (courbes fines). Deux exemples pour la formes de bulle sont présentés dans les inserts (à gauche : $\gamma_0 = 1.2$, $\lambda = 1$; à droite : $\gamma_0 = 3$, $\lambda = -1.29$).

Il est évident que la courbe $V_{dep}(\vartheta)$ enveloppe les courbes $V(\vartheta)$. On note l'existence de la limite supérieure de $V_{dep} \approx 5l_c^2$ correspondant à la paroi non mouillante. Une bulle de volume plus grand ne peut pas rester attachée à une paroi.

Une grande partie de la courbe $V_{dep}(\vartheta)$, de $\vartheta \approx 75^\circ$ (point d'inflexion) à 180° correspond à $\gamma_0 = 2$.

A droite du point d'inflexion (pour des grands ϑ), la bulle présente un pied et une zone sèche sur la paroi au moment du départ. La coupure de la bulle à l'instant de son détachement a lieu dans le rétrécissement au milieu de la bulle (cf. l'insert droit, Fig. 3). Une partie macroscopique de la bulle reste donc attachée à la paroi, ce qui est caractéristique surtout pour le régime d'ébullition en film. Une autre particularité du domaine des grands angles concerne la dégénérescence de la courbe : les mêmes valeurs de V_{dep} et ϑ sont obtenues pour des couples (γ_0, λ) (et donc des formes de gouttes) différentes.

A gauche du point d'inflexion (pour des petits ϑ), V_{dep} est atteint par des bulles correspondant à $\lambda = \lambda_{max}$, i.e. des bulles ne formant pas de tache sèche, cf. l'insert gauche (Fig. 3). Ce régime est particulièrement important pour l'ébullition nucléée car dans la plupart des cas pratiques, l'angle de contact est petit.

4 Conclusions

Pour trouver la valeur seuil du flux thermique où la crise d'ébullition a lieu lors de l'ébullition nucléée, il est nécessaire de comprendre le détachement des bulles de la paroi chauffante. Notre analyse montre la relation étroite entre la détermination de la forme d'une bulle et les forces agissant sur une bulle qui sont à l'origine de son adhésion ou de son départ. Dans la simulation de la crise, on ne peut donc pas changer volontairement les conditions de départ d'une bulle sans changer sa forme. D'où l'importance de l'angle de contact, le seul paramètre déterminant le volume au départ d'une bulle en croissance lente. Ce volume de départ qui peut être atteint par une bulle attachée à la paroi a été calculé ici en 2D en fonction de l'angle de contact.

Remerciements

Les auteurs remercient Michèle Adler pour avoir partagé des informations sur le travail de J.F.Padday.

Références

- [1] V. S. Nikolayev and D. A. Beysens. Boiling crisis and non-equilibrium drying transition. *Europhysics Lett.*, 47(3) :345 – 351, 1999.
- [2] V. S. Nikolayev, D. A. Beysens, G.-L. Lagier, and J. Hegseth. Growth of a dry spot under a vapor bubble at high heat flux and high pressure. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44(18) :3499 – 3511, 2001.
- [3] V. S. Nikolayev, D. Beysens, and Y. Garrabos. Crise d'ébullition : inhibition du détachement de la bulle de vapeur par la force de recul. *Mécanique & Industries*, 5(5) :553 – 558, 2004.
- [4] J. F. Klausner, R. A. Mei, D. M. Bernhard, and L. Z. Zeng. Vapor bubble departure in forced convection boiling. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36 :651 – 662, 1993.
- [5] W. M. Sluyter, P. C. Slooten, C. A. Copraij, and A. K. Chesters. The departure size of pool boiling bubbles from artificial cavities at moderate and high pressures. *Int. J. Multiphase Flow*, 17 :153 – 158, 1991.

- [6] W. G. J. van Helden, C. W. M. van der Geld, and P. G. M. Boot. Forces on bubbles growing and detaching in flow along a vertical wall. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38 :2075 – 2088, 1995.
- [7] J. F. Padday and R. Pitt. The stability of axisymmetric menisci. *Phil. Trans. Royal Soc. A*, 275 :489 – 528, 1973.