



HAL
open science

Influence de la pesanteur lors des transferts de chaleur et de masse par ébullition et évaporation

David Brutin

► **To cite this version:**

David Brutin. Influence de la pesanteur lors des transferts de chaleur et de masse par ébullition et évaporation. Energie électrique. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2009. tel-00447413

HAL Id: tel-00447413

<https://theses.hal.science/tel-00447413>

Submitted on 14 Jan 2010

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.

Influence de la pesanteur lors des transferts de chaleur et de masse par ébullition et évaporation

H.D.R.

présentée et soutenue publiquement le 08 Décembre 2009

pour l'obtention de l'

**Habilitation à Diriger des Recherches
de l'Université d'Aix-Marseille I**

par

David Dominique BRUTIN

Maître de Conférence à Aix-Marseille III

Composition du jury

<i>Président :</i>	Pr. Philippe MARTY	(LEGI, Grenoble)
<i>Rapporteurs :</i>	Pr. Catherine COLIN	(IMFT, Toulouse)
	Pr. Richard SAUREL	(IUSTI, Marseille)
	Pr. Peter STEPHAN	(TUD, Darmstadt)
<i>Examineurs :</i>	Pr. Jocelyn BONJOUR	(CETHIL, Lyon)
	Pr. Jean-Marc LAYET	(PIIM, Marseille)
	Pr. Lounès TADRIST	(IUSTI, Marseille)

Sommaire

Nomenclature	iii
Introduction	1
Chapitre 1	
Synthèse bibliographique et positionnement des travaux	5
1.1 Thématique : Ebullition Convective	9
1.1.1 Ebullition convective en milieu confiné	9
1.1.2 Instabilités thermo-hydrauliques et assèchement en microcanaux	13
1.1.3 Ebullition en microgravité	17
1.1.4 Positionnement des travaux réalisés	24
1.2 Thématique : Évaporation de gouttes	30
1.2.1 Contexte	30
1.2.2 Evaporation de gouttes sessiles	31
1.2.3 Positionnement des travaux réalisés	36
Chapitre 2	
Synthèse des travaux réalisés	41
2.1 Thématique : Ébullition convective	43
2.1.1 Analyse locale des transferts par méthodes inverses	43
2.1.2 Analyse locale de la nucléation en cellule de Hele-Shaw	55
2.1.3 Instabilités de confinement et démoillage par chauffage direct	62
2.2 Thématique : Évaporation de gouttes	68
2.2.1 Formation de gouttes en microgravité	69
2.2.2 Gouttes soumises à la convection thermogravitaire	77
2.2.3 Angle de contact de gouttes en microgravité	83
Chapitre 3	
Perspectives de recherche à court et moyen terme	89
3.1 Perspectives de recherche à court terme	91
3.1.1 NANOcoated SURFACES for enhanced boiling heat transfer	91
3.1.2 In-situ ChARacterization of MIcro and NAno particles systems	93
3.1.3 Interface Microgravity PhAse Change Heat Transfer	95
3.2 Perspectives de recherche à moyen terme	98
3.2.1 Thermo-convective instabilities and evaporation mass flux intensification of posed droplets	99
3.2.2 Material substrate influence for phase change phenomena : fundamental aspects and applications to heat transfer enhancement	101
Conclusion & Perspectives	105

Annexe A Etat civil - Activités de recherche et d'enseignement - Liste des travaux	109
A.1 Etat Civil	111
A.2 Formation	111
A.3 Expérience professionnelle	111
A.4 Activités pédagogiques	112
A.4.1 Dans le cadre de l'IUT de Marseille	112
A.4.2 Dans le cadre de l'ENSAM à Aix-en-Provence	112
A.4.3 Evolution des heures complémentaires	113
A.4.4 Responsabilité pédagogique	113
A.4.5 Participation aux tâches collectives du département	114
A.5 Activités de recherche	115
A.5.1 Résumé des thématiques de recherches actives	115
A.5.2 Encadrements de thèse de Doctorat	115
A.5.3 Encadrements de stage de Master M2	115
A.5.4 Participation à un jury de thèse de doctorat	116
A.5.5 Animation de groupe	116
A.5.6 Rayonnement scientifique	116
A.6 Liste exhaustive des publications	119
A.6.1 Ouvrage (1)	119
A.6.2 Articles	119
A.6.3 Conférence invitée (1)	121
A.6.4 Communications (27)	121
A.6.5 Comité d'organisation de congrès, colloques et écoles (4)	123
A.6.6 Séminaires (5)	123
 Annexe B Publications majeures	 125
B.1 Articles de synthèse	127
B.1.1 SPRINGER08a	127
B.1.2 SPRINGER08b	137
B.2 Articles scientifiques	147
B.2.1 IJHMT04	147
B.2.2 JTHT06	161
B.2.3 JHT08	168
B.2.4 ATE09	182
B.2.5 MST09	193
 Liste des figures	 205
 Liste des tableaux	 209
 Références	 211
<hr/>	
Résumé	218
Abstract	218

Nomenclature

Lettres romaines

A	Section (m^2)
d	Distance (m)
D_H	Diamètre hydraulique (m)
e	Epaisseur (m)
F	Fréquence d'oscillation (Hz)
g	Constante de gravitation : 9.81 m.s^{-2}
l	Largeur (m)
L	Longueur (m)
L_V	Enthalpie de changement de phase (J.kg^{-1})
P	Pression relative (Pa)
P_W	Flux de chaleur (W)
Q_W	Densité de flux de chaleur (W.m^{-2})
Q_M	Débit-masse (kg.s^{-1})
T	Température ($^{\circ}\text{C}$)
t	Temps (s)
U	Vitesse débitante (m.s^{-1})

Lettres grecques

α	Coefficient de pertes thermiques (-)
χ	Titre (-)
δ	Composante fluctuante (-)
Δ	Différence (-)
μ	Viscosité dynamique (Pa.s)
ρ	Masse volumique (kg.m^{-3})
σ	Tension de surface (N.m^{-1})
τ	Taux de cisaillement (s^{-1})

Indices & exposants

Atm	Atmosphérique
B	Diphasique
In	Entrée

Nomenclature

L	Liquide
Out	Sortie
Sat	Saturation
V	Vapeur
W	Surface

Nombres sans dimension

Bo	Nombre de Bond [$\frac{g\Delta\rho D^2}{\sigma}$]
Co	Nombre de Confinement [$\sqrt{\frac{\sigma}{g\Delta\rho D^2}}$]
Re	Nombre de Reynolds [$\frac{\rho U D}{\mu}$]

Abréviations et sigles

ann.	Annulaire
CHF	Densité de puissance critique
circ.	Circulaire
écl.	Ecoulement
exp.	Expérimental
in.	Entrée
liq.	Liquide
lam.	Laminaire
num.	Numérique
oscil.	Oscillation
perf.	Performance
rect.	Rectangulaire
TCM	Transferts de Chaleur et Masse
TdC	Transferts de Chaleur
TdM	Transferts de Masse
temp.	Température
tend.	Tendance sur le facteur de frottement
th.	Théorique
trap.	Trapezoïdale
tri.	Triangulaire
turb.	Turbulent
visu.	Visualisation

Introduction

Mes travaux de recherche ont débuté en septembre 2000 au laboratoire IUSTI (Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels) UMR CNRS 6595 à Marseille dans le cadre d'une thèse de doctorat intitulée : "Écoulements liquides en microtubes et ébullition convection en minicanaux : étude expérimentale et modélisation" sous la direction de Lounès TADRIST. Cette thèse de doctorat soutenue le 22 octobre 2003 comporte deux parties : la première partie axée sur l'hydrodynamique des écoulements liquides en microtubes et la deuxième partie orientée sur l'ébullition convective en minicanaux. La thématique de recherche sur les écoulements de liquides en microtubes a été poursuivie quelques années encore après ma soutenance pendant mes deux années d'ATER puis s'est arrêtée faute de financement. A l'opposé, la thématique sur le changement de phase a pris de l'ampleur avec des projets européens (ESA et CNES) qui m'ont ouvert la voie d'un outil scientifique : la micropesanteur. Depuis mon recrutement en septembre 2005 comme Maître de Conférence à l'Université d'Aix-Marseille III - IUT de Marseille, département Mesures Physiques ; cette thématique du changement de phase liquide-vapeur occupe 100% de mes activités de recherche aussi bien avec des approches globales que locales. Ces travaux sont réalisés aussi bien au laboratoire ou en micropesanteur (Tour de chute libre, Vols paraboliques, Satellite scientifique).

L'étude des transferts de chaleur et de masse par changement de phase liquide-vapeur a fait l'objet ces six dernières années de multiples appels d'offre au niveau national comme au niveau européen. L'enjeu est de taille dans un contexte général d'amélioration des performances et de réduction des coûts. L'amélioration des échanges passe obligatoirement par la connaissance puis la maîtrise des transferts de chaleur et de masse à l'échelle locale. Les approches que j'ai développées dans le cadre de mes activités de recherche portent sur la connaissance locale des mécanismes qui pilotent les échanges de chaleur lors du changement de phase liquide-vapeur. En 2005, l'opportunité d'accéder à un outil d'analyse (la micropesanteur) s'est présentée. Le passage en micropesanteur se traduit par une réduction du paramètre gravité et donc une augmentation de la longueur capillaire ; les écoulements diphasiques se trouvent donc fortement modifiés avec des tailles caractéristiques de bulles environ dix fois plus grosses en comparaison des situations sous gravité terrestre. En travaillant avec des géométries classiques, on obtient ainsi un confinement spatial équivalent à celui obtenu avec une réduction d'échelle d'un ordre. Ce passage en micropesanteur permet plus facilement de visualiser et d'analyser thermiquement les transferts avec des méthodes et des diagnostics classiques.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, je présente une synthèse de la littérature depuis 2003 sur mes activités de recherche. Je mets l'accent sur les techniques employées et les approches choisies pour comprendre les phénomènes physiques rencontrés que ce soit en évaporation ou en ébullition. A la fin de chaque partie de ce chapitre, je ferai le point sur notre positionnement par rapport à ces activités, je

retracerai le cheminement qui nous a amené à appliquer les méthodes inverses, en conduction de la chaleur, appliquées à l'ébullition convective; ou à développer l'imagerie infrarouge aux gouttes en évaporation. Dans le second chapitre de ce mémoire, je détaillerai activité par activité les travaux effectués en présentant de manière synthétique les outils et méthodes utilisés ainsi que les résultats obtenus. Il ne s'agira pas dans ce chapitre de s'appesantir sur les détails techniques de construction des expériences qui ont déjà été publiés dans les articles reproduits en annexe B. Il est néanmoins nécessaire de présenter un minimum de détails nécessaires à la compréhension des résultats. Dans le troisième chapitre de ce mémoire qui est divisé en deux sections distinctes, je présente dans un premier temps les projets acceptés qui vont démarrer soit dans les mois à venir (ANR NANOSURF) ou dans les années à venir (CNES IMPACT). Dans un second temps, je présente les perspectives de recherche au travers de projets de recherche qui ont déjà fait l'objet de demandes de financement. Ces demandes pour la plupart sont en cours de redéfinition afin d'être améliorées puis soumises de nouveau. Enfin, deux annexes sont ajoutées à la fin du mémoire, l'annexe A qui présente un curriculum vitae détaillé avec en plus de ce qui est présenté dans les premiers chapitres de ce mémoire, mes activités d'enseignement, de publications et de rayonnement scientifique. Et l'annexe B qui regroupe 8 publications majeures qui retracent l'ensemble de mes travaux de recherche ces 5 dernières années.

Synthèse bibliographique et positionnement des travaux

Sommaire

1.1	Thématique : Ebullition Convective	9
1.1.1	Ebullition convective en milieu confiné	9
1.1.2	Instabilités thermo-hydrauliques et assèchement en microcanaux	13
1.1.3	Ebullition en microgravité	17
1.1.4	Positionnement des travaux réalisés	24
1.2	Thématique : Évaporation de gouttes	30
1.2.1	Contexte	30
1.2.2	Evaporation de gouttes sessiles	31
1.2.3	Positionnement des travaux réalisés	36

Préambule

Les procédés industriels faisant intervenir les interfaces sont très nombreux en génie chimique, génie des procédés et dans les technologies utilisant le changement de phase (croissance cristalline, solidification directionnelle, évaporateurs, caloducs, bouilleurs...). Les transferts de matière et de chaleur se déroulent aux travers ou le long des interfaces fluides et leur optimisation est souvent un objectif primordial. La maîtrise des processus où le changement de phase intervient est encore mal connu à l'heure actuelle même ces derniers sont largement utilisés dans l'industrie pour obtenir des flux thermiques importants. Une claire identification des phénomènes physiques et une meilleure connaissance du rôle des paramètres devraient permettre d'élaborer des appareils à la fois plus performants et de tailles plus réduites que ceux existant à l'heure actuelle. Mes travaux effectués ces dernières années portent sur l'étude des systèmes liquides en évaporation et en ébullition présentant des interfaces de diverses tailles et géométries. Un outil de diagnostic des phénomènes physiques est la microgravité, il est utilisé à divers niveaux (tour de chute, vols paraboliques ou satellite) afin de répondre à des besoins scientifiques bien spécifiques.

Les expériences développées sont complémentaires ; il s'agit pour chacun des cas, d'étudier les mécanismes de changement de phase liquide vapeur au voisinage de la ligne triple. Pour les gouttes et les bulles de vapeur, leur forme peut être affectée par la présence du champ de pesanteur et l'analyse de stabilité de ces systèmes est donc très sensible à ce paramètre. Les variations de température dans le liquide au voisinage de la surface solide et le long de l'interface engendrent des courants de convection internes et un gradient de tension superficielle. L'effet Marangoni résultant peut produire des instabilités de l'interface sous la forme de déviations de la forme du ménisque par rapport à l'équilibre, sur le profil et/ou sur le périmètre de contact de la goutte. Cependant il n'explique pas à lui seul la mise en convection par suite d'instabilité de surface, lorsque le système est en évaporation très rapide (par exemple sous pression réduite). Les instabilités de l'interface rencontrées en ébullition et en évaporation se traduisent par des déviations de la forme de cette interface par rapport à l'équilibre, par des modifications du profil et/ou du périmètre de contact de la goutte-bulle. L'instabilité de recul de la vapeur (couplée à l'instabilité de Marangoni) entre alors en jeu et est responsable de l'élargissement des plages sèches que l'on observe lors de l'évaporation de films liquides sous forte contrainte de surchauffe ou sous basse pression, ce qui diminue l'efficacité de l'appareil. La modélisation des flux de chaleur et de masse à l'interface liquide-gaz pose de nombreux problèmes liés à la nature des liquides et des gaz en contact, et de la configuration de l'interface d'échange. Il faut également tenir compte de la présence ou non de liquides tensio-actifs, volatils ou non et des incondensables. Sur des gouttes de diamètre de l'ordre du millimètre, l'effet de la gravité sur la forme de la surface et son angle de contact à la paroi solide peut être appréciable : sur Terre un liquide qui mouille relativement peu, forme une goutte non sphérique, un liquide mouillant s'étale en formant une calotte alors qu'en microgravité la goutte est une calotte quasi-sphérique avec un angle contact différent.

La pertinence d'expériences en gravité réduite réside dans le fait que la ligne de contact liquide-vapeur-solide joue un rôle fondamental dans les processus aussi bien d'ébullition que d'évaporation. Si l'on veut mesurer correctement l'angle de contact, les objets mesurés (gouttes ou bulles) doivent avoir des dimensions de l'ordre du millimètre pour prendre en compte les microconvections. Une variation de température ou de pression de l'atmosphère (air ou vapeur) entraîne des variations de flux de masse et de chaleur à l'interface goutte-gaz. Dans le cas d'une différence de température, le flux de matière se produit sur le pourtour du ménisque près de la ligne de contact de la goutte. Il est, en particulier, fonction de

l'épaisseur de liquide et des courants de convection dans la goutte, quasi absents en microgravité. Les flux de matière et de chaleur seront donc modifiés. Dans le cas d'une différence de pression, un flux de matière existe sur toute la surface du ménisque. Il est possible que les deux systèmes aient alors un comportement similaire, ce qu'il est nécessaire de vérifier.

Les différentes plates-formes que j'ai utilisées pour mener à bien les études qui sont ici présentées sont regroupées sur la figure 1.1, il s'agit des différents moyens d'accès à une gravité réduite accessibles par appel d'offre auprès d'une agence spatiale ou dans le cadre de collaboration scientifique sous location (par exemple pour les tours de chute libre). Chaque outil d'accès à une gravité réduite présente des avantages et des inconvénients qu'il convient de lister avant tout démarrage de projet. Les premières expériences sur un sujet sont par principe de minimiser les risques en réalisant des expériences préliminaires en tour de chute libre ou en campagnes de vols paraboliques ; puis quand une connaissance suffisante du sujet est démontrée, alors les expériences sont intégrées pour des campagnes en satellite scientifiques (FOTON pour l'ESA, SHENZOU pour la Chine) ou à bord de la station spatiale internationale (ISS).

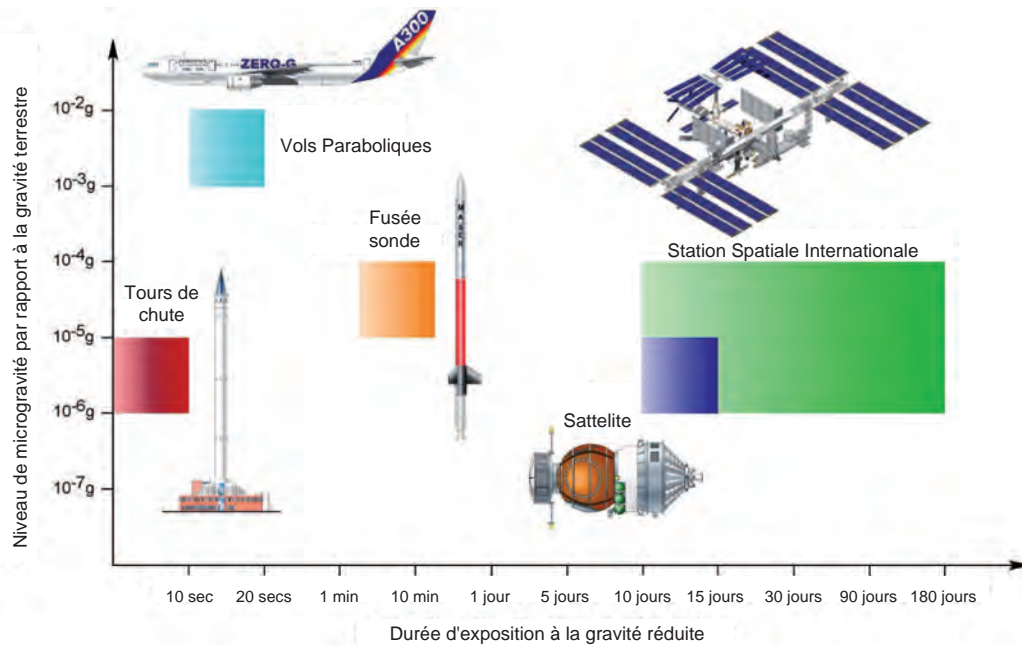


FIGURE 1.1 – Récapitulatif des différentes plateformes d'accès à la gravité réduite (European Users Guide to Low Gravity Platform, ESA)

On parle de gravité réduite étant donnée la diversité des niveaux de microgravité rencontrés : les vols paraboliques permettent d'obtenir un niveau typique de $0.05g$ pendant 20 secondes ce qui est un bon compromis entre la durée et le niveau de gravité, l'avantage unique de ce moyen est la possibilité pour le scientifique de pouvoir réaliser les expériences lui-même à bord de l'avion. C'est un bon moyen de débiter une étude scientifique afin d'obtenir des résultats préliminaires sur le phénomène étudié. Si un niveau de gravité plus faible est nécessaire sans pour autant nécessiter une durée d'expérimentation importante, alors les expériences peuvent être développées en tour de chute libre. Si le niveau de gravité et la durée est importante, il faut alors passer aux fusées sondes et satellites scientifiques. La difficulté des expériences en satellite réside dans la compacité et le budget électrique associé qui est toujours très

faible avec un maximum de 50 à 100 W de consommation électrique pour un budget temporel qui se compte en dizaines d'heures d'expériences. La meilleure plate-forme est la station spatiale internationale pour son niveau très faible de gravité ainsi que la possibilité de réaliser des expériences de plusieurs mois. Cependant les échelles temporelles des projets à bord de l'ISS se comptent en années et non en mois. Un projet complet à bord de l'ISS dure, de la phase 0 au lancement, environ 5 ans.

1.1 Thématique : Ebullition Convective

1.1.1 Ebullition convective en milieu confiné

Depuis plusieurs années, en particulier dans le domaine spatial, l'augmentation de la densité de puissance des composants électroniques pose des problèmes d'évacuation de la chaleur. Cependant avec le développement des expériences d'ébullition en microgravité, de nouvelles perspectives sont apparues. Le mécanisme d'ébullition semble demeurer un moyen très efficace pour le transfert de chaleur en microgravité [Arlabosse et al., 2000]. Cette conclusion suscite des questions sur la compréhension même de ce mécanisme car elle s'avère être en opposition avec les extrapolations effectuées à partir des théories classiques [Roshsenow, 1962]. Celles-ci accordent de l'importance à la poussée d'Archimède et prédisent une détérioration des transferts en microgravité. Par conséquent, la compréhension des phénomènes d'ébullition est un enjeu particulièrement important pour le domaine spatial, où la taille et le poids du matériel embarqué doivent être minimaux [Marco and Grassi, 2002].

Malgré une bibliographie disponible très large sur l'ébullition en vase, sur ses différents régimes associés, sur l'occurrence des phénomènes de coalescence et sur l'influence de la microgravité [Lee et al., 1997], [Demiray and Kim, 2002], la plupart des études réalisées concernant les transferts de chaleur au cours de l'ébullition restent globales en présence de plusieurs bulles interagissant et coalescent. Ainsi, le comportement local autour de la bulle est encore difficilement accessible expérimentalement. Il est donc d'un grand intérêt de s'orienter vers une étude plus locale du phénomène d'ébullition afin de mieux comprendre le rôle des différents mécanismes couplés. C'est pourquoi actuellement de nouvelles approches sont mises en oeuvre en utilisant de micro éléments instrumentés Kim et Demiray [Demiray and Kim, 2002], en s'affranchissant du phénomène de coalescence. Ces expériences réalisées autour d'une seule bulle de vapeur qui se développe sur une surface à partir d'un site de nucléation artificiel aussi bien au sol sous gravité normale [Ginet, 1999] qu'en microgravité [Qui and Dhir, 2002], ou en s'affranchissant du phénomène de changement de phase : des expériences ont été développées autour d'une bulle d'air unique créée sous une paroi chauffée afin d'étudier de façon isolée la convection thermocapillaire et sa contribution aux transferts de chaleur [Betz and Straub, 2001], [Kassemi and Rashidinia, 2000].

Une autre configuration étudiée est l'ébullition convective en géométrie confinée (Fig. 1.2). Les travaux ont principalement porté sur la détermination des lois d'écoulement et de transfert de chaleur dans des canaux de petite dimension (minicanaux ou microcanaux). Les résultats acquis concernent la caractérisation des transferts à l'échelle du minicanal. Nous avons montré l'influence du confinement sur le phénomène d'ébullition en convection forcée [Brutin, 2003]. En particulier, nous avons mis en évidence l'apparition d'instabilités convectives induites par le couplage entre la génération de la vapeur au niveau de la paroi et l'écoulement diphasique. Suivant les conditions opératoires, cet effet conduit à des modifications profondes des structures d'écoulements et par la même des transferts de chaleur associés. La particularité de l'ébullition convective est la modification permanente de la structure de l'écoulement

diphasique par suite de la génération continue de la vapeur tout au long du canal. La maîtrise de ce processus passe par l'analyse locale.

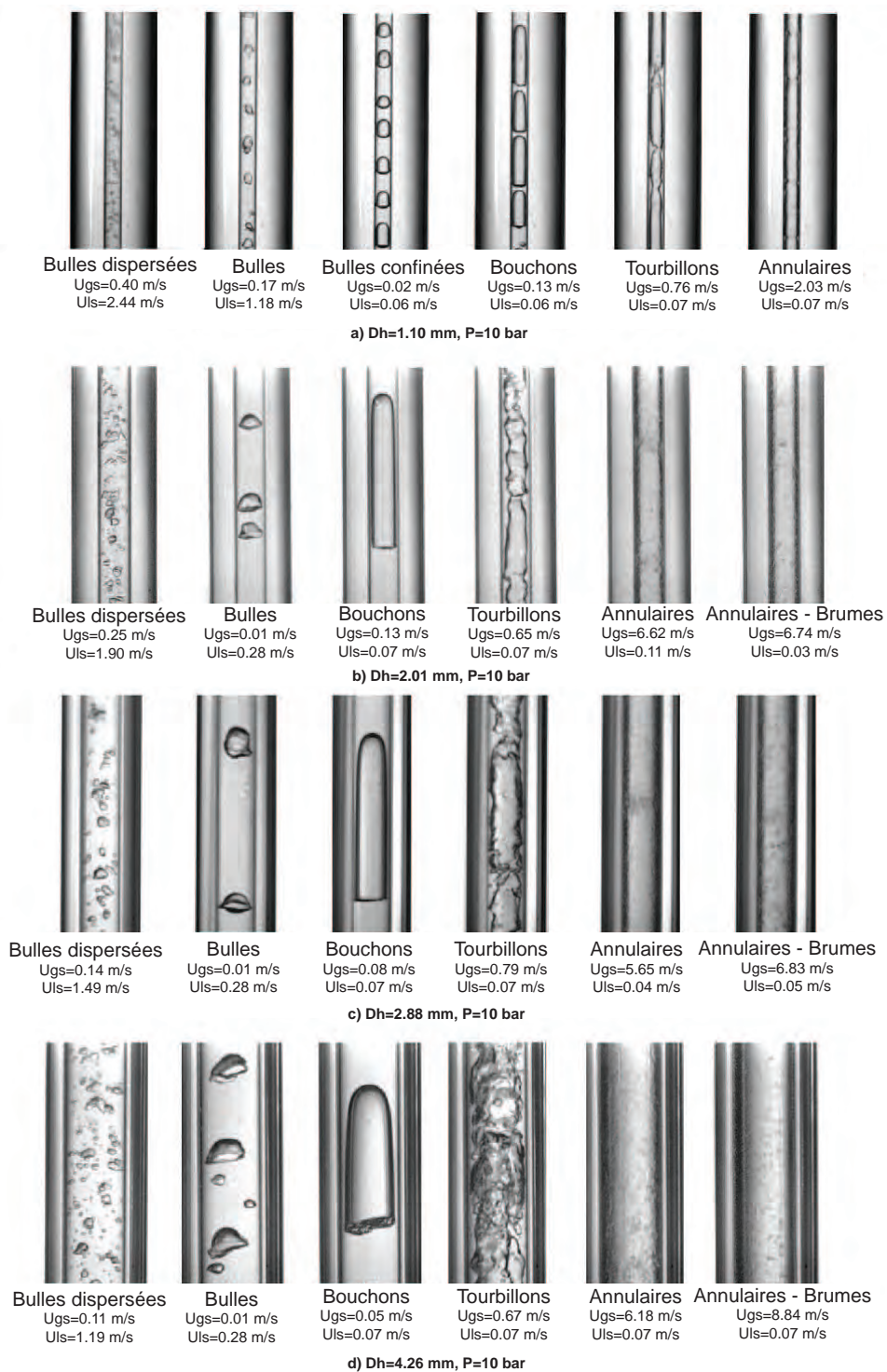


FIGURE 1.2 – Structures d'écoulement observées en fonction du diamètre pour différents canaux verticaux a),b),c) et d) maintenus à une pression de 10 bar [Chen et al., 2006]

Une analyse détaillée des travaux traitant de l'ébullition convective en milieux confinés : minicanaux et microcanaux est présentée dans le tableau 1.1, il s'agit d'une analyse débutée en 2003 dans la cadre de ma thèse de doctorat ; l'étude est ici complétée avec les nouvelles études pertinentes publiées depuis et qui sont ajoutées distinctement à la fin du tableau.

TABLE 1.1 – Etudes expérimentales de l'ébullition convective en mini & microconduites

Auteurs, années	Fluide	Géométrie	D_H (μm)	Description de l'étude
[Yao and Chang, 1983]	R-113	Ann.	320 à 2580	Influence du confinement et visu.
[Moriyama and Inoue, 1992]	R-113	Rect.	35 à 110	TCM
[Cornwell and Kew, 1992]	R-113	Rect.	514 à 1643	TCM et visu.
[Peng and Wang, 1993]	Eau	Rect.	646	TdC
[Bower and Mudawar, 1994]	R-113	Rect.	510 et 2540	perf. du refroidissement
[Peng and Wang, 1995]	Methanol	Rect.	311 à 646	perf. du refroidissement
[Peng and Wang, 1998]	Eau, methanol	Rect., Tri.	133 à 600	TCM
[Hu et al., 1998]	Eau et kérosène	Rect.	509	TCM
[Jiang et al., 2000]	Eau	Tri.	40 & 80	visu. de l'ébullition
[Warrier et al., 2002]	FC-84	Rect.	750	TCM
[Yen et al., 2002]	HCFC123	Circ.	190 à 510	TCM
[Qu and Mudawar, 2002]	Eau	Rect.	349	TCM
[Agostini, 2002]	R134a	Rect.	770 à 2010	TCM
[Hetsroni et al., 2003]	Eau	Tri.	103 à 161	visu. optique et infrarouge
[Qu and Mudawar, 2003a]	Eau	Rect.	349	TCM
[Wang et al., 2003]	Eau	Circ.	500	TCM
[Kaminaga et al., 2003]	Eau	Circ.	1450	TdM
[Wu and Cheng, 2003b]	Eau	Rect.	186	TdM
[Steinke and Kandlikar, 2003]	Eau	Rect.	207	TCM
[Chung et al., 2004]	Eau/N ₂	Circ.	50 à 530	TdM
[Madrid et al., 2007]	HFE-7100	Rect.	840	TdM
[Revellin and Thome, 2008]	R134a	Circ.	509	TdC
[Agostini, 2008]	R-236fa / R245fa	Rect.	336	TCM
[Revellin et al., 2008]	CO ₂	Circ.	500 à 1500	TCM
[Harirchian and Garimella, 2009]	FC-77	Rect.	160 à 400	TdM
[Silva et al., 2009]	R-245fa	Circ.	790	TdC

TdM : Etude des transferts de masse uniquement : coefficient de perte de charge.

TdC : Etude des transferts de chaleur uniquement : coefficient d'échange thermique.

TCM : Etude des transferts de chaleur et de masse : coefficient d'échange thermique et de perte de charge.

Ce tableau met en évidence un point très important pour la compréhension de nos travaux, les approches choisies par les auteurs sont quasiment toutes basées sur la quantification des transferts de chaleur et de masse au travers du coefficient d'échange global et du coefficient de perte de charge. Des études de plus en plus nombreuses se focalisent sur la visualisation de l'écoulement, néanmoins peu d'études se restreignent à l'étude du site de nucléation et de son environnement proche.

[Chung et al., 2004] ont constaté que le taux de vide dans des canaux de verre de 0.530, 0.250, 0.100 et 0.050 millimètres avec un mélange eau-azote s'écarte progressivement de la loi sur le taux de vide homogène et ce de manière brusque à mesure que la taille des canaux diminue. [Kawahara et al., 2007] ont trouvé les tendances semblables dans leurs essais avec de l'azote, de l'eau, de l'éthanol et un mélange d'eau-éthanol dans des canaux de 0.251 à 0.050 millimètres. Ainsi, leurs résultats mettent en évidence

une transition pour les écoulement diphasiques de macro à micro-échelle et peut-être même une nouvelle transition à échelle plus petite.

Plus récemment, [Revellin and Thome, 2008] et [Silva et al., 2009] ont obtenu des flux de chaleur critiques pour du R-134a et du R-245fa dans des canaux circulaires de 509 et 790 μm et ont trouvé une erreur absolue moyenne de 32.8% avec seulement 41.2% de données faisant partie d'une barre d'erreur de 15.0% une fois comparé à la corrélation de [Katto and Ohno, 1984]. Ainsi, ces études semblent indiquer qu'il existe une transition pour l'écoulement diphasique lorsqu'on passe d'une macro-échelle à une micro-échelle. [Harirchian and Garimella, 2009] a étudié l'influence du diamètre hydraulique avec du FC-77 sur les modèles d'écoulement et a reporté ses observations pour des canaux 100-400 x 400 μm . [Ullmann and Braumer, 2006] ont récemment proposé une carte de modèle d'écoulement en micro-échelle basée sur l'analyse des mécanismes commandant chaque transition. Ils ont utilisé les observations des modèles d'écoulement de [Triplett et al., 1999] pour un mélange air-eau dans un canal en verre horizontal de 1.1 mm de diamètre. Des modifications significatives ont été faites sur les théories de transition de macro-échelle grâce à leurs travaux : ils ont remarqué que la région d'écoulement stratifiée se rétrécit vers une zone très petite pour des débits liquides relativement très bas et des débits très élevés de gaz. Leur analyse a aussi montré que la différence entre un écoulement stratifié dont l'interface est courbée par les forces capillaires et un écoulement annulaire devient ambiguë puisque les deux régimes se ressemblent. [Agostini and Bontemps, 2005] ont analysé 13 régimes d'ébullition d'écoulement en minicanaux, notant de nombreuses tendances différentes dans les transferts thermiques. Ils ont observé que le coefficient de transfert thermique local en fonction du titre vapeur diminue lorsque le titre vapeur augmente. De plus, ils ont aussi observé que le flux de chaleur a une influence sur le coefficient de chaleur : lorsqu'il croît le coefficient de transfert de chaleur augmente.

[Madrid et al., 2007] ont étudiés le comportement de l'ébullition convective dans un réseau de 40 microcanaux de 840 μm de diamètre hydraulique disposés verticalement. Dans cette étude, ils ont montré l'existence d'une relation entre le titre vapeur critique et le débit massique du fluide ce qui les conduits à mettre en évidence une vitesse superficielle critique pour l'écoulement diphasique (Fig. 1.3). Les auteurs mettent en évidence cette vitesse critique au delà de laquelle les transferts thermiques sont fortement dégradés afin d'éviter les situations d'assèchement lors de l'ébullition. La vitesse superficielle critique unique mise en évidence pour le fluide et les conditions expérimentales des auteurs est de 8 m/s. Ce résultat comme l'indique les auteurs doit être confirmé pour d'autres diamètres hydrauliques, fluides et géométries.

[Agostini, 2008] a mesuré des coefficients de transfert de chaleur pour des écoulements de R-236fa et R-245fa dans un radiateur de silicium constitué de 67 canaux rectangulaires parallèles de 0.223 millimètre de large, 0.680 millimètre de haut et 20.0 millimètre de long avec des ailerons de 0.080 millimètre entre les canaux. Le dessus des canaux a été fermé avec une couche transparente utile pour la visualisation de l'écoulement et des orifices ont été placés sur le devant. Ces orifices permettent l'écoulement uniforme (basé sur des vidéos prises), et empêchent l'écoulement arrière dans le distributeur d'admission. Il a également mesuré des coefficients d'ébullition de transfert thermique avec le même fluide mais cette fois ci dans une section d'essai de silicium avec 134 canaux rectangulaires parallèles de 0.067 millimètre de large, 0.680 millimètre de haut avec des ailerons de 0.092 millimètre d'épaisseur sur une aire de chauffage de 20 x 20 mm^2 . L'auteur a chaque fois observé que les coefficients de chaleur tendent à augmenter avec le titre vapeur jusqu'à une limite correspondant aux flux intermédiaires de chaleur. À des flux plus élevés, les coefficients d'échange de la chaleur commencent à diminuer avec l'augmentation du titre vapeur ($Q_w =$

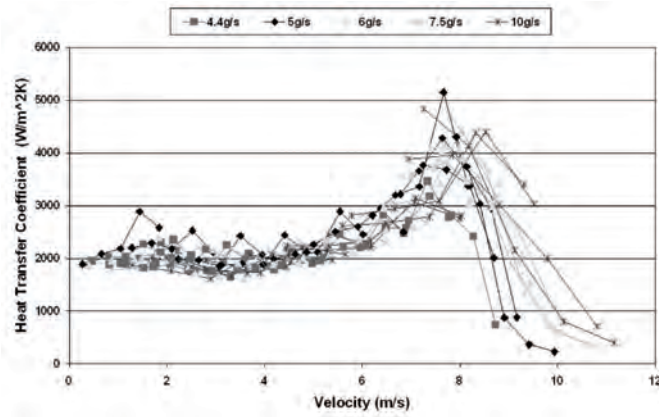


FIGURE 1.3 – Coefficient d'échange de chaleur en fonction de la vitesse superficielle : mise en évidence d'une vitesse critique quelque soit le débit massique liquide injecté [Madrid et al., 2007]

178.4 W/cm²). Un maximum est atteint et les coefficients de transfert thermique diminuent avec l'augmentation du flux de chaleur lorsqu'on approche du flux de chaleur critique. L'étude locale des coefficients de transfert thermique a été effectuée dans la gamme de flux de 200 W/cm², exigés pour la conception des éléments de refroidissement de microprocesseur d'ordinateur.

Le déclenchement de l'ébullition en microcanaux apparaît souvent comme un facteur limitant surtout quand les matériaux utilisés ont peu de site de nucléation naturel ; c'est souvent le cas avec les verres. Une technique pour permettre une ébullition convective normale sans surchauffe importante est de réaliser un traitement pour rendre une surface hydrophobe. C'est ce qu'on a réalisé [Rioboo et al., 2009] dans une étude très récente ; ils ont modifié le seuil de déclenchement de l'ébullition (surchauffe pariétale) permettant ainsi à la nucléation d'apparaître sur une zone traitée et de ne pas se produire sur une zone non traitée (Fig. 1.4). Les auteurs créent chimiquement des sites de nucléation artificiels sur des surfaces lisses ; il est ainsi possible pour des conditions thermiques identiques de déclencher l'ébullition localement. Grâce à ce traitement hydrophobe, lors de la formation des bulles de vapeur, les auteurs mettent en évidence un déplacement vertical sans translation des bulles dans le sens de l'écoulement. Ce comportement est attribué au traitement chimique qui a pour conséquence de forcer l'évacuation et l'éloignement de la phase vapeur de la surface traitée.

1.1.2 Instabilités thermo-hydrauliques et assèchement en microcanaux

Le changement de phase liquide-vapeur est utilisé pour un grand nombre de procédés faisant intervenir les échanges de chaleur et la conversion d'énergie. Des coefficients d'échange thermique et massique importants sont même rencontrés dans les études traitant des transferts en conduites de tailles réduites (microcanaux et microcanaux). Ces performances en apparence plus importantes ont rendu l'ébullition convective attrayante dans plusieurs domaines dont le refroidissement diphasique [Tuckerman and Pease, 1981], [Lin et al., 2002], le développement des MEMS (Micro Electro Mechanical Systems), dans la conception d'évaporateurs et d'échangeurs compacts [Kew and Cornwell, 1997], [Carey, 1992], dans le domaine des imprimantes à jet d'encre, etc. L'ébullition convective est plus particulièrement intéressante car elle procure une méthode efficace d'évacuation de la chaleur, moins de puissance thermique est requise pour

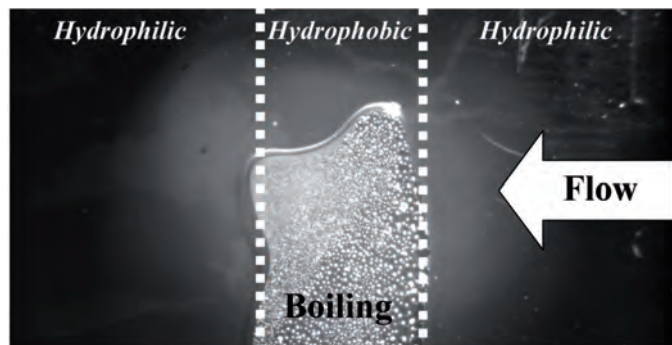


FIGURE 1.4 – Ébullition convective sur une surface en verre disposant localement d'un traitement modifiant sa mouillabilité [Rioboo et al., 2009]

évacuer la chaleur, de plus de grandes quantité de chaleur peuvent être évacuées. L'association de l'ébullition convective avec des technologies utilisant les microcanaux est actuellement utilisée pour les microprocesseurs d'ordinateurs portables ou de composants à haut flux (IGBT par exemple) qu'il faut réguler thermiquement. Dans ces cas précis d'applications, la compacité et la capacité d'évacuation thermique sont des facteurs primordiaux. Or les situations classiquement rencontrées lors de l'ébullition en microcanaux fait souvent apparaître des instabilités de l'écoulement diphasique associé avec des phénomènes de surchauffe encore appelé dans la communauté "dryout". Ces montées anormales en températures rencontrées dans la littérature se caractérisent par un démoillage ("dewetting") de la surface chauffante. Ce démoillage provoque une montée en température de cette dernière; ainsi dès le remouillage une évaporation violente se produit et des montées en pressions importantes sont constatées. Ce phénomène d'assèchement fait l'objet de quelques études récentes car il est fréquemment rencontré dans la domaine de l'ébullition en milieu confiné.

[Kew and Cornwell, 1997], [Peng and Wang, 1993], [Kandlikar, 2002], [Wambsganss et al., 1993] avec leur travaux sur les transferts thermiques et l'hydrodynamique en microcanaux mettent en évidence des comportements bien différents des écoulements et transferts en macroconduites, en conséquence seule une partie des lois de comportements peut être appliqué aux microconduites; de plus il y a actuellement un manque de connaissance sur les mécaniques de base qui pilotent à l'échelle microscopique l'ébullition en microcanaux [Hetsroni et al., 2005]. Bien que des études aient précédemment conclues que l'ébullition nucléée pilotait l'évaporation en minicanaux [Tran et al., 1996], maintenant la communauté est d'accord avec le principe que les mécanismes d'évaporation aux micro-échelles sont pilotés par l'évaporation du fin film de liquide qui se trouve au pied des bulles en expansion [Jacobi and Thome, 2002]. Plusieurs articles de synthèse concluent de manière identique sur ce point [Thome, 2004], [Kandlikar and Grande, 2003], [Bergles, 2003]. La modélisation de cette région autour du film liquide lors des écoulements capillaires a déjà fait l'objet de quelques études [Moosman and Homisy, 1980], [Dussan, 1983], [Renk et al., 1978], [Ajaev et al., 2002].

Les mécanismes qui traitent du développement et de l'avancée d'une interface liquide-vapeur au sein d'un microcanal sont mal compris. Les phénomènes physiques associés au confinement pariétal font l'objet d'étude comme pour le confinement d'une bulle dans un écoulement [Kew and Cornwell, 1997] où le phénomène d'évaporation en film; cependant les nombreuses tentatives d'explication de ces phénomènes

observés sont restées infructueuses. Il est clair que les phénomènes interfaciaux faisant intervenir la tension de surface, les forces capillaires sont importants voire dominants dans les géométries confinées. Plusieurs phénomènes distincts sont observés quand le diamètre des bulles atteint le diamètre des conduites, c'est à dire que la bulle devient de plus en plus confinée spatialement. Le diamètre de la conduite peu atteindre le diamètre de la bulle, on se retrouve alors avec une bulle occupant la totalité de la conduite. Ce confinement extrême est souvent associé à des instabilités hydrodynamiques de l'écoulement rapportés par plusieurs auteurs dans la littérature [Brutin et al., 2003b], [Hetsroni et al., 2004], [Ledinegg, 1938]. Les instabilités rencontrées sont aussi bien des fluctuations de température, des fluctuations de pression des assèchements de la paroi périodique ou des retours d'écoulement (qui sont probablement due à des assèchements). Il est intéressant d'approfondir nos connaissances sur les mécanismes qui amorcent des instabilités dans un objectif de maîtrise et contrôle des transferts thermiques. Cependant, ces instabilités d'écoulement diphasique sont des phénomènes complexes dues à la présence du changement de phase avec des interfaces multiples et mobiles. Pour pleinement appréhender le fort potentiel de l'ébullition en microcanaux, il est vital de maîtriser dans un premier temps les phénomènes au niveau de la ligne triple. Il est également important d'être capable de modéliser l'évaporation au niveau du ménisque afin de comprendre le lien avec les instabilités hydrodynamiques.

De nombreuses références dans la littérature font état d'écoulements retour en ébullition convective [Brutin et al., 2003a], [Hetsroni et al., 2004], [Ledinegg, 1938], [Kandlikar, 2001]. La visualisation de ces écoulements est réalisée à l'aide d'une caméra rapide avec des vitesses d'acquisition de plus de 1000 images/seconde comme cela est présenté dans les travaux de [Brutin et al., 2003a]. Le liquide en écoulement entre dans le microcanal et la nucléation commence. La surchauffe de paroi permet à la bulle de vapeur produite de se développer très rapidement, fusionnant et formant un bouchon de vapeur. Dans plusieurs études, ce bouchon de vapeur est modélisé comme bulle ovale [Ajaev et al., 2002]. Cette croissance rapide de la bulle est plus grande que le taux de vapeur qui peut sortir du microcanal. Le microcanal est alors rempli de vapeur alors que les parois sont recouvertes d'un film liquide. L'assèchement des parois peut alors apparaître et la surpression est engendrée par le bouchon de vapeur qui réduit le taux de génération de vapeur en amont du bouchon par une augmentation de la température de saturation. Les bulles en écoulement avant le bouchon de vapeur ralentissent et rapidement toute la section de la conduite est remplie de bulles de vapeur. La vapeur devant s'expanser, les interfaces liquide-vapeur sur les deux côtés du bouchon de vapeur sont poussées vers l'amont et l'aval de la conduite. Ceci provoque donc le retour du liquide injecté et abouti donc au phénomène qui nous intéresse ici c'est à dire le recul de bulles de vapeur qui crée une inversion d'écoulement dans le microcanal. Dans [Brutin and Tadrist, 2004], les auteurs ont également notés des oscillations de pression accompagnant les observations visuelles de l'inversion d'écoulement. On s'attend à ce que des élévations de température de surface se produisent au même moment où la conduite étudiée se remplit de vapeur. Etant donné que le flux thermique pariétal est habituellement enlevé par l'ébullition, la température de surface du microcanal s'il est rempli de vapeur s'élèvera nettement. La présence des points chauds de la température au point triple est également attendue. Les fluctuations de perte de pression à travers la conduite accompagnent périodiquement l'inversion d'écoulement, avec des accélérations d'écoulement pour remplir les espaces de vapeur. Quand le canal est vide alors la chute de pression à travers le microcanal peut être rétablie, le liquide commence de nouveau à s'écouler dans la conduite. Des bulles sont formées rapidement en raison de la plus grande température de surface du canal ; ainsi le phénomène se répète. Les quantités physiques telles que la chute de pression, comme les variations de la température seront des variables importantes pour prédire l'apparition et le développement des instabilités d'écoulement. Le phénomène d'instabilité de recul pendant l'évaporation

a été présenté par beaucoup d'auteurs cependant le rôle et la contribution exacts de ce mécanisme n'est toujours pas entièrement élucidé [Palmer, 1976, Bose and Palmer, 1983, Sefiane et al., 1998].

Le phénomène de recul de vapeur a été noté la première fois par [Hickman, 1952] pendant des expériences sur l'évaporation de liquides à des pressions réduites. Un liquide s'évaporant rapidement dans un espace confiné ne peut pas rester stable alors qu'il est soumis à des variations locales importantes du taux d'évaporation. Cette même situation peut être observée lors d'expériences en ébullition convective dans un microcanal, plusieurs références ont été précédemment citées. Il est également important de noter qu'il y a beaucoup d'expériences semblables entreprises sur les microcanaux multiples et parallèles. Ces travaux sont également importants et quelques uns de ces travaux sont présentés ci-après. Dans la littérature, plusieurs auteurs emploient le chauffage non-uniforme dans leur travaux, c'est à dire avec un coté de la conduite gardée transparente pour la visualisation. [Peng and Wang, 1993] chauffent un microcanal rectangulaire de section transversale 600-700 μm par l'intermédiaire de trois côtés du minicanal qui avait été micro-usiné dans une plaque en acier. [Xu et al., 2005] et autres ont employé un film de platine sur la face arrière d'une plaquette de silicium pour chauffer dix microcanaux en parallèles, les microcanaux sont triangulaires et ont un diamètre hydraulique de 155 μm . [Zhang et al., 2005b] utilise également un film chauffant collé sur la face arrière d'une plaquette de silicium usinée; les microcanaux sont rectangulaires avec des diamètres hydrauliques de 27 à 171 μm . [Piasecka et al., 2004] a employé un microcanal rectangulaire dans lequel une seule face est chauffée uniformément; toutes les autres faces étaient approximativement adiabatiques. [Qu and Mudawar, 2003b] ont réalisés des expériences en ébullition convective avec un fluide saturé avec 21 microcanaux en parallèles, (section transversale 231 à 713 μm), le système de chauffage ayant été déposés par pulvérisation cathodique sur la face arrière du support en silicium. [Kenning et al., 2004] a, entre autres, utilisé un minicanal rectangulaire de section transversale 2 x 1 mm^2 avec un chauffage sur trois côtés; le quatrième côté étant utilisé comme fenêtre de visualisation de l'écoulement. Il y a également dans la littérature beaucoup d'auteurs qui chauffent uniformément leurs microcanaux, typiquement par l'intermédiaire de la résistance électrique du microcanal en métal. [Kew and Cornwell, 1997] ont utilisé leurs minicanaux circulaires en acier inoxydable de diamètre intérieur 1.39 à 3.69 millimètres et les ont chauffés par l'intermédiaire de courant continu. [Wambsganss et al., 1993] a employé un minicanal circulaire de diamètre intérieur 2.92 millimètres en acier inoxydable et également chauffé par l'intermédiaire d'un courant continu. [Tran et al., 1996] ont utilisé deux géométries de minicanaux différentes; une circulaire de diamètre intérieur 2.46 millimètres et l'autre rectangulaire de diamètre hydraulique 2.40 millimètres, les deux canaux étaient chauffés au moyen de résistances électriques alimentées en courant continu. Bien que dans ces travaux, les auteurs parviennent à fournir un chauffage uniforme à leur mini et microcanaux, ils ne peuvent pas visualiser l'écoulement à l'intérieur tout en le chauffant.

La thermographie infrarouge a été précédemment employée dans la littérature en déterminant, par des mesures de transfert de chaleur, le flux évacués au niveau de la surface externe. [Hetsroni et al., 2003] ont entrepris une étude expérimentale où ils ont couplé une caméra infrarouge avec une caméra rapide pour analyser la température et la configuration d'écoulement à l'intérieur de mini et des microcanaux. Des études sont également réalisées pour étudier les profils de température obtenus lors d'un refroidissement par évaporation d'interfaces à l'intérieur de tubes capillaires [Buffone and Sefiane, 2004]. Des techniques infrarouges sont également utilisées avec succès pour étudier l'ébullition, l'intérêt principal réside dans le faible temps de réponse.

1.1.3 Ebullition en microgravité

Les premières études traitant de l'ébullition convective en microgravité remontent aux années 70 avec principalement des rapports de la NASA [Cochran, 1970]. Les premières études ayant pour but la compréhension des mécanismes de coalescence d'écoulement diphasique datent, des années 90. [Colin et al., 1991] présentent en 1991 des résultats obtenus pour des écoulements diphasiques air-eau en microgravité lors de vols paraboliques. La section d'essai est constituée d'un tube de 40 mm de diamètre et 317 mm de longueur. Les auteurs observent que les phénomènes de coalescence de bulles diffèrent des résultats obtenus en gravité terrestre et attribuent ce phénomène à un taux de turbulence plus élevé en microgravité. [Zhao and Rezkallah, 1993] analysent en 1993 les transitions de régimes en microgravité lors de vols paraboliques pour un mélange air-eau. Ils trouvent que le nombre de Weber de la phase gazeuse constitue un bon indicateur pour la transition entre les régimes bouchons et bouchons annulaires. Bousman et al [Bousman et al., 1993] étudient les influences des vitesses superficielles du gaz et du liquide ainsi que de la tension interfaciale sur les structures d'écoulement en microgravité pour des mélanges eau-air. Ces paramètres semblent influencer la transition d'écoulement à bulles à écoulement à bouchons mais non la transition bouchon/annulaire. Les résultats de l'analyse en termes de nombre de Weber (rapport des forces d'inertie et la tension superficielle) sont en bonne concordance avec les données expérimentales. Cependant, l'ensemble de ces études ne peuvent constituer qu'une approximation des phénomènes rencontrés en microgravité où l'expansion volumique liée au changement de phase joue un rôle non négligeable. [Zhao and Rezkallah, 1995] présentent des données expérimentales obtenues à bord de l'appareil de la NASA KC-135. Les pertes de charge par frottement dans les écoulements diphasiques en convection forcée sont du même ordre de grandeur que celles mesurées sur Terre. Ils obtiennent un accord raisonnable avec différents modèles empiriques (homogène, Martinelli-Lockhart, Friedel). Cependant, il n'existe relativement que peu d'études dédiées à l'analyse de ce type de problème dans le cas des écoulements diphasiques avec changement de phase en microgravité. Les effets de gravité semblent principalement se traduire par des modifications de structure (topologie) des écoulements plutôt que par des modifications de comportement hydraulique de structures similaires. Néanmoins, de nouvelles données expérimentales sont nécessaires pour clarifier ces points.

[Ohta, 1997] a privilégié la visualisation d'un écoulement au sein d'un tube cylindrique de diamètre interne de 8 mm pour étudier l'influence de la gravité sur l'ébullition. Afin de visualiser et chauffer simultanément, l'auteur a utilisé un dépôt métallique résistif transparent réalisé en Or et déposé de manière homogène par pulvérisation à l'intérieur de tubes cylindriques en Pyrex (Fig. 1.5). Le fluide utilisé est du R113 à pression atmosphérique. Ses thermistances sont également disposées par photolithographie sur le tube en Pyrex entre 900 et 1000 Ω , ces thermistances ont une sensibilité de 1 $K.\Omega^{-1}$. Dans son étude, [Ohta, 1997] met principalement en évidence la relation entre la structure d'écoulement et le coefficient d'échange de chaleur moyen. Il obtient ce dernier en utilisant la puissance électrique transférée et la température de surface donnée par les thermistances. L'évolution du coefficient d'échange présenté fait apparaître nettement le passage de perturbations dans le tube et/ou d'assèchements qui en se propageant fait chuter le coefficient d'échange. L'auteur conclut que pour le régime annulaire avec des flux de chaleur suffisamment faibles pour générer de l'ébullition nucléée, le coefficient d'échange en microgravité est détérioré à cause l'augmentation d'épaisseur du film liquide.

Les publications de ces 10 dernières années sont regroupées dans le tableau 1.2 afin de mettre en évidence les sujets actuellement privilégiés.

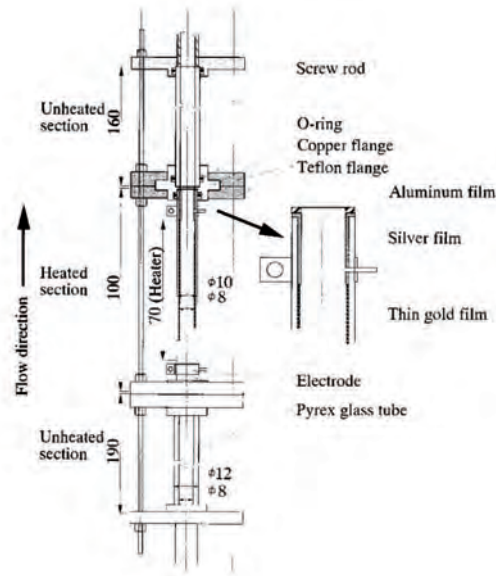


FIGURE 1.5 – Section d’essai cylindrique transparent en Pyrex recouverte à l’intérieur par un film métallique de $0.01 \mu\text{m}$ en Or pour le chauffage [Ohta, 1997]

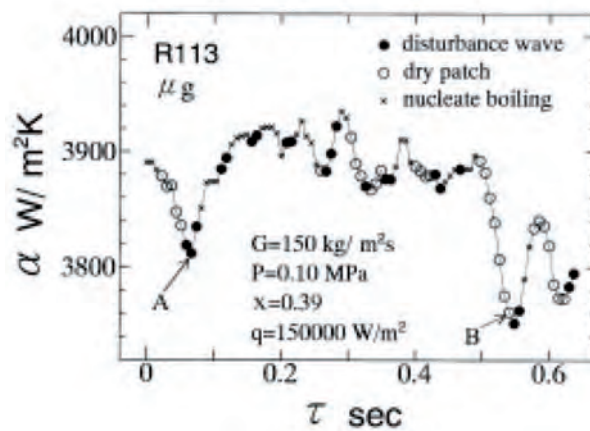


FIGURE 1.6 – Fluctuation du coefficient d’échange due au passage périodique d’ondes et à la propagation de zones d’assèchement près du flux critique [Ohta, 1997]

[Straub, 2000] a réalisé dans un article une analyse des résultats obtenus lors de la mission 'Space-Lab IML-2' en 1994. L’objectif de cette mission était de réaliser des expériences d’ébullition en vase en microgravité en utilisant une thermistance hémisphérique de 0.26 mm de diamètre chauffée et également utilisée comme dispositif de mesure. L’auteur a étudié l’influence du sous refroidissement du R11 son fluide d’étude sur le coefficient d’échange en répétant les expériences sur Terre après la mission. Les résultats obtenus sont synthétisés sur la figure 1.7 qui regroupe en ordonnée le coefficient d’échange en microgravité divisé par celui en gravité Terrestre en fonction du sous-refroidissement.

TABLE 1.2 – Études de 1999 à 2009 traitant d'ébullition en microgravité

Auteurs, années	Fluide	Moyens technique	Technique expérimentale
[Verthier et al., 2009]	FC-72	Vols Paraboliques (CNES)	'Quenching' au sein de tube cylindrique en verre
[Salim et al., 2009]	FC-72	Fusée sonde (ESA)	Ecl. à surface libre avec injection de bulles de N ₂
[Celata et al., 2009]	FC-72	Vols Paraboliques (ESA)	Ebullition sur paroi surchauffée en tube de 6 mm
[Zhao et al., 2009]	R113	Satellite scientifique	Ebullition en vase sur un fil de platine
[Kawanami et al., 2007]	LN ₂	Vols Paraboliques (NASA)	Dépôt résistif transparent sur un cylindre
[Sodtke et al., 2006]	FC-72	Vols Paraboliques (ESA)	Utilisation de cristaux liquides en 'pool boiling'
[Zhang et al., 2005a]	FC-72	Vols Paraboliques (NASA)	Canal en Lexan chauffé par film résistif
[Henry and Kim, 2004]	FC-72	Vols Paraboliques (NASA)	Réseau de résistances de platine
[DiMarco et al., 2003]	FC-72	Tour de chute (JAXA)	Influence du champs électrique sur la nucléation
[Straub, 2000]	R11	NASA SpaceLab IML-2	'Heater' circulaire de 160 μm de diamètre

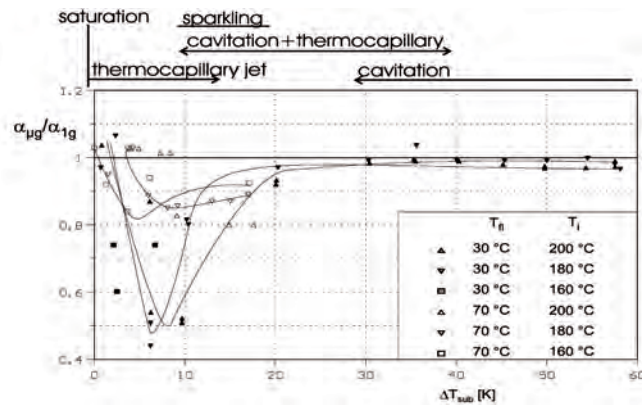


FIGURE 1.7 – Influence de la gravité sur le ratio : coefficient d'échange en μg sur 1g pour différents sous refroidissements et pour des températures de liquide quasiment constantes et des températures de thermistances [Straub, 2000]

Pour les sous refroidissements importants, le coefficient d'échange est légèrement inférieur à sa valeur sous gravité Terrestre. Cependant pour des sous refroidissement compris entre 10 et 30 °C, les transferts se détériorent en microgravité pour atteindre - 50 % à 30 °C de sous refroidissement. Pour des valeurs inférieures à 10 °C de sous refroidissement le coefficient d'échange redevient quasiment identique à celui en gravité Terrestre. L'auteur note que les densités de puissance mesurées que ce soit en μg ou en 1g atteignent 900 kW.m⁻². Ces densités de puissances sont environ deux fois plus élevées par rapport aux coefficients d'échange obtenus sur un fil et dix fois plus importants que ceux obtenus sur une surface plane. De plus, l'auteur conclut sur plusieurs points dont le fait que la microgravité influence fortement les transferts uniquement dans la région de transition entre l'ébullition nucléée et l'ébullition en film selon les expériences réalisées.

[DiMarco et al., 2003] ont étudié l'influence du champs électrique et du champ de pesanteur sur le détachement et le déplacement de bulles d'azote injectées dans du FC-72 à température et pression ambiante à travers un orifice de 0.1 mm de diamètre percé dans un tube horizontal. Cette configuration a

été retenue afin de séparer les effets mécaniques sur les bulles des effets thermiques et massiques occasionnées par l'ébullition. Un champ électrique circulaire est généré autour du tube cylindrique en imposant un potentiel constant compris entre 0 et 18 kV à l'aide d'une cage circulaire à l'extérieur du tube. Les expériences sont réalisées dans la tour de chute JAMIC à Hokkaido au Japon. Les auteurs accèdent à la taille des bulles, à la fréquence et la vitesse de détachement en utilisant un traitement d'image des vidéos prises par une caméra rapide. Les résultats mettent évidence qu'en l'absence de champ électrique, il n'y a pas de détachement de bulles pour les faibles débits gazeux. Cependant pour les forts débits gazeux, le débit est suffisant pour induire le détachement de bulles même en l'absence de forces de pesanteur. L'application d'un champ électrique favorise le détachement précoce des bulles pour des diamètres légèrement plus grands par rapport au cas avec pesanteur.

L'étude de [Henry and Kim, 2004] se focalise sur l'influence de la taille du support chauffant dit 'heater' par la suite. Les auteurs ont étudié l'ébullition en vase sur un heater composé des 96 micro-heater de 0.27 mm x 0.27 mm chacun activable ou pas, la surface d'un micro-heater est de 0.073 mm². Cette configuration leur permet d'obtenir plusieurs configurations de chauffage. Les configurations présentées sont les suivantes : 9 (3x3) heaters soit une surface de chauffage de 0.81 mm x 0.81 mm = 0.66 mm², 36 (6x6) heaters soit une surface de 1.62 mm x 1.62 mm = 2.62 mm² et enfin de 96 (10x10 - 4) heaters soit enfin la totalité du support chauffe sans les cotés avec une surface de 2.7 mm par 2.7 mm = 7.00 mm². La configuration dite '36' par la suite a donc une surface de chauffage 4 fois plus importante que la configuration en '9' et la configuration en '96' a une surface 10 fois plus importante. L'ébullition a été étudiée en hypergravité à 1.7g ± 0.5g et en microgravité à 0.01 g ± 0.025g. Les résultats typiques obtenus par les auteurs sont présentés sur la figure 1.8. Le fluide utilisé est du FC-72 dont la température de saturation est de 56.7 °C à 1 atm. Le système de chauffage est régulé en température. Les auteurs peuvent donc accéder à la puissance donc au flux de chaleur transféré par ébullition. Ils peuvent donc ainsi aisément déterminer le coefficient d'échange global.

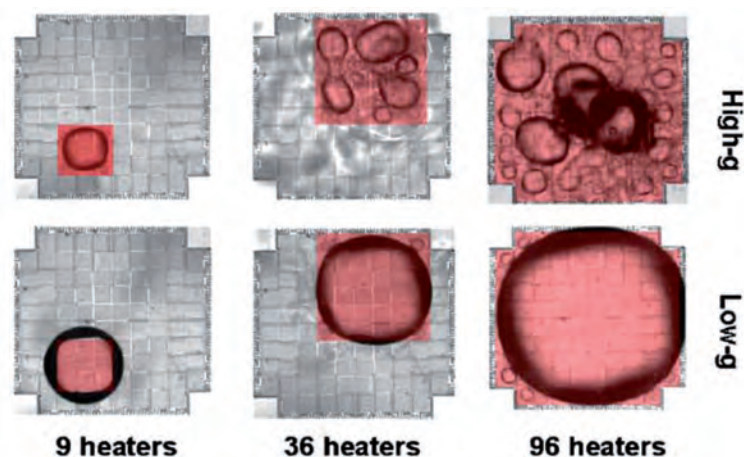


FIGURE 1.8 – Système de chauffe pour l'ébullition en vase avec 9, 36 ou 96 éléments. Résultats en hyper et microgravité, sous refroidissement de 34 °C [Henry and Kim, 2004]

Pour une faible surface de chauffage avec la configuration 9 heaters, les bulles formées en hyper ou microgravité sont quasiment identiques pour les conditions présentées ; c'est à dire une sous-saturation

de 34°C alors que pour des surfaces de chauffage 4 fois ou 10 fois plus importantes, l'ébullition diffère totalement, en hypergravité des bulles isolées se forment alors qu'en microgravité, une bulle unique est formée. Ce phénomène est relié à la longueur capillaire du fluide qui pour le FC-72 vaut 0.82 mm en gravité terrestre. Les bulles générées sont typiquement d'un diamètre proche de la longueur capillaire. Suivant les modèles considérés, des fluctuations peuvent exister. Les auteurs mettent ainsi en évidence l'influence de la taille du heater, du sous-refroidissement et du niveau de gravité sur le transfert de chaleur lors de la formation et l'évacuation des bulles.

[Zhang et al., 2005a] se sont focalisés sur l'étude du flux critique (CHF) lors de campagnes de vols en KC-135. Ils ont réalisés un canal millimétrique dans un bloc de Polycarbonate (Lexan) recouvert d'une semelle chauffante en cuivre. L'observation des structures d'écoulement est réalisée sur le coté avec une caméra rapide. L'écoulement est analysé pour différents débits et flux chaleur choisis de façon que le flux de chaleur transféré soit près du flux critique. Les conclusions des auteurs mettent en évidence l'absence de nucléation pendant la phase de microgravité, alors que les bulles présentes coalescent afin de former des bouchons de vapeur qui glissent avec l'écoulement. Plus les conditions expérimentales en microgravité se rapprochent du flux critique, plus la présence de longs films de vapeur fluctuant et se propageant le long des parois est constaté. L'accès à la surface chauffante pour le liquide est alors plus difficiles et ne peut se faire qu'aux creux des films de vapeur en forme d'ondes (Fig. 1.9).

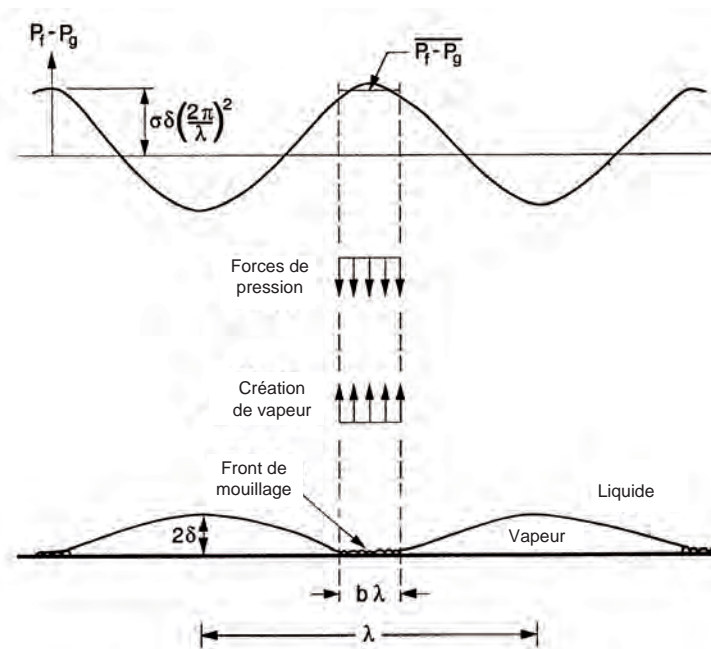


FIGURE 1.9 – Bilan entre les forces de pression et la création de vapeur au niveau de la zone de mouillage basé sur le modèle Lift-off [Zhang et al., 2002]

[Sodtke et al., 2006] ont réalisé une étude des transferts à l'échelle d'un site unique de nucléation à l'aide de cristaux liquides. Ils se sont focalisés sur le pied de la bulle là où les flux thermiques sont les plus importants et où le débit d'évaporation local est maximum. La température de paroi côté fluide théorique est obtenue grâce à un modèle de couche mince de la paroi chauffante en se basant sur un modèle d'ébullition nucléée. La comparaison avec l'expérience est réalisée en utilisant un film électrique

mince chauffant plan. La mesure de température est réalisée en utilisant une caméra haute résolution et un dépôt de cristaux liquides réactifs à la température. Les auteurs à l'aide de résultats obtenus en campagne de vols paraboliques mettent en évidence un bon accord entre leur modèle et leurs résultats expérimentaux.

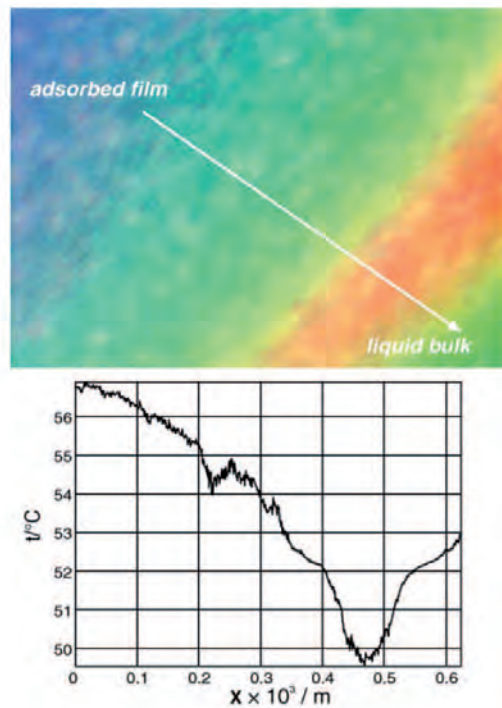


FIGURE 1.10 – Résultats expérimentaux obtenus en micropesanteur : zoom au niveau de la ligne triple (Puissance de chauffage : 15 W) [Sodtke et al., 2006]

[Kawanami et al., 2007] étudient l'ébullition convective d'azote liquide en microgravité lors de campagnes de vols paraboliques à bord du KC-135. L'azote liquide a été choisi pour ses propriétés physiques (tension de surface, température de saturation...) proches de l'hydrogène et l'oxygène liquide. Un dépôt résistif transparent d'or de 10 nm a été utilisé pour provoquer l'ébullition dans un tube de Pyrex de 7 mm de diamètre intérieur. L'objectif de l'étude est d'observer le comportement d'un fluide cryogénique en microgravité. La présence de fluide cryogénique à un état proche de la saturation en microgravité est un problème d'actualité dans le domaine du spatial ; plus particulièrement pour le redémarrage de moteur cryogénique en orbite. Le comportement du fluide dans les conduites, la séparation des phases liquide et vapeur ainsi que l'ébullition provoquée par un apport soudain de chaleur (flux solaire) alimente de nombreuses études au niveau international.

[Zhao et al., 2009] ont publié récemment une étude issue d'une campagne d'expériences en satellite scientifique chinois sur l'ébullition en vase sur un fil chauffant. Le fluide utilisé, du R113, dans cette étude est sous refroidi de 26 K. L'ébullition est réalisée en chauffant électriquement un fil de platine de 60 μm de diamètre et de 30 mm de long. La résistivité du fil de platine est utilisée à la fois à des fins de chauffage mais également afin de déterminer la température moyenne du fil. Les auteurs mettent en évidence dans cette étude une légère amélioration des transferts thermiques pour cette situation d'ébullition en vase en

comparaison des résultats obtenus sur Terre. Alors que la présence de gravité permet l'évacuation des bulles de vapeur générée au niveau du fil chauffant, les auteurs confirment que malgré la présence de bulles statiques sur le fil en croissance et se détachant pour des diamètres importants, la température moyenne du fil est légèrement plus basse ce qui leur permet de conclure que le coefficient d'échange est légèrement meilleur car le fil est chauffant à puissance électrique constante.

[Salim et al., 2009] se sont attachés à comprendre le comportement d'un écoulement à bulles laminaire dans un minicanal ouvert (25x10 mm de coté) en microgravité. Les expériences ont été réalisées lors de vols en fusée sonde (Texus-45) avec comme fluide du FC-72. La configuration expérimentale est faite pour se rapprocher le plus de l'ébullition convective en injectant des bulles à l'entrée du minicanal à l'aide de tube capillaires. L'un des paramètres expérimentaux est le titre massique gaz compris entre 7% et 11%. Les auteurs mettent en évidence les interactions entre les bulles et la surface libre ainsi que les régimes favorisant une coalescence entre les bulles et la surface libre.

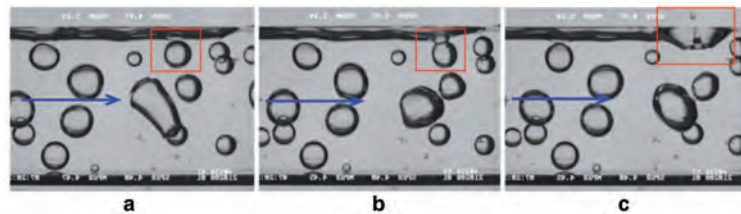


FIGURE 1.11 – Écoulement diphasique obtenu en micropesanteur mettant en évidence la coalescence d'une bulle avec la surface libre, la flèche donne le sens de l'écoulement [a) $t = 0$ ms, b) $t = 120$ ms, c) $t = 160$ ms] ($Q_L = 5.2$ ml/s, $Q_G = 0.62$ ml/s) [Salim et al., 2009]

La problématique du ré-allumage des moteurs de fusées en micropesanteur est en plein essor. A la fois les agences spatiales (CNES, ESA) mais aussi les constructeurs (SNECMA...) se focalisent depuis peu sur les problèmes liés au ré-allumage des tuyères en micropesanteur. Les fluides cryogéniques utilisés comme comburant sont stockés sous forme liquide à des températures très faible (ex : l'oxygène liquide LOX à 90 K). L'injection de ces fluides cryogéniques au moment du ré-allumage sur des surfaces à 300 K provoque une situation de 'quenching' [remouillage d'une paroi surchauffée par ébullition convective] présenté par exemple par [Verthier et al., 2009]. Sur cette thématique à la fois les approches expérimentales, numériques et théoriques sont abordées. [Verthier et al., 2009] ont réalisé une expérience en se basant sur un analyse dimensionnelle pour étudier l'écoulement en question. L'objectif a été de se focaliser sur la température de remouillage et sur le coefficient d'échange en ébullition en film. Les écoulements en gravité terrestre et microgravité sont testés. Les auteurs mettent en évidence l'augmentation de la température de remouillage en micropesanteur et une chute du coefficient d'échange lors de l'ébullition en film.

[Celata et al., 2009] ont récemment publiés des résultats de 'quenching' au sein de tubes en microgravité. L'objectif de leur expérience est d'obtenir des données quantitatives ainsi que des observations sur le phénomène de remouillage en microgravité afin d'effectuer des comparaisons par rapport aux résultats en gravité normale. Les auteurs ont utilisé des tubes en Pyrex de 6 mm de diamètre. Le fluide utilisé du FC-72 s'écoule au sein du tube vertical de bas en haut. Les mesures de température effectuées sont obtenus sur le tube du coté externe, il y également des mesures en entrée et en sortie du tube. La pression et le débit massique sont également enregistrés. Les résultats obtenus par les auteurs mettent évidence

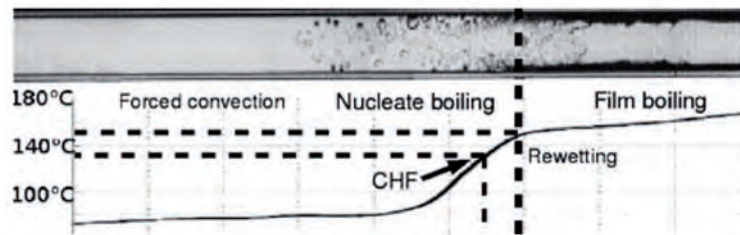


FIGURE 1.12 – Ecoulement et profil de température de surface lors d'une situation de 'quenching' en micropesanteur. Le liquide est injecté en provenance de la gauche [Verthier et al., 2009]

une forte réduction de la vitesse de 'quenching' en microgravité en comparaison de la gravité normale. Cependant, les auteurs semblent constater que la dynamique de la température pariétale lors du 'quenching' ne semble pas être affectée par la gravité. Ces résultats sont à prendre avec précaution étant donné que les mesures de températures sont effectuées à l'extérieur d'un tube en pyrex soumis à un fort flux de chaleur. Les effets de conduction instationnaire dans un tel système ne devant pas être négligeable, il y a fort à penser qu'une modélisation inverse permettra d'obtenir une température interne au tube peut-être sensible à la gravité. Les structures d'écoulement observées sont des écoulements annulaires inversés avec un coeur de liquide et la vapeur en proche paroi puis une ébullition convective.

L'avenir des transferts thermiques avec changement de phase en micropesanteur réside dans le traitement de surface afin de faciliter la nucléation et l'évacuation de la phase vapeur. La présence de pesanteur sous gravité normale permettait l'ascension des bulles ainsi que leur évacuation. La forte dégradation des transferts en ébullition en vase est contrée par l'application d'un champ électrique qui permet la déformation des bulles et facilite leur éloignement du substrat. La mise en place d'ébullition convective est également une solution mais ne permet pas d'obtenir des résultats très satisfaisant. Les structures d'écoulement en ébullition convective étant bien plus complexes et faisant intervenir un nouveau paramètre (le débit de fluide injecté), la compréhension des phénomènes est rendue plus compliquée. Le traitement des substrats à l'échelle nanométrique ou micrométrique est une voie d'avenir pour faciliter le déclenchement de l'ébullition en réduisant considérable la surchauffe.

La synthèse bibliographique qui vient d'être réalisée est uniquement axée sur des travaux expérimentaux. La modélisation numérique des écoulements diphasiques confinés est complexe étant donné le grand nombre d'interfaces liquide-vapeur et la multiplicité des structures d'écoulement que l'on peut rencontrer en particulier en microgravité. Le rapport des vitesses entre les phases liquide et vapeur au sein de la microconduite étudiée rend la modélisation difficile d'autant plus si l'on doit tenir compte des effets de compressibilité ainsi que des effets capillaires. Il existe néanmoins des travaux qui mettent en évidence la possibilité de modéliser des écoulements diphasiques compressibles [Saurel and Abgrall, 1999] ou les effets de la capillarité [Perigaud and Saurel, 2005].

1.1.4 Positionnement des travaux réalisés

La conclusion de mes travaux de thèse sur l'ébullition en minicanaux [Brutin, 2003] a mis en évidence les difficultés liées à l'instrumentation locale pour des expériences d'ébullition convective : "L'étude en

régime stationnaire des transferts thermiques met en évidence la difficulté de mesurer le flux de chaleur local." Le suite à donner dans la continuation de ces travaux sur l'ébullition a donc été axée sur l'instrumentation locale et l'analyse locale de l'ébullition. Afin de comprendre pourquoi les comportements macroscopiques ne sont pas retrouvés à l'échelle microscopique en ce qui concerne l'ébullition convective, j'ai privilégié deux pistes :

- supprimer la poussée d'Archimède afin de quantifier son influence sur les transferts thermiques en réalisant des expériences en micropesanteur sur des écoulements diphasiques au sein de conduites millimétriques et micrométriques avec ainsi des diamètres étudiés de l'ordre de la longueur capillaire du fluide.
- aller chercher les réponses à l'échelle micrométrique, c'est à dire à l'échelle des sites de nucléation par des expériences permettant l'analyse de la thermique et de l'hydrodynamique.

Je présente ci-dessous l'origine et le positionnement de ces travaux dans le contexte scientifique d'alors.

Problèmes inverses en conduction de la chaleur appliqué à l'ébullition convective

L'aspect novateur de cette analyse locale a résidé dans l'utilisation des "Problèmes Inverses en Conduction de la Chaleur" qui seront dans la suite du mémoire appelés PICC. En 2004, le savoir faire des PICC était disponible au laboratoire au sein de l'équipe TCM dans l'opération "Caractérisation des Propriétés Thermophysiques" dirigées par le Pr. Christophe Le Niliot. Ces méthodes avaient, à l'époque, été validées en 2D et 3D stationnaire et en 2D instationnaire. L'originalité du côté des PICC résidait dans la mise au point puis la validation de méthodes inverses en conduction de la chaleur pour le 3D instationnaire. Les phénomènes d'instabilités thermo-hydrauliques observés dans le cadre ma thèse de doctorat correspondaient parfaitement au cas type de validation requis. Le démarrage d'un contrat ESA "MAP BOILING" traitant de l'ébullition en microgravité à été l'occasion de financer un dispositif expérimental dédié à l'ébullition convective en microgravité utilisant les PICC.

Dans un premier temps, le travail a consisté à valider la faisabilité d'une expérience alliant l'ébullition convective et les méthodes inverses en conduction de la chaleur. Cette étape de validation, encore appelée "résolution du problème direct" a pour but la viabilité des mesures qui seront par la suite inversées. En effet, en méthodes inverses, il est nécessaire d'avoir à disposition des mesures indépendantes et sensibles au paramètre à observer. Dans notre cas d'étude : l'ébullition convective, la position des thermocouples sous la surface chauffante devaient être placés stratégiquement afin que chaque mesure soit sensible aux variations du coefficient d'échange surfacique dans le minicanal. Afin de mettre en évidence des instabilités thermo-hydrauliques en 3D, nous avons besoins de vérifier que les mesures des thermocouples placés sous la surface auraient des variations de températures suffisamment importantes en regard du bruit électrique : typiquement des variations de plusieurs degrés sont nécessaires afin d'assurer une bonne information. Un autre point a été mis en évidence au cours de cette étape préliminaire : la position du système de chauffage, une conception optimale de l'expérience passait également par une répartition autant que faire ce peu homogène du flux thermique sur les parois du minicanal. Ainsi, comme cela est présenté dans le chapitre 2, une répartition en quasi arc de cercle des fils chauffant est la configuration qui permet d'uniformiser le flux de chaleur pariétal.

L'étude a été réalisée dans le cadre du contrat "MAP BOILING" dont l'objectif était la compréhension et la quantification des transferts thermiques lors de l'ébullition convective en minicanaux en microgravité. Le dispositif qui a été réalisé afin d'utiliser les PICC, a donc été réalisé pour être embarqué lors de campagnes de vols paraboliques. Les difficultés rencontrées ont donc été au niveau de la compacité requise pour ce type d'expérimentation ainsi que sur la rigueur nécessaire sur la consommation électrique. La puissance totale disponible étant limitée. Le dispositif, 'rack' expérimental, a été conçu pour être modulaire afin d'être réutilisé pour d'autres types d'expériences sur le changement de phase. A ce jour ce bâti dénommé ABIMM (Advanced Boiling Investigation in Minichannels in Microgravity) a été réutilisé lors de 6 campagnes qui seront présentées successivement dans ce mémoire.

A l'issue des deux premières campagnes de vols successives effectuées en Septembre et Octobre 2005, nous avons obtenus nos premiers résultats sur le comportement de l'ébullition convective en milieu confiné au travers de films réalisés en caméra rapide. L'expérimentation en microgravité a fait apparaître que les conditions hydrauliques en entrée des minicanaux étaient un paramètre primordial dans notre programme d'expériences. En effet, le design des préchauffeurs utilisés associé au régulateur PID pouvait générer des bulles de vapeur qui se retrouvaient par la suite en entrée de nos canaux. Or, la condition d'entrée que nous désirions était un état sous saturé. Les températures obtenues pour une exploitation en méthodes inverses ont fait apparaître des écarts satisfaisants. Néanmoins, il n'a pas été possible immédiatement après la campagne d'exploiter ces résultats thermiques faute d'une caractérisation qui nous est apparue plus tard comme étant primordiale : la localisation précise des fils chauffants (nos termes sources) et des μm -thermocouples de $140 \mu\text{m}$ (nos mesures). En effectuant, une étude de sensibilité sur la position des thermocouples, il est apparu qu'une incertitude de 1 % sur la position entraînait une incertitude finale de 5 % sur le coefficient d'échange au niveau du minicanal. Les μm -thermocouples étant moulés dans un barreau en ciment, une dernière campagne de vol en Mars 2007 a été réalisée sur cette expérience d'ébullition convective en minicanaux, puis les minicanaux ont été "détruits" afin que les barreaux chauffants en ciment soient tomographiés aux rayons X à l'ESRF de Grenoble. La position des thermocouples a ainsi pu être trouvée à $2 \mu\text{m}$ près soit 0.5 %. La quantité prédéfinie de thermocouples utilisés nous a ainsi permis d'accéder au profil local du coefficient d'échange pariétal au sein du minicanal lors de l'ébullition convective. L'acquisition simultanée en vidéo rapide de l'écoulement, nous a ainsi permis d'associer clairement les structures d'écoulement rencontrées avec les coefficients d'échange pariétaux associés. Les expériences faisant l'objet d'acquisition sous gravité normale et microgravité; il nous a été possible de mettre en évidence l'influence locale de la microgravité sur les transferts thermiques en lien avec la structure de l'écoulement diphasique.

L'étude bibliographique présentée ci-avant sur l'ébullition convective a mis en évidence la difficulté d'accéder à des mesures locales; la littérature fait également état, la plus part du temps, de dégradation des transferts thermiques lors de transferts par ébullition en microgravité. Nous avons développé, dans cette activité, un outil qui permet d'accéder au coefficient d'échange local sans être intrusif donc sans perturber la surface où est générée l'ébullition. Une conclusion majeure de cette activité est la mise en évidence pour certains régimes d'écoulement d'amélioration sensible (+35 %) des transferts thermiques en microgravité. Ceci est détaillé dans le chapitre 2. Cette activité de recherche a été réalisé avec le support financier du CNES et de l'ESA et a fait l'objet de la thèse de doctorat de Sébastien Luciani (thèse soutenue le 28 Août 2009) intitulée : "Instrumentation locale et techniques inverses appliquées à la caractérisation de l'ébullition convective en microgravité au sein de minicanaux". L'objectif de cette thèse est de mettre en oeuvre le modèle inverse en 2D stationnaire puis 3D instationnaire pour application

sur les expériences réalisées en microgravité puis de paralléliser le code 3D instationnaire. Sébastien a participé à la 3ème campagne de Mars 2007 sur cette activité qui a donné lieu à 3 articles de rang A acceptés.

Instabilités thermo-hydrauliques et assèchement en microcanaux

L'étude bibliographique a mis en évidence que les instabilités thermo-hydrauliques observées dans le cadre de ma thèse de doctorat en minicanaux sont également présentes pour d'autres géométries, fluides, pressions et d'autres conditions expérimentales. Le mécanisme qui engendre l'arrêt de l'écoulement dans un milieu confiné et provoque un retour de l'écoulement en amont a été présenté et quantifié dans un article que nous avons publié en 2006 [Brutin and Tadrist, 2006]. Cependant notre analyse a été basée uniquement sur le comportement global du coefficient d'échange. Il n'était pas possible avec mon dispositif de thèse d'accéder au coefficient d'échange local. De plus, les visualisations effectuées de l'ébullition en minicanaux en se focalisant sur une zone au sein du minicanal de 10 mm x 10 mm a fait apparaître des assèchements locaux pouvant être à l'origine de surchauffes locales donc des montées importantes et rapides en pression observées. Nous nous sommes donc intéressés au moyen d'accéder au coefficient d'échange local et au comportement du fluide à l'échelle du diamètre hydraulique. Nous avons opté pour un chauffage quasi direct du minicanal en utilisant des dépôts résistifs chauffants de Tantale. La résistance électrique du dépôt variant de 3 à 10 k Ω en fonction de la densité de métal déposé. Un dépôt très transparent étant très résistif.

L'originalité de l'étude a été d'accéder localement à la visualisation infrarouge et visible du phénomène étant à l'origine de l'instabilité. Lors du recul de l'écoulement en amont du minicanal, les pressions engendrées sont importantes en regard de la perte de pression moyenne (jusqu'à +700 %). Le coefficient d'échange doit donc lui aussi être modifié mais dans quelle proportion? Un dispositif expérimental a donc été réalisé dans le cadre d'une collaboration avec l'Université d'Édimbourg avec la thèse de doctorat en cotutelle de Jacqueline Barber (soutenance prévue en Septembre 2009) intitulée : "Flow boiling instabilities in microchannels : heat and mass transfer investigation". Ce dispositif décrit dans le chapitre 2, permet dans une enceinte régulée en température d'étudier le phénomène du recul de la vapeur 'vapor recoil' observé lors d'instabilités en ébullition convective. Les travaux présents dans la littérature à cette époque tentent de visualiser le phénomène thermique par plusieurs approches qui se révèlent au final infructueuses : les cristaux liquides posent des problèmes d'étalonnage et de temps de réponse, les minicanaux en Silicium transparents dans les deux bandes de l'infrarouge (3 à 5 μm et 8 à 12 μm) ne permettent pas de visualiser la température du support donc d'accéder au coefficient d'échange pariétal. Notre approche à cette époque a donc été de privilégier un chauffage direct associé avec une visualisation rapide de l'écoulement localisé sur la zone de séparation de l'écoulement : localisation dans le microcanal du recul de la vapeur par expansion d'une bulle de vapeur.

Nous avons mis en place un banc expérimental pour étudier ce phénomène dans des microcanaux rectangulaires de 727 μm de diamètre hydraulique chauffés uniformément à l'aide d'une alimentation spécialement conçue pour l'expérience. Cette alimentation autorégulée permet d'afficher la puissance (au maximum 5 W) que l'on désire fournir au dépôt résistif ; la tension que l'on est amenée à fournir peut atteindre les 200 V, cependant le courant ne dépassant pas 100 mA. En effet, la résistance du dépôt métallique variant sensiblement avec la température, une autorégulation était nécessaire. Le fluide utilisé, du n-pentane, nous a permis de travailler relativement à basse température ($T_{sat} = 35.5^\circ\text{C}$ à 1 bar). Afin

donc de minimiser les pertes convectives et radiatives dans le bilan thermique du microcanal, la température de l'enceinte est portée à 34°C. Nous avons ainsi pu réaliser à l'aide de la visualisation infrarouge un bilan quantitatif localement le long du microcanal ; ceci nous a permis de fournir une cartographie de la température de surface du microcanal, donc une cartographie du coefficient d'échange local.

La visualisation rapide de l'interface liquide-vapeur lors du recul nous a permis également de relier la fin de l'expansion de vapeur qui se matérialise par la violente montée en pression à l'assèchement pariétal. Les vidéos réalisées ont clairement montré la propagation d'un front d'assèchement dans le microcanal pendant l'expansion de la vapeur, front qui lorsqu'il rejoint l'interface liquide-vapeur et se concrétise par le retour du fluide dans le microcanal. Nous avons montré que ce phénomène périodique qui est observé en milieu confiné est piloté par la propagation de front d'assèchement dans les bulles de vapeur. Cette activité de recherche a fait l'objet d'un article de rang A publié et fait l'objet d'un deuxième article soumis.

Nucléation en cellule de Hele-Shaw en microgravité

Les travaux réalisés en microgravité sur l'ébullition convective en minicanaux ont démontré la nécessité de comprendre les mécanismes locaux de l'ébullition. Le passage de l'échelle macroscopique avec une ébullition en masse à une échelle microscopique avec une étude ciblée sur une bulle de vapeur est donc apparu comme primordial. Nous nous sommes donc focalisés dans le cadre d'une nouvelle étude sur le phénomène de nucléation, croissance et détachement des bulles. La difficulté des problèmes de visualisation d'écoulement diphasique repose sur la possibilité de visualiser clairement la bulle et le site de nucléation à la fois dans le visible mais aussi dans l'infrarouge. Le challenge résidait donc à l'époque dans la réalisation d'une cellule 2D constituée d'une face visible et d'une face infrarouge au sein de laquelle une bulle serait créée puis évacuée au sein d'un écoulement liquide.

Dans le cadre du programme ESA MAP "Convective Boiling and Condensation" qui a démarré en 2006, une étude locale des transferts autour d'une bulle de vapeur créée depuis un site artificiel a été menée. Ce travail a été réalisé au sein du 'rack' ABIMM qui avait été réalisé en 2004 pour les campagnes de vols paraboliques sur l'ébullition convective en minicanaux. Le coeur de l'ancienne expérience a été remplacé par une cellule de Hele-shaw qui est détaillée dans le chapitre 2 de ce mémoire. L'objectif des expériences réalisées était d'obtenir simultanément le champ de température au niveau d'une bulle en formation ainsi que le champ de température autour de la bulle ainsi qu'au niveau du site de nucléation. Nous avons été confrontés dans la réalisation de cette expérience à une difficulté au niveau de l'optique infrarouge. En effet, notre zone d'étude étant très réduite spatialement, nous avons dû utiliser une bague micrométrique supplémentaire ajoutée à la caméra infrarouge afin d'atteindre une résolution de 100 μm . A ce jour, nous avons réalisé deux campagnes de vols en Octobre 2007 et Mars 2008 avec ce dispositif et cette résolution spatiale. Les résultats obtenus néanmoins pourront être sensiblement améliorés en ce qui concerne la visualisation IR en utilisant une optique adaptée avec une résolution de 25 μm . Cette optique fait l'objet d'une acquisition en ce moment et permettra d'affiner l'observation au niveau du pied de la bulle.

Les campagnes d'expériences réalisées ont eu pour but dans un premier temps de valider la faisabilité d'une visualisation simultanée dans le domaine du visible et de l'infrarouge au niveau d'une bulle. Les caractéristiques infrarouge des matériaux solides et du liquide utilisés se sont révélées être plus compli-

qués à obtenir que prévu. Le liquide utilisé du HFE-7100 de 3M est semi-transparent dans l'infrarouge, il est donc nécessaire de connaître sa transmittivité et son émissivité dans la bande spectrale de la caméra infrarouge utilisée pour analyser quantitativement les films réalisés. Or la spectroscopie de liquide dans le domaine de l'infrarouge et un domaine où peu d'informations sont disponibles. Une campagne interne au laboratoire de caractérisation de nos liquides (Eau, Ethanol, HFE-7100, HFE-7000, FC-72 et FC-87) a donc été entamée. Ces mesures ont débuté au laboratoire sur un spectrophotomètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) Nicolet Nexus 560 et des cellules en BaF₂ en Avril 2009. Les résultats obtenus permettront de traiter nos films infrarouge et d'en extraire des résultats thermiques quantitatifs.

Concernant les autres points étudiés dans le cadre des expériences sur l'influence de la microgravité sur la nucléation, nous avons mis en évidence grâce aux vidéos dans le visible que le diamètre de détachement des bulles de vapeur était fortement conditionné par le niveau de gravité mais beaucoup moins par l'intensité du cisaillement provoqué par l'écoulement forcé. Les forces d'accrochage de la bulle à son site de nucléation sous gravité Terrestre dans notre configuration 'renversée' sont principalement liées à la flottabilité. Le diamètre de détachement a été montré comme évoluant inversement proportionnellement au taux de cisaillement (vitesse de l'écoulement tangentiel). Ces travaux ont fait l'objet d'une partie de la thèse de Damien Serret (soutenance prévue en novembre 2009) intitulée : "Liquid-vapour phase change : Experimental approach of the nucleate boiling regime on a single nucleation site". Cette activité a fait l'objet d'une communication internationale [Serret et al., 2008] et fait l'objet d'une publication en rédaction.

1.2 Thématique : Évaporation de gouttes

1.2.1 Contexte

L'évaporation est un processus communément rencontré dans la nature et dans de nombreux procédés industriels tels que la microélectronique, la soudure, le séchage des peintures, les caloducs, les évaporateurs en couches minces et des technologies utilisant le changement de phase liquide vapeur. Le taux de transfert thermique pendant le processus d'évaporation est beaucoup plus grand que celui obtenu avec des techniques traditionnelles utilisant le refroidissement sans changement de phase (liquide ou gaz). Les nombreuses études expérimentales ont démontré que le processus d'évaporation est une combinaison d'interactions entre la dynamique du liquide, les propriétés du solide et le transfert thermique [Zhang and Yang, 1982], [Rymkiewicz and Zapalowicz, 1993].

La modélisation des transferts de chaleur et de masse du liquide vers le gaz au niveau de l'interface pose beaucoup de problèmes liés à : la nature des liquides, des gaz en contact, la configuration et la géométrie de l'interface. La présence de tensio-actifs et de liquides volatils avec ou sans incondensables est également difficile à modéliser. Nous avons montré dans le cadre de la thèse de Laura Grandas [Grandas, 2004] que l'évaporation d'une goutte posée sur un substrat chauffé à température constante est fortement localisée au niveau de la ligne triple. Au niveau d'interface liquide-gaz, ce mécanisme est piloté par les mouvements induits par les effets de la pesanteur et de la tension superficielle. En particulier, l'influence du rayon de courbure joue un rôle majeur dans ces phénomènes mais est encore actuellement mal connue. L'évaporation pour des applications industrielles possibles est même envisagée pour créer le dépôt commandé de nanoparticules par couches atomiques successives [Bigioni et al., 2006]. La convection à l'intérieur de la goutte permet une accumulation à l'interface de particules qui étaient à la création de la goutte dispersée à l'intérieur du fluide.

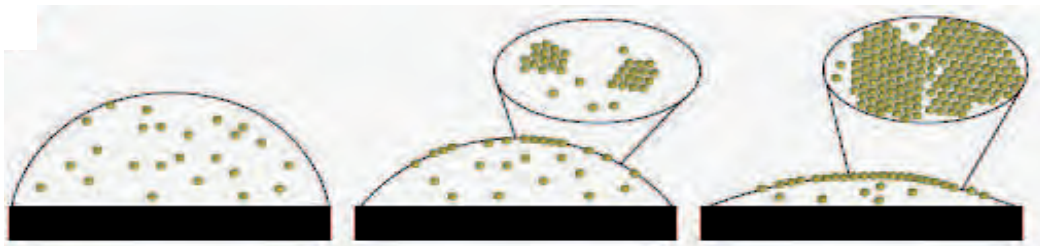


FIGURE 1.13 – Suspension colloïdale de nanoparticules d'or se répartissant de manière ordonnée en couche mono-atomique au niveau d'une surface spécialement traitée [Bigioni et al., 2006]

Dans le cadre des applications médicales, [Yakhno et al., 2003] ont observé l'existence de structures régulières après l'évaporation de gouttes de sérum. Après l'évaporation complète de la phase liquide du sérum, certaines des structures forment un gel et d'autres cristallisent. Les auteurs ont démontré que dans le sérum de personnes malades, la quantité du gel formé augmente pendant le séchage des gouttes de sang cassant la symétrie pendant la formation des films de protéine.

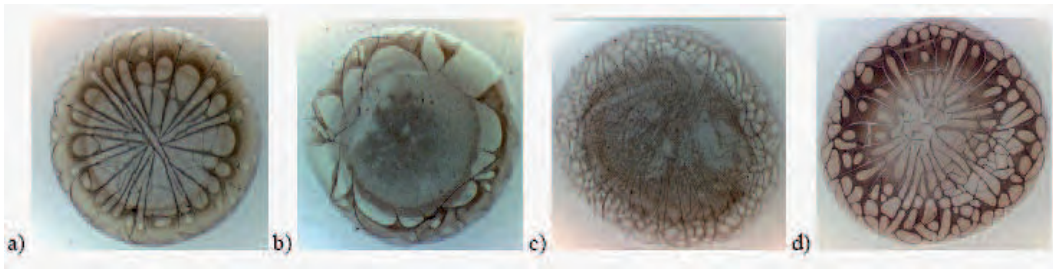


FIGURE 1.14 – Gouttes de sang humain séchées : a) personne en bonne santé b) c) d) personnes avec différentes maladies [Yakhno et al., 2003]

1.2.2 Évaporation de gouttes sessiles

L'évaporation d'une goutte sessile a fait l'objet de nombreux travaux théoriques [Kuz, 1991], expérimentaux [Birdi et al., 1989], [Birdi and Vu, 1993] et numériques [Brochard and Gennes, 1984]. Les travaux théoriques ont surtout porté sur le mouillage des gouttes avec des analyses du comportement d'un liquide qui s'étale [Brochard and Gennes, 1984]. D'une façon générale, les principaux travaux traitent de gouttes de très petites tailles [Hu and Larson, 2002], [Ruiz and Black, 2002] ou de gouttes si plates qu'elles peuvent être assimilées à des films [Deegan et al., 2000].

Récemment la cinétique d'évaporation a été étudiée expérimentalement sur des gouttes de volume inférieur à $0.45 \mu\text{l}$ pour l'eau et $2.5 \mu\text{l}$ pour le n-heptane sur des surfaces d'aluminium ou de cuivre, chauffées en dessous à la température de saturation du liquide, de façon à observer et quantifier le transfert de chaleur. Par ailleurs, l'évaporation d'une gouttelette d'eau avec des diamètres de 1mm ou moins, déposée sur une surface chaude isotherme, a été modélisée en supposant la ligne triple accrochée [Hu and Larson, 2002], [Ruiz and Black, 2002]. [Ruiz and Black, 2002] ont considéré l'existence des mouvements thermocapillaires dans la goutte, ce qui donne une distribution d'isothermes complètement différente de celle obtenue avec seulement le transfert de chaleur par conduction. [Hu and Larson, 2002] ont montré avec un modèle (FEM) que la cinétique d'évaporation est presque constante pendant tout le phénomène pour des gouttes posées avec un angle initial de $2\pi/9$. Dans les trois cas [Hu and Larson, 2002], [Ruiz and Black, 2002], [Crafton and Black, 2003] les auteurs ont étudié les phénomènes d'évaporation pour de petites gouttes, où l'effet de pesanteur est négligeable comparé aux effets de tension superficielle. La forme de ces gouttelettes est assimilée à une calotte sphérique. Dans la pratique, cette hypothèse n'est valable que pour des gouttes de taille inférieure à une taille critique. L'aspect thermique (transfert de chaleur et de masse) du phénomène n'a jamais été vraiment abordé de manière systématique. C'est pourquoi nous étudions le phénomène d'évaporation dans le cas d'une large gamme de taille de gouttes d'eau sessiles, expérimentalement et numériquement.

Travaux réalisés au laboratoire dans le cadre de la thèse L. Grandas

L'acquisition et le traitement d'images permettent de caractériser géométriquement la goutte au cours de son évaporation comme cela est présenté dans l'article de [Grandas et al., 2003] ; les surfaces étudiées sont l'aluminium et le PTFE pour différentes conditions opératoires en termes de taille de gouttes et de températures de paroi imposées. Les auteurs ont observé que la valeur de l'angle de contact, qui tra-

duit la mouillabilité, conditionne le comportement géométrique du phénomène. Ainsi dans le cas de la surface mouillante (aluminium), la goutte reste accrochée pendant toute l'évaporation c'est-à-dire que le diamètre de mouillage reste constant et l'angle diminue. Par contre dans le cas du PTFE, deux étapes existent, le passage de l'une à l'autre correspond au décrochage de la ligne triple et à une évaporation à angle constant et un diamètre qui diminue [Grandas et al., 2005]. Ces deux comportements ont été retrouvés pour différentes tailles de goutte et différentes températures. Ensuite l'exploitation de l'évolution temporelle d'une caractéristique géométrique en particulier le volume, a permis d'analyser la cinétique d'évaporation dans le cas des deux surfaces, c'est-à-dire de déterminer l'évolution du flux évaporatif qui est proportionnel au dV/dt [Grandas et al., 2005]. Une étude systématique a montré que le flux de masse dépend linéairement du rayon de mouillage pour les températures de paroi testées (30°C à 70°C) dans le cas de l'aluminium [Grandas et al., 2005] mais aussi dans le cas du PTFE.

Il semblerait que l'évaporation se produit essentiellement au niveau de la ligne de contact ou ligne triple. Par ailleurs, les auteurs pour ces tailles de gouttes testées (inférieures ou supérieures à la longueur capillaire), constatent que la gravité ne semble pas avoir une influence significative pour les volumes étudiés. Par ailleurs grâce à une deuxième méthode utilisant un fluxmètre thermique, une nouvelle analyse est réalisée. Cette méthode thermique fournit une information à la fois sur les transferts de chaleur avant le dépôt de la goutte (régime à vide stationnaire) et sur ceux pendant toute la période d'évaporation de celle-ci c'est-à-dire jusqu'à sa complète disparition. Les auteurs ont pu mettre en évidence l'existence de trois phases : le réchauffement de la goutte, l'évaporation continue et la disparition des dernières traces. Une étude en fonction du volume initial de la goutte a permis de déterminer un gain de transfert de chaleur par rapport à un régime sans goutte. Le gain peut atteindre 25 pour les plus grosses gouttes. Enfin une comparaison des deux méthodes en termes de puissance dissipée montre la validité des mesures thermiques et permet de conclure que les valeurs de densité de flux mesurées par le capteur sont une représentation pertinente de la densité de flux induite par l'évaporation [Grandas et al., 2003]. Une étude numérique a également débuté au laboratoire [Grandas et al., 2005]. L'étude expérimentale a permis de montrer que le processus d'évaporation d'une goutte accrochée ne dépend pas de l'état de surface et de la nature du support. Celui-ci n'intervient que dans l'équilibre initial de la goutte. Le phénomène d'évaporation est similaire quel que soit le niveau de température et la taille initiale de la goutte. Le flux de masse évaporé est une fonction linéaire du rayon transverse maximum de la goutte.

Plus récemment des travaux expérimentaux ont permis d'investiguer l'influence du gaz ambiant et de la pression sur les cinétiques d'évaporation des gouttes [David et al., 2006a, David et al., 2006b]. Les travaux de modélisation ont permis de prédire les cinétiques d'évaporation dans des configurations spécifiques. Cela s'est traduit par le développement d'un modèle pour une goutte sessile. Comme première approche, l'écoulement à l'intérieur et à l'extérieur de la goutte sont négligés. L'évaporation est quasi-stationnaire. Le transfert diffusif de la vapeur dans l'air est analysé dans le cas d'un processus isotherme ou le cas d'un transfert de chaleur par conduction thermique. Les équations de l'énergie et de la concentration, écrites en coordonnées toroïdales et associées à des conditions aux limites appropriées et à l'interface liquide-gaz, sont résolues numériquement par la méthode des volumes finis développée récemment au laboratoire. Le flux massique local et le débit massique total d'évaporation sont alors déduits de ces simulations numériques. Les résultats numériques ont montré que pour ce modèle diffusif et isotherme, le calcul du débit massique total d'évaporation est concordant avec nos résultats et ceux de [Hu and Larson, 2005]. En mode de conduction thermique, la répartition des isothermes dans la goutte est représentée par des lignes horizontales, légèrement courbées à l'interface liquide-gaz. Le voisinage du sommet de la goutte

(encore appelé apex) est caractérisé par des températures plus faibles que celles estimées dans le voisinage de la paroi du support, particulièrement à la ligne triple. La température de la zone froide augmente lors de l'évaporation et sous l'effet d'une plus grande température du support.

Travaux au sein de la communauté scientifique

Le tableau 1.3 regroupe les nombreuses études qui ont été menées sur l'évaporation de gouttelette, la plupart du temps pour mettre en évidence les mécanismes physiques qui régissent la cinétique d'évaporation. La production scientifique dans ce domaine a fortement progressé depuis 1995 et fait toujours l'objet de travaux de nos jours. En effet, l'évaporation de gouttelettes apparaît dans de nombreux processus de fabrication, de dépôt ou dans diverses applications avec transfert de chaleur. Cette même littérature met en évidence que les mécanismes physiques principaux régissant le processus d'évaporation de gouttes sont :

- le transfert de chaleur par conduction dans le substrat,
- le transfert de chaleur par convection induit par les gradients de tension superficielle (effet de Marangoni) et la convection normale due aux gradients de température dans la goutte liquide,
- les interactions moléculaires liquide/substrat au niveau de la rugosité du substrat qui tend à modifier la mouillabilité des gouttes ainsi que la surface de mouillage pour le volume identique de goutte,
- la diffusion massique de vapeur autour de la goutte.

Malgré l'activité importante au regard de la quantité de publication, les mécanismes dominants agissant sur la cinétique d'évaporation de goutte ne sont pas bien compris en raison du fort couplage entre les divers phénomènes. Dans les études d'évaporation de gouttes, deux approches peuvent être distinguées : l'évaporation de gouttes avec ou sans chauffage pariétal [Bernardin et al., 1997, Erbil et al., 2002, Grandas et al., 2004]. L'évaporation de gouttes en atmosphère non saturée et sans surchauffe du substrat fait apparaître que la diffusion massique de la vapeur dans le gaz entourant la gouttelette peut devenir le phénomène limitant de la cinétique d'évaporation. Selon les expériences de [Shahidzadeh-Bonn et al., 2006] un tel phénomène est bien plus prononcé pour les fluides inorganiques que pour l'eau ceci principalement à cause de la différence des densités entre la vapeur et l'air. Dans les cas de gouttes posées sur un substrat chauffé, les interactions entre le liquide et le substrat jouent un rôle fondamental dans la cinétique d'évaporation. Une grande différence de température entre le substrat et le liquide est source d'instabilités thermoconvectives : instabilités induites par Marangoni et les forces de flottabilité. Ces instabilités dépendent en grande partie des propriétés thermophysiques du liquide et du substrat, mais également de la forme de la goutte qui est corrélée avec des interactions de liquide/substrat.

Les études expérimentales regroupées dans le tableau 1.3 tentent d'expliquer le rôle des mécanismes spécifiques à l'évaporation de gouttes. Dans la plupart des dispositifs le volume de la goutte qui est déposée sur le substrat est commandé par une seringue. Les paramètres de la goutte : rayon, taille et angle de contact de la goutte sont habituellement déduits par visualisation en vue de côté à l'aide d'une caméra classique. Ainsi, les comportements de goutte pour différents couples liquide/substrat ont été analysés par plusieurs auteurs [Bernardin et al., 1997, David et al., 2006a] sous différentes conditions expérimentales. Deux modes d'évaporation sont observés : à diamètre de mouillage constant et à angle de mouillage

TABLE 1.3 – Publications liées à l'évaporation de gouttes (plusieurs approches sont regroupées : expériences, simulations numériques ou approches théoriques)

Auteur	Année	Approche	Fluide	Substrat
Boyes	1973	Exp.	Eau sous vapeur saturée	Cuivre ou PTFE
Piknett	1977	Exp.	Methyl acetate	PTFE
Birdi	1989	Exp.	Eau	PTFE
Bourgès-Monnier	1995	Num. et Exp.	Eau, n-decane	PTFE, verre, epoxy
Hegseth	1996	Exp.	Ethanol + particules polystyrène	
Chandra	1996	Exp. et Th.	Eau avec surfactant	Acier
Bernardin	1997	Exp.	Eau	Aluminium
Zhang	2002	Exp.	Huile silicone, Fréon 113, éthanol	Verre anodisé
Erbil	2002	Exp.	n-butanol, toluène, n-nonane, n-octane	
Hu	2002	Num. et Exp.	Eau	Verre
Erbil	2002	Exp.	Butanol, toluène, nonane, octane	PTFE
Panwar	2003	Exp.	Eau	Verre, polycarbonate
Crafton	2004	Exp.	Eau, n-heptane	Cuivre, aluminium
Grandas	2004	Exp.	Eau	PTFE, aluminium
Savino	2004	Exp. et Num.	Huile silicone, hydrocarbures, eau	Métaux
Poulard	2005	Exp. et Num.	Eau, alcanes	SiO ₂
Takata	2005	Exp.	Eau	TiO ₂ , SiO ₂
Frassy	2006	Exp. et Num.	Eau	SiO ₂ , Silane, polycarbonate
David	2007	Exp.	Eau, méthanol, acétone	PTFE, Macor, Ti, Al
Sodtke	2007	Exp. et Th.	Eau sous vapeur saturée	Acier
Tarozzi	2007	Exp.	Eau	Peinture noire sur matériau IR
Starov	2008	Th.	Eau	-
Girard	2008	Num. et Exp.	Eau	Aluminium
Widjaja	2008	Num. et Exp.	Eau	-

Exp. : Travail expérimental ; Num. : Simulations numériques ; Th. : Approche théorique

constant. [Crafton and Black, 2004] a observé que pour une goutte d'eau le rayon de base de la goutte demeure constant pendant l'évaporation, alors que, pour une goutte d'heptane, l'angle de contact demeure constant. D'autres observations globales sur le taux d'évaporation des gouttes (basé sur la variation du volume ou la mesure de poids des gouttes) indiquent une relation linéaire entre le taux d'évaporation et le diamètre de base des gouttes. L'analyse d'un tel résultat laisse supposer que l'évaporation se produit la plupart du temps au niveau de la ligne triple.

Bien que les observations globales soient utiles pour donner une vue d'ensemble des comportements hydrodynamiques et thermiques des gouttes, une telle approche expérimentale n'est pas suffisante pour la modélisation de la dynamique d'évaporation en fonction du couple liquide/substrat choisi. Quelques études expérimentales essaient de donner plus de compréhension du phénomène d'évaporation de gouttes en utilisant des techniques originales. [Hegseth et al., 1996] et [Kang et al., 2003] ont utilisé des techniques optiques du type PIV (Particle Interferometry Velocimetry) pour visualiser les mouvements du fluide à l'intérieur de la goutte en ajoutant des particules de polystyrène dans une goutte d'éthanol. Tandis que [Zhang et al., 2002] ont employé une méthode d'ombroscopie laser. Les études traitant des phénomènes de convection thermogravitaire et thermocapillaire dans une goutte suspendue sous une surface de silicium ont été réalisées en utilisant la thermographie infrarouge par [Savino and Fico, 2004]. La distribution de

la température pariétale au-dessous de la goutte est également déterminée soit en utilisant des cristaux liquides [Sodtke et al., 2007] soit par thermographie infrarouge au travers d'un substrat transparent au rayonnement infrarouge [Tarozzi et al., 2007].

La thermographie infrarouge est généralement utilisée pour effectuer des mesures non-intrusives [Tarozzi et al., 2007], [Savino and Fico, 2004], [Tuckermann et al., 2005], [Wulsten and Lee, 2008]. L'avantage de ces techniques est l'absence de contact qui permet ainsi d'observer le phénomène thermique sans contact mais la difficulté est alors d'interpréter correctement le flux infrarouge mesuré par la caméra en fonction des propriétés radiatives du fluide observé. En effet, l'échantillon liquide peut être semi-transparent dans la gamme spectrale de mesure, rendant difficile la conversion de la luminance mesurée en température de surface. Quelques auteurs [Tartarini et al., 2008], [Tarozzi et al., 2007] choisissent de ne pas observer directement le fluide mais préfèrent observer la face arrière sur laquelle la goutte s'évapore. Le substrat en BaF₂ est enduit d'une peinture émissive opaque, ce qui permet de mesurer sa température de surface qui est également la température de la base de la goutte. Dans d'autres publications, les auteurs observent directement le fluide [Tuckermann et al., 2005, Wulsten and Lee, 2008, Savino and Fico, 2004]. Les auteurs supposent alors l'opacité des divers fluides observés (Eau, éthanol, n-pentane) dans le domaine spectral de longue vague de la caméra (9 à 10 μm) ; ils ont seulement besoin de l'émissivité du liquide pour déduire la température de surface de ce dernier. À notre connaissance, aucun article n'a été édité sur le travail traitant l'observation dans l'infrarouge d'une goutte de liquide semi-transparente dans le domaine spectral de la caméra infrarouge. Les travaux les plus proches sont fait avec des polymères [G.Cuccurullo and Berardi, 2002] où les auteurs essayent de relier la température d'une plaquette semi-transparente et isotherme au signal reçu par la caméra pour traiter également le cas non-isotherme. Enfin, par exemple [Liu, 2000] propose de résoudre le problème inverse du rayonnement et de l'identification simultanée du profil de température et du coefficient d'absorption dans un milieu semi-transparent 1D.

Deux processus sont inclus dans l'évaporation d'une goutte : la diffusion des molécules dans l'air depuis la surface de la goutte et l'écoulement du liquide à l'intérieur de la goutte pour l'amener jusqu'à l'interface liquide-vapeur [Fang et al., 2005]. A la frontière entre ces deux phénomènes physiques, l'angle de contact solide-liquide joue un rôle important dans le taux d'évaporation [Chandra et al., 1996]. La diminution de l'angle de contact augmente la surface de contact entre la gouttelette et la surface pleine, et réduit également l'épaisseur de goutte, augmentant la contribution de la conduction thermique du substrat vers la goutte. Les deux effets augmentent le taux d'évaporation. Pour les gouttes de diamètre de contact constant (pinned drops), il a été expérimentalement observé que le volume diminue linéairement avec le temps [Schonfeld et al., 2008]. [Dunn et al., 2008] a proposé un modèle analytique pour l'évaporation de goutte prenant en compte une diffusion quasi-stationnaire d'une goutte sessile axisymétrique de faible dimension pour un liquide avec une ligne de contact fixe (pinned drop). Il généralise le modèle théorique proposé par [Deegan et al., 2000] pour inclure l'effet du refroidissement par évaporation à la surface libre de la goutte ; il inclut également la dépendance du coefficient de diffusion de vapeur en fonction de la pression atmosphérique. Le modèle prédit correctement la dépendance expérimentalement observée du taux d'évaporation pour les conductivités thermiques du liquide et du substrat pris en compte et pour la pression atmosphérique étudiée.

Du point de vue de la modélisation, globalement peu d'auteurs détaillent leur modèle. Un modèle numérique axisymétrique a été développé par [Ruiz and Black, 2002] pour simuler l'évaporation de gouttes d'eau déposées et prend en compte l'évaporation sur la surface et la convection du liquide dans la goutte

due aux forces de Marangoni. La circulation du liquide suggère un plus grand taux d'évaporation que les modèles précédents et prévoit un changement de volume linéaire en fonction du temps. Les simulations qui incluent la convection dans le liquide indiquent que le champ d'écoulement a un effet substantiel sur la distribution de la température dans la goutte. Le flux de masse à l'interface libre est très différent du flux prévu par un modèle basé sur la conduction pure dans la goutte.

Le point essentiel qui ressort des études récentes est le fort engouement pour les traitements de surface par nanostructuration et/ou nanodéposition. Comme cela a été montré précédemment, la dynamique d'évaporation est fortement conditionnée par l'angle de mouillage statique et dynamique. La maîtrise de cet angle de mouillage au travers de nanoprocédés de structuration de surface permet de modifier sensiblement le diamètre de détachement des bulles ou l'angle de croissance des bulles de vapeur depuis leur site de nucléation. Que ce soit pour des applications en évaporation ou en ébullition, le contrôle du mouillage est le point clé qui fera probablement l'objet à l'avenir de nombreuses études publiées. [Phan et al., 2009] ont récemment montré au travers d'une série de nanodéposition l'influence du type de traitement sur l'angle de mouillage. La figure 1.15 montre clairement les différents angles de mouillage. Une goutte d'eau déposée sur une surface en acier non traité engendre un angle de mouillage de 85° . Aux extrêmes, un traitement avec dépôt de SiO_x permet à la goutte de mouiller cette même surface avec un angle de 22° alors qu'un traitement avec nanodéposition de PTFE permet de fortement réduire la mouillabilité permettant d'obtenir un angle de mouillage de 112° . L'étude publiée par [Phan et al., 2009] fait ressortir les points suivants :

- pour les surfaces à la base déjà mouillantes (hydrophiliques), l'augmentation de la mouillabilité augmente la taille des bulles au détachement du site de nucléation et réduit la fréquence d'émission des bulles,
- pour les surfaces à la base non mouillages (hydrophobiques), le déclenchement de l'ébullition est obtenu pour des surchauffes pariétale plus faibles,
- les meilleurs coefficients d'échange sont obtenus pour les surfaces ayant des angles de mouillage de bulle proche de 0° ou de 90° .

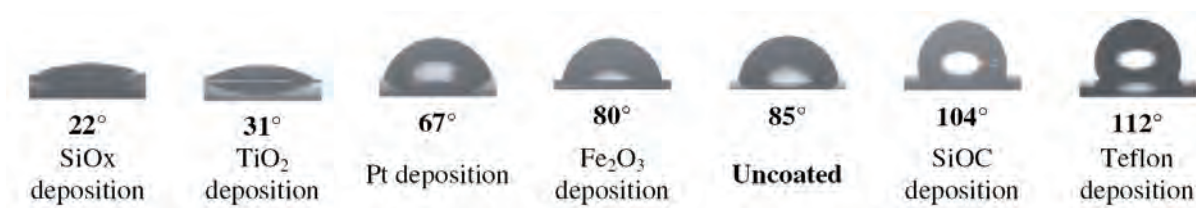


FIGURE 1.15 – Angle de contact statique de gouttes d'eau de $2 \mu\text{l}$ sur une surface en acier avec ou sans dépôt de nanoparticules [Phan et al., 2009]

1.2.3 Positionnement des travaux réalisés

Un an après ma soutenance de thèse, Laura Grandas a soutenu sa thèse de doctorat sur l'évaporation de gouttes d'eau sur des substrats chauffés en aluminium et en téflon (PTFE). Ses travaux constituent les premiers effectués au laboratoire sur ce sujet [Grandas, 2004]. En Juillet 2005, à l'occasion du 1^{er}

comité mixte France-Chine sur la microgravité, Bernard Zappoli (CNES/DSP) nous a présenté au Pr. Qui-Sheng LIU du laboratoire National de Microgravité de l'Académie des Sciences de Chine à Pékin afin d'envisager une collaboration scientifique sur le long terme sur ce sujet commun que les laboratoires étudient. L'équipe du professeur LIU dispose de larges compétences en modélisation numérique. Nos deux laboratoires se sont donc naturellement rapprochés afin de proposer une étude commune à long terme sur l'évaporation de gouttes en microgravité. Parmi les thématiques scientifiques représentées lors de ce 1^{er} comité scientifique France-Chine, deux ont été choisies par les deux agences spatiales (CNES et CNSA : Chinese National Space Agency) pour faire l'objet d'un instrument scientifique développé par la partie française et qui sera inséré dans le satellite scientifique SJ-10 avec un lancement prévu en 2011. C'est le cadre du programme de recherche IMPACHT (Interphase Microgravity PhAse Change Heat Transfer) autour duquel j'ai construit l'ensemble de ce qui est à ce jour nos activités sur l'évaporation de gouttes.

L'état de l'art en 2005 faisait déjà apparaître le peu d'information sur les mouvements convectifs internes à une goutte en évaporation. Les seules informations sur ce point provenaient des simulations numériques souvent 2D-stationnaire axisymétrique. Quelques essais en μ -PIV ont bien été tentés mais les conclusions n'ont pas permis de conclure sur la présence de cellules thermo-convectives. Les conclusions qui nous ont permis de définir l'orientation de l'instrument IMPACHT ont donc été les suivantes :

- La littérature relie le débit d'évaporation linéairement au périmètre de mouillage, néanmoins aucun modèle dans la littérature ne prend en compte la présence de cellules thermo-convectives que ce soit sous gravité terrestre ou sous gravité réduite. Or avec les mesures expérimentales, il apparaît clair que la dynamique d'évaporation d'une goutte comporte plusieurs phases avec la mise en place des cellules thermoconvectives, puis la disparition de ces cellules quand l'épaisseur de la goutte ne permet plus leur évolution, il y a alors passage à un mode d'évaporation en film avec une nette diminution du débit d'évaporation. Cette épaisseur critique de goutte reste encore à ce jour non modélisée.
- Le phénomène d'évaporation est fortement conditionné par le diamètre de mouillage et l'angle de mouillage des gouttes créées, or actuellement, il est possible de prédire un angle de mouillage pour un jeu de conditions à $\pm 10^\circ$ près, la répétabilité des mesures fait apparaître de grandes difficultés à contrôler la mouillabilité. Un modèle de base comme celui de Young-Laplace prenant en compte les effets de pesanteur et de tension de surface n'est pas fidèle aux mesures expérimentales dans beaucoup de situations. Les écarts ont dans un premier temps été attribués à l'angle d'avancé et de reculé, puis après avoir écarté ce point, les études actuelles se focalisent sur les interactions physico-chimiques entre le substrat et le fluide.

Le développement d'un instrument pour un fonctionnement dans un satellite scientifique requiert un grand nombre d'expériences au sol de validation afin de lever les verrous scientifiques et technologiques. Dans le cadre d'IMPACHT, nous désirons quantifier l'évaporation de gouttes posées sur des substrats en Téflon, mais également visualiser en infrarouge les mouvements thermocapillaires induits par l'effet Marangoni. Suite à la revue de faisabilité (phase 0) plusieurs aspects scientifiques de l'étude font l'objet d'expériences qui ont été développées au laboratoire ou en microgravité en parallèle des thématiques fondamentales. C'est donc dans ces directions que j'ai orienté mes activités de recherche sur l'évaporation de gouttes :

- visualiser l'évaporation de liquides semi-transparents afin de remonter au champs de température interne par méthodes inverses.
- établir des modèles prédictifs de l'angle de mouillage prenant en compte les interactions physico-chimiques en supprimant la gravité.
- étudier la dynamique de création de gouttes posées en microgravité, la méthode de création des gouttes conditionnant fortement le développement instrumental d'IMPACTH.

Ci-après je développe chacune des pistes que nous avons choisit d'explorer :

Thermographie infrarouge de gouttes en évaporation

Début 2007, le laboratoire s'est doté d'une seconde caméra infrarouge dédiée pour la recherche (FLIR SC6000) permettant d'atteindre une résolution spatiale de $10 \mu\text{m}$ et une sensibilité thermique de 25 mK. Cette résolution spatiale et cette sensibilité thermique permettent de visualiser des phénomènes à température ambiante tels que les cellules thermoconvections dans un film de liquide en évaporation (Fig. 1.16).

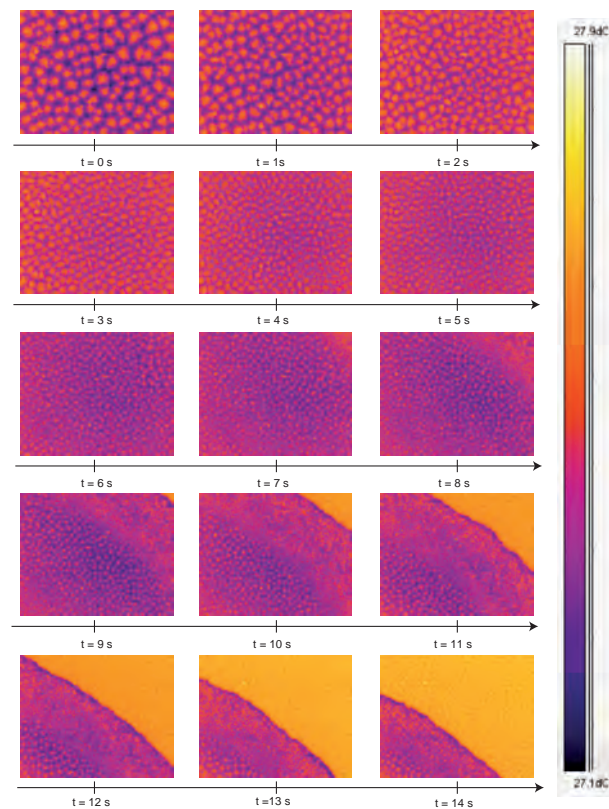


FIGURE 1.16 – Cellule thermoconvective au sein d'un film de 1 mm d'épaisseur de FC-72 en évaporation sur du Téflon à température ambiante. L'épaisseur du film diminue dans le temps, la taille des cellules fait de même puis la surface finalement s'assèche. Les cellules disparaissent complètement pour une épaisseur critique [$T_{room} = 28 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{substrate} = 28 \text{ }^\circ\text{C}$]

Cette caméra nous a permis de réaliser des visualisations de gouttes avec une résolution spatiale suffisante pour quantifier la convection thermogravitaire au sein de goutte. Le fluide utilisé devant être volatil et semi-transparent notre choix s'est orienté vers l'éthanol pur à 99.9% qui dans la bande spectrale 3 à 5 μm à une transmittivité intermédiaire avec 60.6 % pour 0.5 mm d'épaisseur et 85.9 % pour 1 mm d'épaisseur de fluide traversé. Le flux total parvenant à la caméra est donc composé en partie du flux provenant de la surface chauffante avec également le flux émis par les couches successives d'éthanol qui constituent la goutte. Nous avons mis en évidence la non linéarité du flux transmis à la goutte lors de son évaporation et relié la présence de cellules thermoconvectives à une plage bien spécifique du flux transmis à la goutte. La disparition des cellules thermoconvectives a également été associée à une forte réduction du flux transmis à la goutte. La thermographie infrarouge nous a permis de mettre en évidence la décroissance linéaire du nombre de cellule thermoconvective dans les gouttes ce qui se traduit par une décroissance également linéaire du flux de chaleur transféré.

Les deux modes principaux d'évaporation qui sont présents dans la littérature sont le chauffage des gouttes à température constante et à flux de chaleur transféré constant. Les différences observables entre ces deux modes d'évaporation font l'objet d'une étude en cours pour fournir des données expérimentales aux modèles théoriques et numériques. Le chauffage à flux constant est peu utilisé expérimentalement car il impose directement le temps d'évaporation, néanmoins ce type de chauffage de goutte permet également le développement de cellules thermoconvectives mais pour des conditions bien différentes qui sont détaillées dans le chapitre 2.

Notre travail dans le domaine de la visualisation infrarouge nécessitera l'implication des méthodes inverses en conduction et convection thermique, si l'on désire obtenir les champs de températures et les structures d'écoulements qui se développent au sein des gouttes. Pour cela nous avons proposé une étude dans le cadre des appels d'offre ANR Jeunes Chercheurs - Jeunes Chercheuses en 2008 et en 2009 visant avec des approches complémentaires à modéliser l'écoulement thermogravitaire dans une goutte. Les données obtenues par la caméra infrarouge alimentent un modèle inverse qui fournit le champ de température et de vitesse dans la goutte satisfaisant aux équations de Navier-Stokes.

Mouillabilité de gouttes non chauffées en microgravité

Une collaboration avec l'Université de Technologie du Queensland (QUT : Queensland University of Technology) a été lancée en 2007 avec le Pr. Ted Steinberg qui dispose à Brisbane d'un outil d'accès à la microgravité complémentaire des vols paraboliques, la tour de chute libre que Ted Steinberg a mis au point permet de réaliser des expériences en microgravité d'une durée typique de 2s avec des niveaux de microgravité de $10^{-4}g$. Il est possible de réaliser environ 12 expériences par jour, tous les jours de l'année. Cet outil est donc complémentaire des vols paraboliques qui permettent d'atteindre 20s de microgravité mais a un niveau de $5.10^{-2}g$ soit 500 plus élevé qu'en tour de chute libre. Les expériences qui ont été développées en collaboration avec Ted Steinberg visent à approfondir les connaissances sur la mouillabilité en supprimant le facteur gravité. En effet, l'équilibre d'une goutte sur Terre est principalement dominé par la gravité car il faut atteindre des diamètres de gouttelettes inférieures à 0.3 mm par exemple pour l'eau (de longueur capillaire 3 mm sous 1g) pour négliger les effets de pesanteur. Les gouttes millimétriques auront donc une forme régie par le champs de pesanteur.

Les expériences que nous avons réalisées en microgravité mettent en évidence une nette différence sur

l'angle de contact de goutte créée en microgravité comparées à des gouttes créées sous gravité terrestre puis placées en microgravité. Les écarts sur les angles de mouillage peuvent atteindre pour l'eau jusqu'à 12° . Plusieurs phénomènes physiques peuvent expliquer ce comportement, nous nous focalisons avec Ted Steinberg dans le cadre du stage de MASTER de Antoine Diana et de sa thèse de doctorat (dont le démarrage est prévu en janvier 2010) sur la mise en évidence expérimentale de l'influence de la rugosité de l'emprisonnement de gaz sous la goutte. En effet, une goutte déposée sur une surface en présence de gravité qui va recouvrir le substrat en emprisonnant du gaz partant du principe que toutes les surfaces pratiques ont des rugosités non nulles. Les expériences réalisées visent à étudier pour différents couples : eau pure filtrée et déionisée ou éthanol à 99 % et des substrats de nature différente à rugosité contrôlée, l'angle de mouillage et la surface de mouillage de gouttes. Les substrats seront recouverts de dépôts métalliques nanostructurées de façon à imposer une rugosité mais pour créer des cavités artificielles. Des surfaces nanostructurées sont déjà utilisées pour réduire la mouillabilité dans le cas de verre industriels.

En parallèle de ces expériences en tour de chute libre, des essais ont été effectués lors d'une campagne de vols paraboliques en Octobre 2008 afin d'obtenir des angles de mouillages de goutte en microgravité ayant subis des contraintes mécaniques préalables. Les phénomènes d'hystérésis sont bien connus pour altérer l'angle de mouillage d'une goutte posée sur Terre. L'objet a donc été de procéder par deux moyens technologiques différents aux mêmes expériences avec le même fluide et le même substrat dans les mêmes conditions. Les expériences réalisées en tour de chute libre permettent un accès direct à la microgravité alors que les expériences en vols paraboliques passent par une période de surgravité pendant 20s (1.8g pendant 10s puis 1.5g pendant 10s). La conséquence est le comportement de la goutte d'eau sur PFTE qui au passage en microgravité va se rétracter lui permettant ainsi de conserver un angle de mouillage proche alors qu'en vol paraboliques les angles de mouillage observés chute de 15° entre 1g et la microgravité. L'explication fournie réside dans la phase intermédiaire d'hypergravité qui provoque un étalement de la goutte avec un nouvel angle de mouillage qui est celui d'avancé ; lors du passage en microgravité, la surface de mouillage déjà étalée ne se rétracte pas contrairement au cas en tour de chute où l'angle de mouillage est un angle statique avec une goutte en équilibre parfait.

Création de gouttes posées et évaporation en microgravité

La formation de gouttes posée en microgravité est en elle-même un verrou technologique qu'il a fallu lever par des expériences en vols paraboliques afin de fournir les gammes de débit massiques d'injection qui seront utilisés lors de l'expérience IMPACT. Le temps total d'expérimentation disponible est de 30 heures réparties sur 15 jours par séquences de 8 heures. Le temps d'évaporation est le premier temps qui intervient dans le budget temporel, le second est le temps de nettoyage puis vient le temps de formation des gouttes. Si le débit massique d'injection des gouttes est trop important, nous avons montré que l'on peut former des jets et/ou déformer les gouttes. Ce paramètre dépend donc de la longueur capillaire du fluide et fait l'objet d'une section au chapitre 2. Si le débit massique liquide utilisé pour former les gouttes est trop petit le liquide s'évapore alors que la goutte ne sera pas complètement formée et les conditions aux limites ne sont plus celles d'une expérience avec une atmosphère sèche pour phase vapeur. Les expériences que nous avons réalisées nous ont permis de mettre en évidence des comportements bien particuliers en microgravité que nous pourrions transposer pour l'instrument IMPACT. Aucune étude de la littérature n'existe en ce qui concerne la création de goutte posée en microgravité ; le couple liquide/substrat a été utilisé pour les expériences en satellite scientifique étant très restreint du fait des contraintes techniques, une complète maîtrise d'expérience est nécessaire.

2

Synthèse des travaux réalisés

Sommaire

2.1	Thématique : Ébullition convective	43
2.1.1	Analyse locale des transferts par méthodes inverses	43
2.1.2	Analyse locale de la nucléation en cellule de Hele-Shaw	55
2.1.3	Instabilités de confinement et démouillage par chauffage direct	62
2.2	Thématique : Évaporation de gouttes	68
2.2.1	Formation de gouttes en microgravité	69
2.2.2	Gouttes soumises à la convection thermogravitaire	77
2.2.3	Angle de contact de gouttes en microgravité	83

Préambule

Je présente, dans cette section, plus en détails les activités de recherche développées de 2004 à aujourd'hui sur mes deux thématiques principales : l'ébullition convective et l'évaporation de gouttes. Il s'agit ici d'avoir une vision un peu plus précise des travaux effectués ainsi que des résultats obtenus. L'activité : ébullition convective a fait l'objet de 3 thèses distinctes soutenues en 2009. L'activité : évaporation de gouttes est elle la plus récente et fait l'objet de 2 thèses qui vont démarrer en octobre 2009 : une thèse ministérielle sur la dynamique de l'évaporation de goutte et une thèse financée par l'Université Technologique du Queensland à Brisbane (QUT) sur l'influence de la structuration de surface sur la mouillabilité. La plupart des travaux présentés ci-dessous ont fait l'objet de publications (articles et communications), les sujets plus récents comme par exemple sur l'évaporation de gouttes font l'objet de publications acceptées, soumises ou en rédaction.

2.1 Thématique : Ébullition convective

Deux outils sont utilisés afin d'analyser les transferts : les méthodes inverses en conduction de la chaleur et la microgravité. Le premier outil permet une analyse locale des transferts sans être intrusif tandis que le deuxième outil permet d'augmenter le confinement sans toucher à l'instrument et la taille géométrique. Ce dernier outil permet également de supprimer la gravité et donc les effets gravitaires souvent dominants pour laisser la place aux effets thermocapillaires et/ou thermosolutales.

2.1.1 Analyse locale des transferts par méthodes inverses

L'objectif des travaux effectués dans le cadre de la thèse de Sébastien Luciani ont été de fournir des connaissances de base sur les systèmes de refroidissement diphasique au sein de canaux micrométriques fonctionnant en microgravité pour des applications telles que les satellites de communication où les stations spatiales habitées. Des campagnes de vols paraboliques ont été effectuées à bord de l'A300 Zéro-G (Bordeaux) afin de pouvoir évaluer l'influence de la gravité sur des écoulements diphasiques en minicanaux et pour quantifier les phénomènes qui interviennent pendant l'ébullition convective. Les activités expérimentales couvrent les principales problématiques liées à cette thématique : flux critique, interface liquide-vapeur, transferts de chaleur.

Comprendre le comportement de ces fluides en absence de gravité est d'un grand intérêt pour la recherche fondamentale mais également pour l'industrie spatiale. En effet, si les résultats expérimentaux montrent que la gravité a une influence significative sur les transferts de chaleur, les activités industrielles seront très importantes en particulier en termes de construction/rentabilité des appareils (évacuation plus facile de la chaleur pour des systèmes de plus en plus petits). C'est notamment la tendance actuelle qui vise à diminuer la taille des équipements par la réduction des diamètres hydrauliques. Pour bien appréhender ces phénomènes, une analyse locale des écoulements et des transferts thermiques doit être réalisée avec une instrumentation non intrusive couplée à une analyse inverse du problème. Ceci afin de remonter aux grandeurs locales qui sont la température surfacique et le flux local au niveau de la surface d'échange.

L'utilisation de méthodes inverses est indispensable dans notre configuration puisqu'il est impossible de placer un capteur de mesure à la surface des minicanaux étudiés sans perturber l'écoulement établi. Il a été ainsi possible de comparer les résultats du coefficient d'échange avec des lois types "écoulements

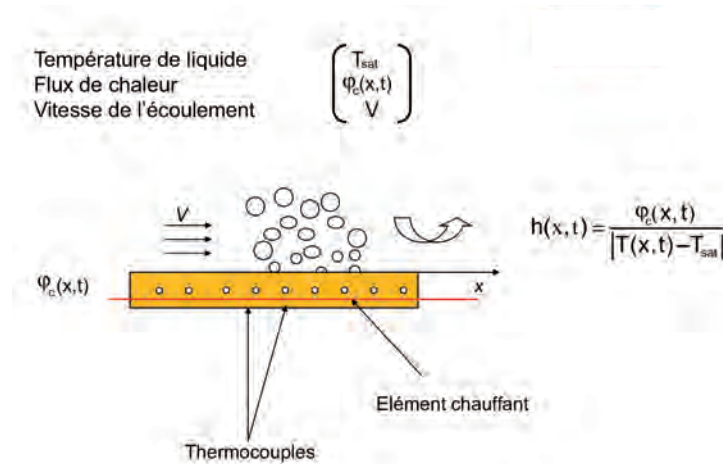


FIGURE 2.1 – Schéma d'estimation des conditions limites inconnues dans le minicanal soumis à l'ébullition convective

à bulles" ou "écoulements à bouchons" et de voir si oui ou non ils correspondent à des régimes nouveaux suivant le paramètre g . Le problème inverse traite ici de l'estimation de ces grandeurs le long du minicanal. Il consiste dans notre configuration à inverser des mesures expérimentales provenant de thermocouples afin d'estimer la densité de flux surfacique et la température de surface dans un microcanal chauffé. Cette méthode nous permet ainsi de calculer le coefficient d'ébullition local h associé, connaissant la température de saturation du fluide (T_{sat}). Afin de bien comprendre les phénomènes liés aux écoulements diphasiques au sein de si petites géométries, nous avons développé une méthode qui est basée sur l'estimation de conditions limites inconnues. L'aspect novateur de cette thèse réside donc dans l'introduction de cette méthode inverse. L'estimation de ce coefficient d'échange est un problème inverse de conduction de la chaleur (PICC) [J.V. Beck, 1985], où l'on cherche à connaître des conditions limites inconnues dans un emplacement donné du système : ici le minicanal. La méthode est basée sur la méthode des éléments de frontière (BEM, Boundary Element Method) [Brebbia and Wrobel, 1984], et utilisée au laboratoire pour la résolution des problèmes inverses [LeNiliot, 2002]. Deux méthodes sont possibles : 1) estimer le coefficient de chaleur $h(s)$, s étant l'abscisse curviligne du minicanal, 2) estimer la température surfacique (T_{surf}) et la densité de flux locales ($\phi_{surface}$) le long du minicanal, et en déduire le coefficient h tel que :

$$h(s) = \frac{\phi(s)}{T_{surf}(s) - T_{sat}} \quad (2.1)$$

Le dispositif expérimental embarqué

Un canal est chauffé par face arrière, traversé par un fluide en écoulement. Le dispositif est composé de plusieurs parties : les canaux instrumentés, un condenseur à effet Peltier, un pousse seringue médical (Harvard Apparatus 2000). Le fluide est injecté dans une direction perpendiculaire à l'écoulement et le fluide est chauffé par 5 fils de chauffage situés sous les minicanaux. Pour ce qui concerne la plaque extérieure au-dessus du minicanal, nous utilisons du polycarbonate pour assurer un état adiabatique. Ainsi élaboré, ce dispositif permet de contrôler les paramètres relatifs au chauffage et au fluide (température d'entrée dans le canal, flux de chaleur en face arrière, débit volumique en entrée de canal). Les cellules

d'essai sont rectangulaires de différentes dimensions. Les canaux sont gravés dans des plaques d'inconel qui sont ensuite recouvertes de plaques de polycarbonate. Des fils chauffants noyés dans une semelle de ciment assurent un chauffage de la face arrière du canal tandis que les visualisations rapides des structures d'écoulements diphasiques sont réalisées par la face avant transparente. L'instrumentation est basée sur l'acquisition simultanée des pressions et températures. On relève les paramètres du fluide en écoulement à différents niveaux du canal. Les μ -thermocouples sont positionnés sous la surface et permettent de remonter à la température et au flux de chaleur pariétal. Le chauffage est réalisé avec des fils chauffants noyés dans une semelle en ciment. La visualisation est réalisée au travers de la face avant transparente avec une caméra rapide. Le fluide dans la boucle est chauffé afin d'obtenir une ébullition nucléée pendant quelques minutes pour éliminer les incondensables. Les expériences sont réalisées suivant la procédure suivante : pour un débit massique du fluide à l'entrée du canal et une puissance de chauffe fixés, les températures dans le solide chauffant sont acquises en permanence à basse fréquence (1 Hz), les pressions et température du fluide sont elles acquises à haute fréquence (200 Hz). Parallèlement aux mesures de pressions et de températures, l'acquisition vidéo rapide de l'écoulement est réalisée aussi bien à 1.8g qu'en microgravité. Cette procédure est répétée pour chaque débit d'entrée de canal. Un post-traitement est réalisé sur l'ensemble des données acquises après avoir identifié la plage stationnaire de chaque condition opératoire (débit fluide, puissance de chauffe).



FIGURE 2.2 – Dispositif expérimental ABIMM utilisé pour les campagnes de vols paraboliques

Le rack présenté sur la figure 2.2 est construit autour d'une enceinte de confinement au sein de laquelle ont lieu les expériences d'ébullition convective. L'expérience embarquée - ABIMM (Advanced Boiling Investigation in Minichannels under Microgravity) est composée de plusieurs parties : les canaux instrumentés (où ont lieu les échanges thermiques), un condenseur à effet Peltier (cycle conçu pour récupérer la phase vapeur du fluide et la transformer en phase liquide) et un pousse seringue (pour injecter le fluide dans le minicanal). Ainsi élaboré, ce dispositif permet de contrôler les paramètres relatifs au chauffage et au fluide (température d'entrée dans le canal, flux de chaleur en face arrière, débit volumique en entrée de canal).

Pour des raisons de sécurité, l'expérience est insérée dans une enceinte de confinement (Fig. 2.3) afin d'éviter toute fuite de liquide pendant la phase de microgravité. Des mesures de la température et de pression sont de manière permanente acquises selon la dynamique des phénomènes observés. La puissance de chauffage est intensifiée quand une nouvelle expérience est étudiée. Toutes les données acquises sont post-traitées. Le titre de vapeur, la chute de pression et la surchauffe locale sont déduites expérimentalement. Les variations des paramètres sont alors analysées (la température et pression). Dans notre expérience, le support est divisé en 4 secteurs : l'enceinte de confinement, la zone matérielle de stockage, la zone de visualisation et la zone de commande de la boucle fluide.

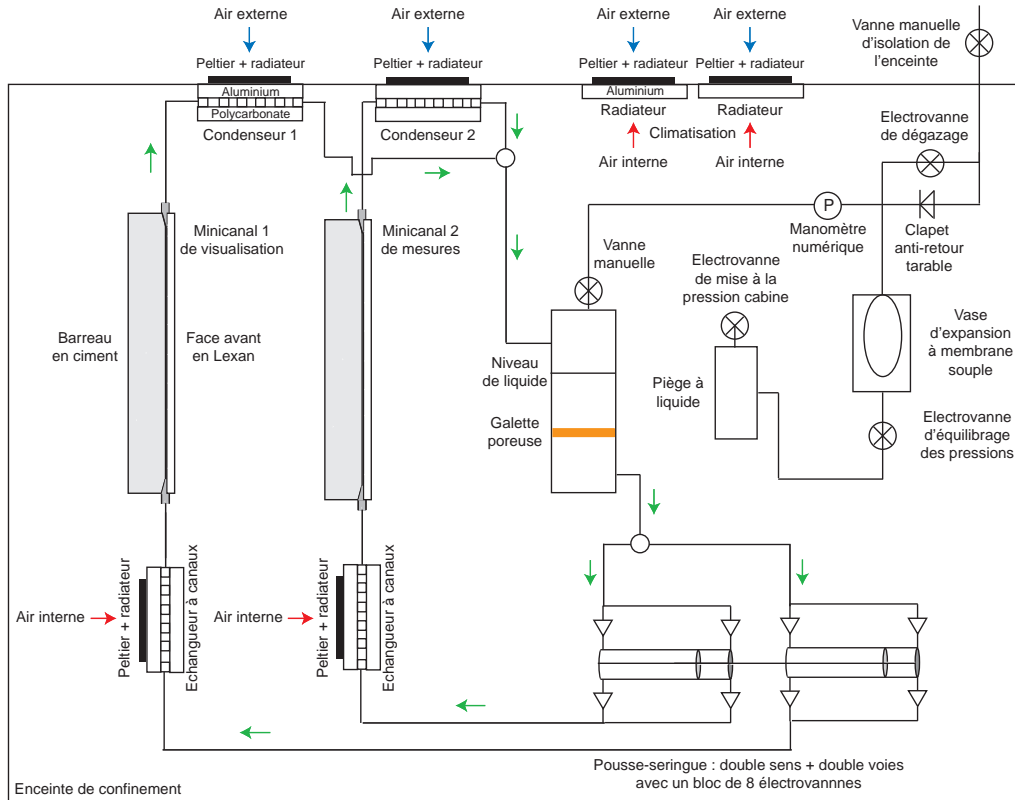


FIGURE 2.3 – Principe de la boucle expérimentale présente au sein de l'enceinte de confinement

Le fluide dans la boucle est chauffé afin d'obtenir une ébullition nucléée pendant quelques minutes pour éliminer les incondensables. La procédure est la suivante : pour un débit massique du fluide à l'entrée du canal et une puissance de chauffe fixés, les températures dans le solide chauffant sont acquises en permanence à basse fréquence (1 Hz), les pressions et températures du fluide sont elles acquises à haute fréquence (200 Hz). Parallèlement, l'acquisition vidéo rapide de l'écoulement est réalisée aussi bien à 1.8g qu'en microgravité. Cette procédure est répétée pour chaque débit d'entrée de canal. Un post-traitement est réalisé sur l'ensemble des données acquises. Il s'agira de réaliser plusieurs expériences dans lesquelles les principaux paramètres conditionnant les écoulements et les transferts de chaleur en ébullition convective seront modifiés. Ainsi pour chaque parabole, nous imposerons un flux de chaleur pariétal et un débit de fluide. Ceci permettra de connaître le comportement de l'ébullition convective pour trois niveaux de gravité (μg , 1g et 1.8g).

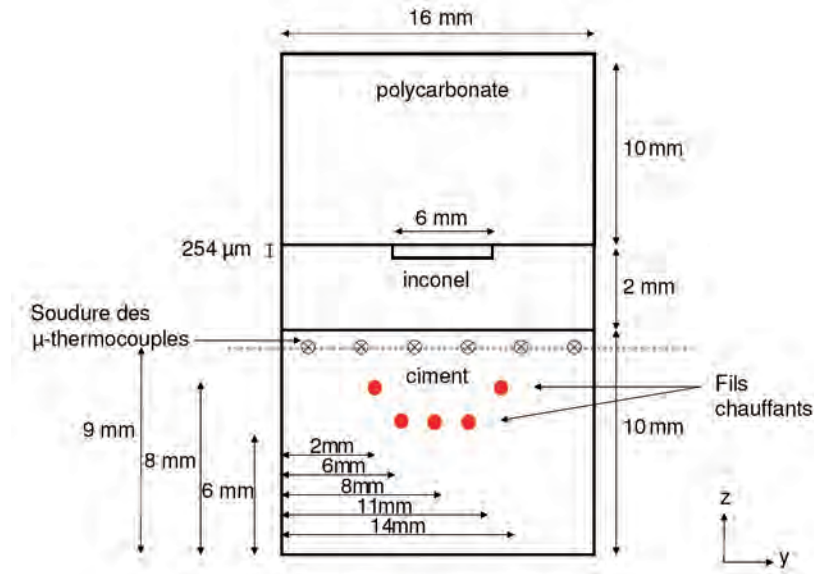


FIGURE 2.4 – Vue de coupe des barreaux utilisés avec la position des source linéïques et des μ -thermocouples

Nous présentons les résultats obtenus pour le minicanal : $D_h = 0.49$ mm testé pendant les vols paraboliques. Le dispositif expérimental est modélisé par un barreau rectangulaire composé de trois matériaux ; une couche de polycarbonate ($\lambda = 0.2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) qui sert d'isolant, une semelle de ciment ($\lambda = 0.83 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) instrumenté par 21 thermocouples et au milieu une plaque d'inconel ($\lambda = 10.8 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) dans lequel est gravé le minicanal. L'acquisition des pressions et des températures s'effectue simultanément à différents niveaux du canal où s'écoule le fluide. Le minicanal (50 mm de long, 6 mm de large et $200 \mu\text{m}$ de haut) est gravé sur une plaque d'inconel centré sur la face supérieure. On utilise deux barreaux : un pour la visualisation, ce canal sert principalement à l'observation de l'écoulement ainsi qu'à la formation des bulles selon les différents régimes de gravité. Il permet ainsi d'avoir une étude qualitative des phénomènes mis en jeu ; un autre pour l'instrumentation. Ce canal est instrumenté par 21 thermocouples qui permettent l'acquisition des températures en temps réels ainsi que par 10 capteurs de pression. Il permet, couplé au calcul inverse, de quantifier les phénomènes physiques. Au dessus du canal, nous disposons d'une série de capteurs de températures et de pression et à l'intérieur du barreau en ciment, 5 fils chauffants fournissent une puissance de 11 W. Enfin, 21 thermocouples (de type Chromel-Alumel, diamètre $140 \mu\text{m}$) sont situés à une hauteur de 9 mm soit à 1 mm de la plaque d'inconel et également répartis dans le sens de la longueur.

Synthèse des résultats expérimentaux

Dans cette partie, les résultats sont synthétisés et présentés à la fois du point de vue de l'hydrodynamique avec les structures d'écoulement mais également du point de vue des transferts thermiques avec les résultats issus des méthodes inverses. Des configurations typiques sont présentées et détaillées en analysant localement le couplage entre l'hydrodynamique et les transferts thermiques lors du changement de phase.

Plusieurs capteurs de pression sont présents au sein de la boucle afin d'accéder aux pressions locales dans les minicanaux pour également déterminer la perte de pression totale de l'écoulement. Un capteur de pression absolu est connecté au réservoir tampon pour connaître la température de saturation du liquide. Sur la figure 2.5, nous présentons une évolution type de la perte de pression durant une parabole pour des minicanaux de 0.49 mm de diamètre hydraulique ($0.254 \times 6 \times 50 \text{ mm}^3$). Les conditions sont : un flux de chaleur constant égal à 32 kW.m^{-2} soit 3.2 W.cm^{-2} , un débit massique de liquide de $1.9 \cdot 10^{-4} \text{ kg/s}$ soit 0.19 g/s . Pour un débit massique de 0.38 g/s le fluide entre dans le minicanal avec un nombre de Reynolds de 257 et sort avec un titre vapeur de 14%. Pour un débit massique de 0.08 g/s , le fluide sort avec un titre de 87% à une vitesse moyenne de 0.47 m/s (estimée avec un modèle de vitesse de glissement entre phase décrit plus bas). Pour ces dernières conditions, le nombre de Reynolds de l'écoulement de sortie est de 18 donc l'écoulement est toujours laminaire. Sous une gravité normale (1g) la perte de pression est constante égale à 2770 Pa. La phase d'hypergravité commence et la perte de pression augmente jusqu'à 4070 Pa pendant toute la période à 1.8g pour chuter à 1010 Pa durant la phase de microgravité. La seconde phase de microgravité n'est pas étudiée car le niveau de gravité fluctue fortement comme on peut le constater sur la figure 2.5.

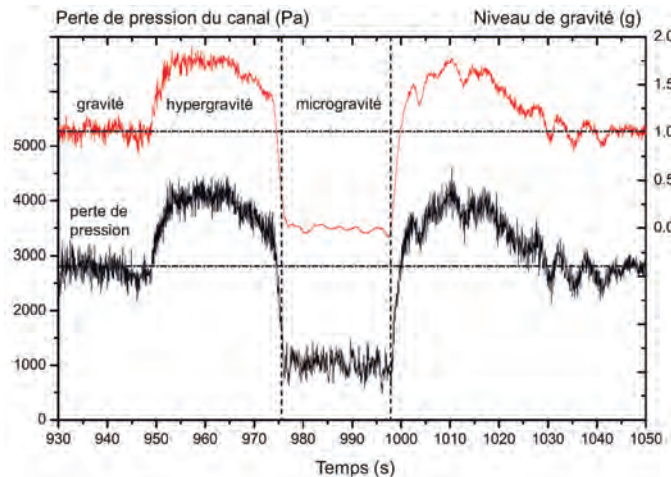


FIGURE 2.5 – Evolutions simultanées de la perte de pression et du niveau de gravité ($Q_w = 32 \text{ kW.m}^{-2}$ et $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$)

Sur la figure 2.6, on présente la perte de pression uniquement par frottement entre phase obtenue en partant de la pression totale mesurée expérimentalement. On soustrait la pression gravité et la pression par glissement entre phase en présence de gravité est donnée par [Chisholm, 1972] ce qui est une première étape de l'analyse des résultats. L'étape suivante étant d'utiliser les résultats de l'analyse du taux de vide de nos écoulements afin de déterminer notre corrélation sur ce dernier. Cette perte de pression n'est pas mathématiquement reliée à la gravité. Cependant, la perte de pression par frottement augmente linéairement avec le nombre de Reynolds liquide en entrée. Cette perte de pression par frottement est composée de trois contributions : le frottement du liquide, le frottement de la vapeur et le frottement entre phase. Seule cette dernière contribution est fonction de la structure de l'écoulement et peut être reliée à la gravité. Sur la figure 2.6, le flux de chaleur fournit est constant, le nombre de Reynolds augmentent linéairement, la perte de pression par frottement augmente également linéairement. Cette figure met en évidence une influence de la gravité sur la perte de pression par frottement : plus la gravité est importante

plus la perte de pression l'est. En phase de microgravité, alors que le frottement entre phase est nul, il subsiste une perte de pression par frottement qui croît linéairement avec le débit massique. La figure 2.6 met de plus en évidence que les pentes de lignes de perte de pression suivent une variation linéaire avec la gravité.

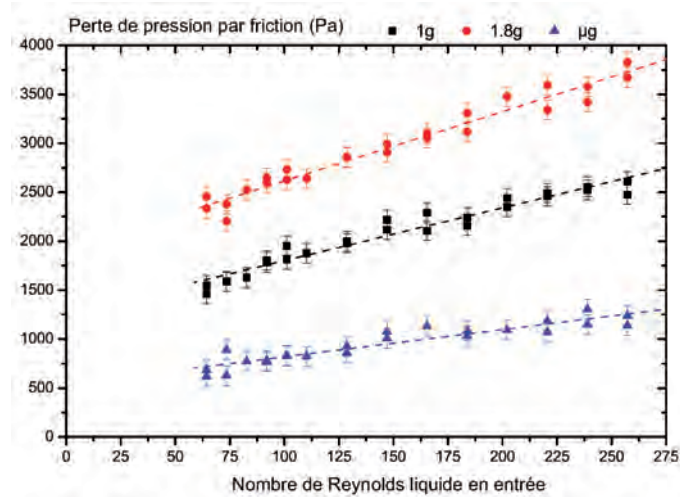


FIGURE 2.6 – Perte de pression par frottement diphasique uniquement ($Q_w = 32 \text{ kW.m}^{-2}$ et $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$)

Pour tirer des conclusions d'autres niveaux de gravité seraient nécessaires. Si la perte de pression est influencée par le niveau de gravité alors cela indique que la structure de l'écoulement doit l'être également ; plus particulièrement les phénomènes aux interfaces (diamètre de détachement des bulles, phénomènes de coalescence et de croissance des bulles). Un niveau plus important de gravité signifie des forces ascensionnelles plus importantes (poussée d'Archimède) et donc un frottement entre phase plus important. Pour tenter d'expliquer cette augmentation de la perte de pression par frottement, il est nécessaire d'analyser les structures d'écoulement. Pour expliquer l'augmentation de la perte de pression par friction pendant la phase d'hypergravité comparée aux phases de microgravité et de gravité normale ; on peut reprendre la figure 2.7. Le départ des bulles au niveau des sites de nucléation est influencé par la gravité. Or la taille des bulles observées est liée par l'équilibre des forces agissant sur cette dernière. La force de flottabilité tend à détacher la bulle de son emplacement de nucléation tandis que la force capillaire tend à maintenir sa forme. Les deux forces (flottabilité et capillaire) sont alors comparées par un nombre adimensionnel : le nombre de Bond qui compare force de la gravité à la force de tension superficielle. Or on remarque que quelque soit le niveau de gravité, la convection forcée, due au débit massique constant injecté, détache la bulle. Comme ici la surface de chauffage est verticale et que l'on est en hypergravité, les bulles se développent plus rapidement et leur nombre croît. Une augmentation du nombre de bulles induit donc une plus grande perte de pression.

L'analyse du taux de vide par traitement des vidéos a été effectué récemment (stage de R. Pizzaro en encadrement avec J. Duplat) et nous permet de présenter les premières tendances du comportement du taux de vide en microgravité. Les images sont analysées à l'aide d'un programme Matlab afin de distinguer les phases liquide et vapeur. Le comptage du nombre de pixels de phase liquide puis de phase vapeur permet de déterminer à une cote le long du minicanal le taux de vide local qui est présenté par la suite.



FIGURE 2.7 – Comparaison des structures d’écoulement observées au sein du minicanal d’épaisseur hydraulique de $454 \mu\text{m}$ ($Q_w = 32 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ et $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$)

Les profils de taux de vide ont été obtenus en effectuant le traitement de 700 à 1024 images (1 seconde d’enregistrement) puis en effectuant localement la moyenne des taux de vide obtenus. Deux structures d’écoulement sont comparées avec les figures 2.8 et 2.9 : pour la figure 2.8, quelque soit le niveau de gravité, les deux écoulements sont à bulles isolées ; les profils de taux de vide obtenus sont identiques du point de vue du comportement. A flux de chaleur constant et débit liquide injecté constant, la croissance du taux de vide en microgravité est plus rapide qu’en hypergravité. Ceci est en accord avec la présence sur les images choisies de bulles de vapeur plus importantes en nombre et grande en taille en micropesanteur. Pour ce qui est de la figure 2.9, les structures d’écoulement sont totalement différentes entre les deux niveaux de gravité avec un écoulement toujours à bulles isolées en hypergravité et à paquets et bouchons en microgravité. Les profils de taux sont également nettement différents avec un taux de vide dès l’entrée en microgravité d’environ 50% contre 15% en hypergravité.

Quand on représente la variation du taux de vide pour différent débit massique injecté, on remarque le changement de comportement des courbes le long du minicanal comme c’est le cas pour la figure 2.10. Pour des débits massiques supérieurs à environ $200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une densité de puissance de chauffage de $4.5 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, la variation du taux de vide est quasiment linéaire, on peut donc en déduire une vitesse de glissement entre phase quasiment constante à flux constant alors que pour les débits massiques inférieurs à environ $200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, la variation du taux de vide n’est plus linéaire mais se rapproche

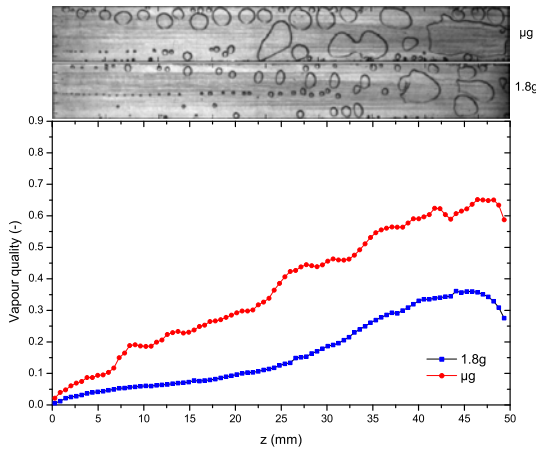


FIGURE 2.8 – Variation du taux de vide dans le minicanal : structures d'écoulement identiques [$Q_w = 2.0 \text{ W.cm}^{-2}$, $U_m = 124 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$]

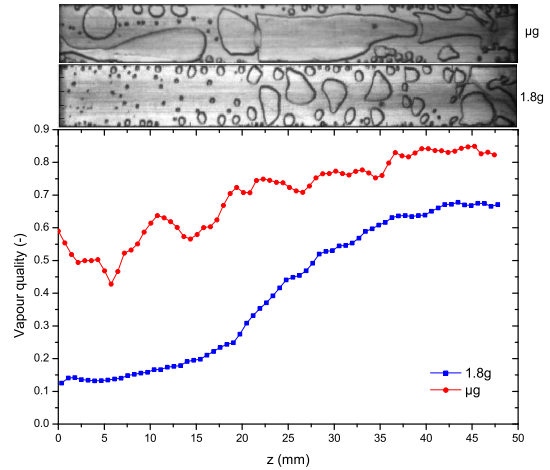


FIGURE 2.9 – Variation du taux de vide dans le minicanal : structures d'écoulement différentes [$Q_w = 2.0 \text{ W.cm}^{-2}$, $U_m = 27 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$]

des modèles classiques avec donc des vitesses de glissement fonction de la position dans le minicanal. Ce travail d'analyse des taux de vide en microgravité fait l'objet d'une publication en fin de rédaction.

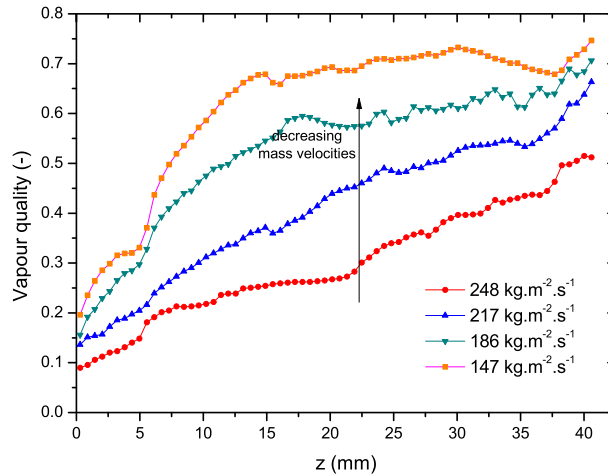


FIGURE 2.10 – Variation du taux de vide le long du minicanal en microgravité pour différent débit massique injectés en entrée [$Q_w = 4.5 \text{ W.cm}^{-2}$]

La figure 2.11 montre l'évolution de l'écoulement pendant la phase d'hypergravité. Pour un écoulement sous gravité terrestre, on a un écoulement à bulles isolées. Lorsque l'ébullition commence, des structures d'écoulement caractéristique se forment. A mesure que le titre vapeur augmente, on observe des transitions d'un écoulement à bulles à un écoulement annulaire. Dans la partie inférieure, on a typiquement de l'ébullition nucléée et dans la partie supérieure, on a un écoulement diphasique avec des bouchons de vapeur au centre. Pour les mêmes conditions, la figure 2.11 montre également l'évolution de l'écoulement pendant la phase de microgravité : on remarque qu'entre les deux niveaux de gravité les structures d'écoulement sont très différentes. Il n'y a pas de bulles isolées mais uniquement des grosses bulles qui

avancent lentement. On note sur la première image des bulles qui stagnent. Ces bulles n'avancent pas comme c'est le cas pour l'écoulement en gravité normale. Par la suite, ces bulles forment des bouchons de vapeur qui sont caractéristiques de nos visualisations en microgravité. En effet, ce phénomène est mis en évidence dans toutes nos vidéos. On observe dans la partie supérieure de la dernière image un assèchement due à la présence prolongée de la vapeur à cette position dans le minicanal.

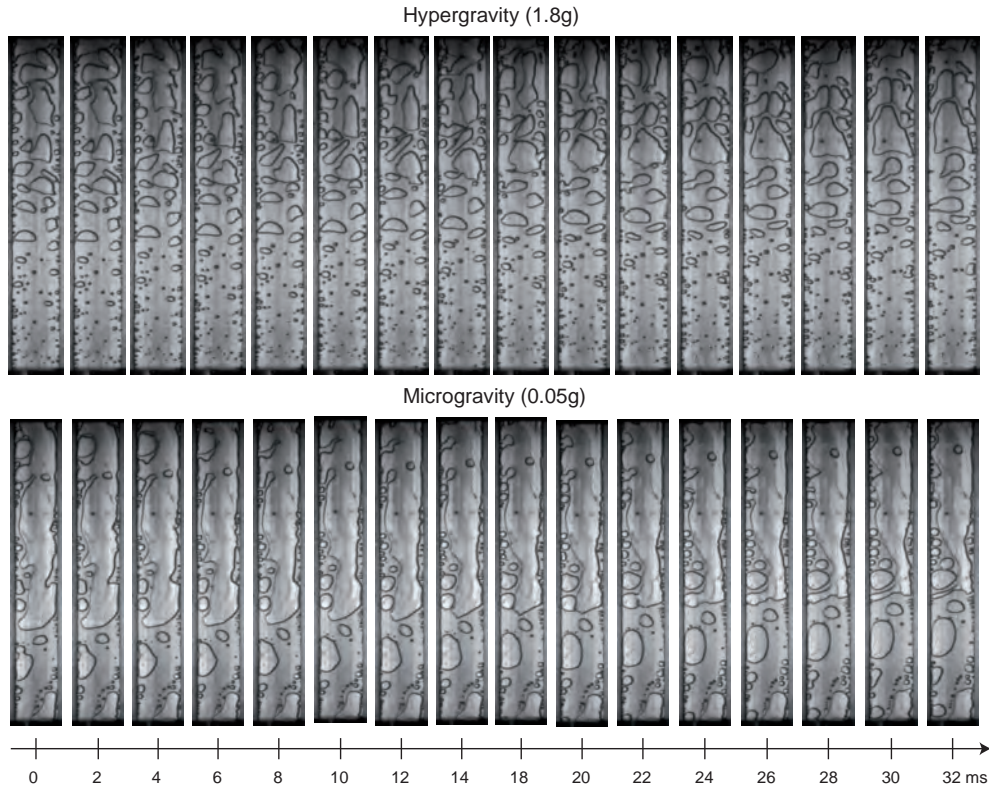


FIGURE 2.11 – Visualisation de l'écoulement en gravité normale et en microgravité ($Q_w = 32 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$, $Q_m = 0.26 \text{ g/s}$, $D_H = 0.84 \text{ mm}$)

Pour ce qui est des profils de température sur la surface du ciment (Fig. 2.12) et du minicanal (Fig. 2.13), on s'intéresse plus particulièrement à la puissance échangée ; il s'agit de retrouver les 11 W délivrés par les fils chauffants (33W/m). En faisant un rapide bilan sur la surface du ciment, la puissance échangée est de 10.8 W et dans l'inconel on a 10.3 W. Ce qui implique une perte totale de 0.7 W qui sert à chauffer l'air de l'enceinte de confinement (Tableau 1.1). Toute la puissance des fils chauffants est transmise à travers le barreau de ciment au minicanal. De plus, on a une perte de l'ordre de 1%. Sur la figure 1.14, les températures dans le ciment sont comprises entre 55 et 110°C .

Les thermocouples à l'intérieur sont à environ 70°C et la température de saturation est de 54° . Un résultat intéressant outre le fait que le profil surfacique est en accord avec les 20 données inversées (même ordre de grandeur), est qu'à la surface du ciment en contact avec le minicanal, le profil de température surfacique est plus faible (autour de 55 à 65°C). Ce phénomène s'explique par le fait que le minicanal pompe la chaleur des fils chauffants vu qu'en entrée du minicanal, on injecte du HFE-7100 à 54°C . La figure 2.13 présente la température sur la surface du minicanal. On observe un échauffement en sortie.

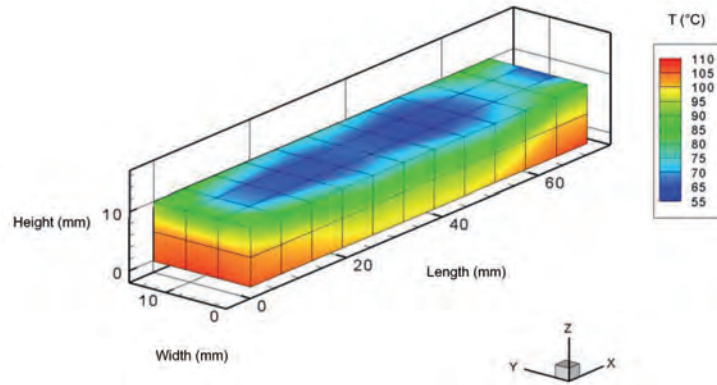


FIGURE 2.12 – Visualisation des températures de surface du barreau de ciment ($Q_W = 33 \text{ kW/m}^{-2}$, $Q_m = 0.26 \text{ g/s}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 45^\circ\text{C}$)

Le titre vapeur est quasiment égal à 1, ce qui est confirmé par les observations.

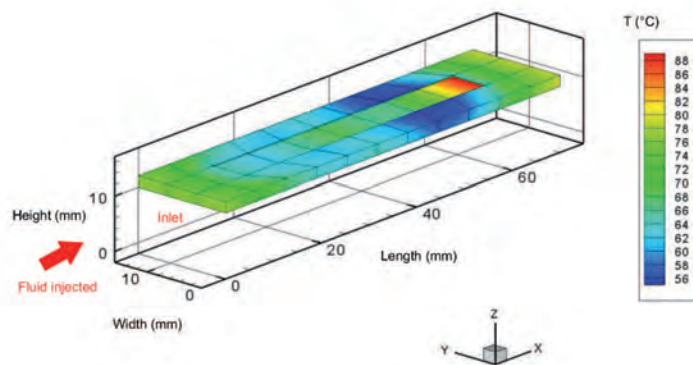


FIGURE 2.13 – Visualisation des températures de surface de la semelle en inconel ($Q_W = 33 \text{ kW/m}^{-2}$, $Q_m = 0.26 \text{ g/s}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 45^\circ\text{C}$)

En ce qui concerne le flux de chaleur, on observe qu'il décroît en entrée du minicanal et augmente en sortie. De plus il existe une plage où il est constant (de $x = 20$ à 55 mm), ce qui confirme l'hypothèse de flux constant à la surface du minicanal avancée dans notre étude d'optimisation d'expérience. Un des premiers résultats est que le coefficient de transfert de chaleur local chute en entrée du minicanal et se stabilise. Quelque soit le niveau de gravité, dès que la vapeur occupe la totalité du minicanal, les transferts de chaleur décroissent très vite pour atteindre un niveau caractéristique de la phase vapeur. Par ailleurs, pendant la phase de microgravité le coefficient d'échange de chaleur est le plus élevé. En entrée du minicanal, il atteint $14000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ alors que pendant les phases d'hypergravité et de gravité normal, il est autour de $8000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Les conditions de microgravité ont pour seuls effets d'augmenter la taille des bulles mais s'accompagne aussi d'une chute du coefficient de transfert qui est commune aux deux autres niveaux. Pour de faibles titres vapeur, l'influence de la pesanteur n'est pas négligeable et implique une augmentation du coefficient d'échange de chaleur d'environ 30 %; cette influence observée

du niveau de gravité est indépendante de la vitesse du liquide.

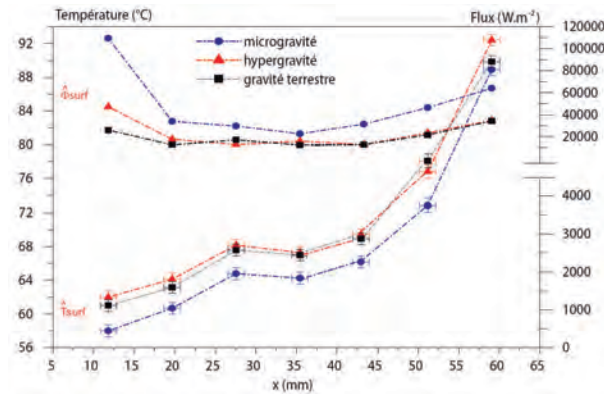


FIGURE 2.14 – Températures et flux de chaleur de surface le long du minicanal en fonction du niveau de gravité ($Q_W = 33 \text{ kW/m}^2$, $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 45^\circ\text{C}$)

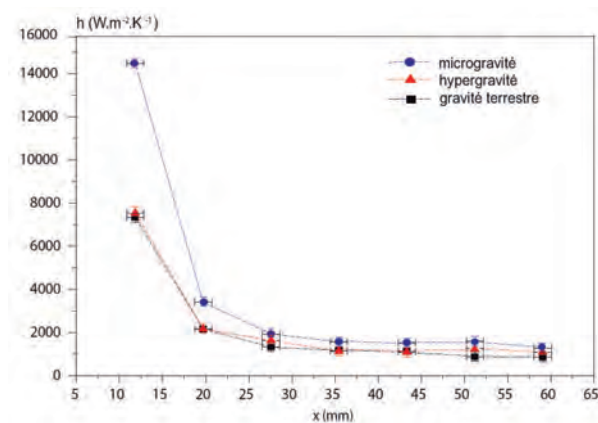


FIGURE 2.15 – Coefficient de transfert de chaleur local fonction de la longueur du minicanal pour chaque niveau de gravité ($Q_W = 33 \text{ kW/m}^2$, $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 45^\circ\text{C}$)

Les différences présentées sur le coefficient de transfert thermique sont obtenues en utilisant les données d'une campagne de vols paraboliques en phase de microgravité, gravité normale et hypergravité. Le coefficient local de transfert thermique sur la figure 2.16 est plus élevé en entrée du minicanal. C'est en accord avec l'analyse des films enregistrés qui accentue cela car l'écoulement à un faible titre vapeur. On s'aperçoit que le flux de chaleur moyen pendant la phase de microgravité est plus important que pendant les phases de gravité normale et d'hypergravité. Cette observation est une limite au modèle 3D stationnaire qui ne tient pas compte de la chaleur sensible stockée dans le bloc de ciment. Il est donc important de s'attacher à prendre en compte les instationarités de nos expériences en utilisant un modèle 3D instationnaire.

Pour appuyer les résultats expérimentaux obtenus, nous avons utilisé la corrélation de Kandlikar disponible dans [Carey, 1992]. Kandlikar préconise que la contribution de l'ébullition nucléée diminue

lorsque les effets dues à la convection forcée diminuent et annoncent une chute du coefficient de transfert. Dans notre cas, nos résultats expérimentaux ne peuvent être comparés qu'avec la phase de gravité terrestre de nos paraboles. La littérature ne dispose pas de modèles pour décrire les profils du coefficient de transfert de chaleur lorsque le niveau de gravité varie. Nous avons choisi cette corrélation du fait que nos conditions expérimentales sont assez proches. En effet, nous avons des données cohérentes avec les données fluides. Ici la corrélation prend en compte deux régions : une convective et une nucléée. Enfin, elle préconise une chute du coefficient de chaleur ce qui est vérifiée sur la figure 2.16. Cependant, Kandlikar n'a pas envisagé sa corrélation dans le cas où le niveau de gravité varie. Nous allons envisager ce cas afin de comparer notamment nos résultats pendant la phase de microgravité.

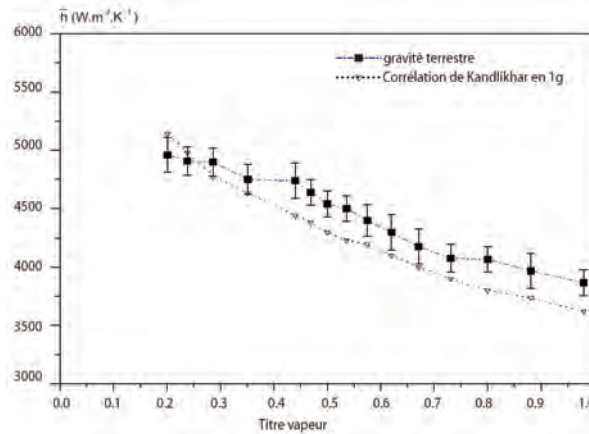


FIGURE 2.16 – Variation du coefficient d'échange pariétal comparé à la corrélation de Kandlikar en fonction du titre vapeur sous gravité normale ($Q_w = 45 \text{ kW/m}^{-2}$)

2.1.2 Analyse locale de la nucléation en cellule de Hele-Shaw

Ces travaux constituent une partie des travaux de thèse de Damien Serret. En effet, le cadre de la thèse de Damien est la nucléation en cellule de Hele-Shaw sans cisaillement et sous gravité normale. Il s'agit de développer des méthodes optiques interférométriques pour analyser le champ de température lors de la nucléation d'une bulle de vapeur 2D.

Problématique

L'objectif est ici, contrairement aux campagnes précédentes PFC 52 CNES, PFC 53 ESA de Septembre et Octobre 2005 et PFC 63 CNES de Mars 2007, de fournir des connaissances de base sur la formation, la croissance et l'évacuation de bulles de vapeur confinées en 2D au départ d'un site de nucléation artificiel. Les expériences seront menées sur le fluide HFE-7100 du fait qu'il est transparent, inodore, ininflammable, non explosif, et qu'il présente une basse température d'ébullition ($56 \text{ }^\circ\text{C}$ à 835 mbar) ainsi qu'une faible enthalpie de changement de phase. L'épaisseur de confinement étudiée est de 1 mm . Les résultats scientifiques attendus de cette campagne d'essais sont principalement liés à la formation des bulles en régime d'ébullition sur site isolé avec ou sans convection et sur les transferts de chaleur associés. Pour cela, nous mettrons en oeuvre un dispositif expérimental permettant d'observer les structures d'écoulement engendrées dans la cellule en relation avec les paramètres de contrôle liés à l'écoulement et

la génération des bulles.

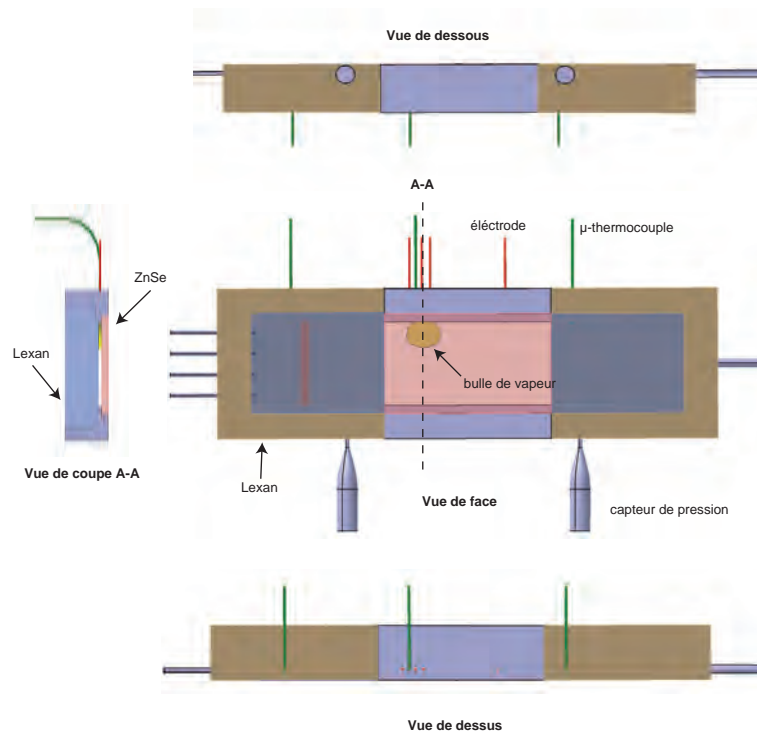


FIGURE 2.17 – Plan de la cellule expérimentale de Hele-Shaw avec une face transparente aux rayonnements infrarouge et une autre au rayonnement visible

La boucle fluide située dans l'enceinte de confinement fonctionne comme suit : le fluide stocké dans des seringues de 10 ml est injecté à l'aide d'un pousse-seringue. Le fluide est dans un premier temps préchauffé afin d'atteindre une température très proche de la saturation (typiquement $2\text{ }^{\circ}\text{C}$ sous la saturation). Une fois préchauffé, le fluide arrive dans la cellule d'essai décrite ci-après. Là, quelques watts suffisent à provoquer l'ébullition car le fluide est déjà quasiment saturé. Une bulle unique est créée puis étudiée d'un point de vue quantitatif à l'aide de mesure de température, de pression. L'écoulement est filmé en caméra visible et infrarouge. Le liquide et donc la bulle créée quitteront la cellule pour les condenseurs où là le gaz redeviendra liquide. Cet écoulement permanent est réalisé à de très faibles vitesses afin de permettre l'évacuation de la chaleur produite par le film chauffant en inconel. Le vase tampon atténue les variations de niveau lors du dégazage sur Terre avant les vols. Il n'y a pas de travail en pression dans cette étude car la surpression nécessaire pour créer une bulle et l'évacuer est de l'ordre du Pascal. Néanmoins le vase d'expansion utilisé lors des précédentes campagnes est conservé étant donné que l'on a une enceinte climatisée avec un fluide chauffé ; donc des différences de température qui entraînent des différences de masse volumique pour les liquides et surtout les gaz. Le vase d'expansion est muni d'un piège à liquide en cas de rupture de la membrane. Les expériences sont réalisées suivant la procédure suivante : pour un débit massique du fluide à l'entrée de la cellule et une puissance de chauffe fixée, les paramètres de l'expérience sont acquis en permanence à basse fréquence (1 Hz). Parallèlement aux mesures de pressions et de températures, l'acquisition vidéo semi-rapide de l'écoulement est réalisée en continue de 20 secondes avant la parabole jusqu'à la fin de la microgravité. Il en est de même pour la visualisation infrarouge.

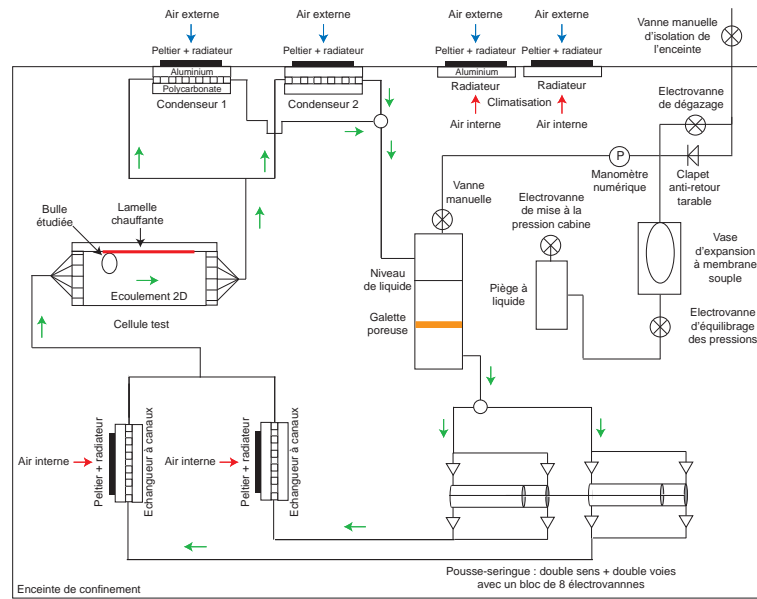


FIGURE 2.18 – Schéma de principe de l'expérience

Le principe retenu pour la cellule d'essai est basé sur une cellule chauffée par sa face supérieure, traversé ou non par un fluide en écoulement. En régime d'ébullition, le fluide génère des bulles successives depuis le site nucléation dont la taille varie en fonction du degré de confinement. Ainsi élaboré, ce dispositif permet de contrôler les paramètres relatifs au chauffage et au fluide (température d'entrée dans la cellule, flux de chaleur en face supérieure, débit volumique en entrée de cellule). Les cellules d'essai sont rectangulaires de différentes dimensions. Les cellules sont réalisées en polycarbonate avec une face latérale en ZnSe. Cette dernière face est transparente au rayonnement visible et aux infrarouges (IR). Le chauffage est assuré par une lamelle de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur en inconel alimentée électriquement. L'instrumentation est basée sur l'acquisition simultanée des pressions et températures. On relève les paramètres du fluide en écoulement à différents niveaux de la cellule. Les μ -thermocouples sont positionnés dans la cellule et permettent, couplés aux mesures IR, de remonter à la température et au flux de chaleur pariétal. La visualisation est réalisée au travers de la face latérale en polycarbonate avec une caméra semi-rapide (200 img/s). Les expériences sont répétées pour chaque débit d'entrée de canal. Un post-traitement est réalisé sur l'ensemble des données acquises après avoir identifié la plage stationnaire de chaque condition opératoire (débit fluide, puissance de chauffe). Il s'agira de réaliser plusieurs expériences dans lesquelles les principaux paramètres conditionnant les écoulements et les transferts de chaleur en ébullition convective seront modifiés.

Synthèse des résultats expérimentaux

Les principaux résultats obtenus grâce aux campagnes de vols paraboliques sur l'influence de la gravité sur la nucléation confinée sont présentés dans les paragraphes suivants. Nous avons observé à la fois dans le visible et dans l'infrarouge la nucléation depuis un site artificiel. On peut tout d'abord indiquer que l'on a observé des détachements de bulles précoces pour des diamètres inférieurs en microgravité comparé aux diamètres obtenus en gravité terrestre. La figure 2.20 met en évidence les diamètres de bulles pour un flux de chaleur constant fournit de 1.3 W/cm^2 et une épaisseur de confinement entre les deux fenêtres

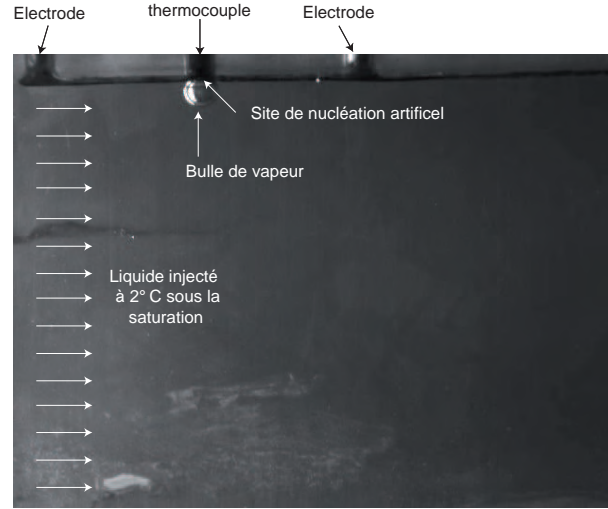


FIGURE 2.19 – Vue interne de la cellule avec l'écoulement

de visualisation de 1 mm. La variation du diamètre de détachement est tracée en fonction de la vitesse de l'écoulement convectif entrée de la cellule en (\bar{U}), cette vitesse débitante est reliée linéairement au taux de cisaillement dans un plan 2D par l'équation 2.2.

$$\tau = \frac{4\mu\bar{U}_z}{h^2} \quad (2.2)$$

En gravité terrestre (1g), le diamètre de détachement des bulles est quasiment constant pour des vitesses d'écoulement allant de 2 à 6 mm/s. Chaque point de la figure 2.20 est la moyenne des diamètres de détachement mesurés pour tout l'enregistrement vidéo. Il s'agit donc d'une moyenne pour 10 à 20 bulles. Les diamètres de détachement pour ce flux de chaleur sont de 0.50 mm ce qui est en accord avec la longueur capillaire du HFE-7100. Le diamètre moyen de détachement d'une bulle de HFE-7100 sur une plaque horizontale en ébullition en vase 3D basé sur l'équation 2.3 [Fritz, 1935] est de 0.17 mm. Pour notre situation avec une surface chauffante et une bulle qui grossit sous la surface chauffante, le diamètre de détachement doit donc être supérieur à la longueur capillaire. En microgravité par contre, le diamètre de détachement décroît nettement pour les vitesses débitantes croissantes due à l'absence de la poussée d'Archimède qui en gravité terrestre plaque la bulle sur le film chauffant.

$$L_C = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \quad (2.3)$$

Le comportement décroissant observé sur le diamètre de détachement des bulles est explicable par une analyse de la forme des bulles. On constate une parfaite circularité qui augmente la prise à l'écoulement de la bulle dont la force appliquée sur cette dernière. De plus, en l'absence de gravité, la bulle n'est pas plaquée sur la surface chauffante, il n'y a donc pas friction avec la surface, ce qui permet dans le bilan des forces appliquées à la bulle, un détachement pour un diamètre plus faible à cause de la convection forcée.

Les vidéos infrarouges réalisées mettent en évidence que la bulle grossit depuis le site de nucléation alors que l'écoulement venant de la droite la contourne tant que celle-ci est attachée au site de nucléation comme on peut le constater avec la figure 2.22. Dès que la bulle se détache de son site de nucléation

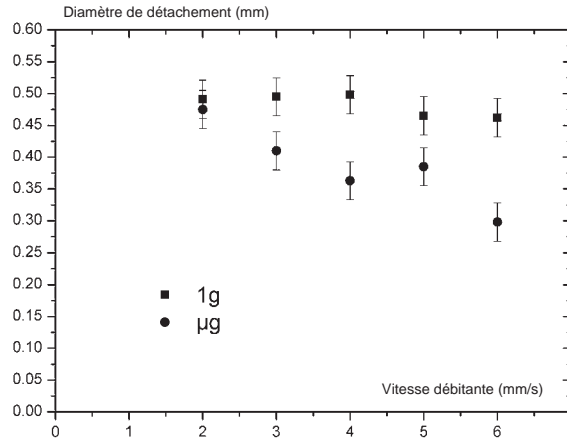


FIGURE 2.20 – Influence de la gravité sur le diamètre de détachement de bulle confinée en 2D en fonction de la vitesse débitante de l'écoulement convectif

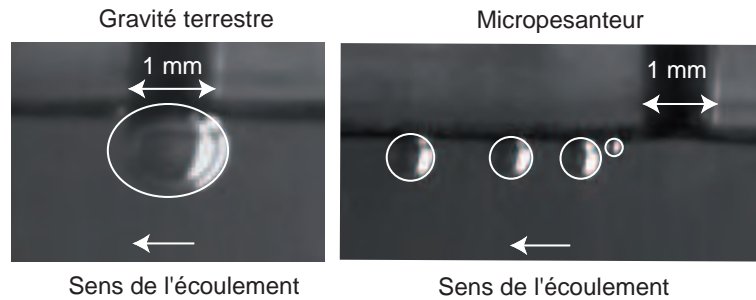


FIGURE 2.21 – Modification de la forme et glissement des bulles en microgravité

alors l'écoulement veut venir évacuer la chaleur fournie au niveau du fil chauffant. Ce même mécanisme se développe en microgravité mais cette fois-ci avec une périodicité des détachements plus importants avec ainsi donc un refroidissement au niveau du fil chauffant plus efficace. Comme on peut le constater sur la figure 2.22, l'empreinte thermique de la bulle est plus grande que celle-ci. Plusieurs phénomènes peuvent être avancés pour expliquer cette empreinte thermique : la conductivité du polycarbonate est faible, des gradients de température peuvent donc apparaître dans le polycarbonate. Néanmoins ces variations de température dans le polycarbonate ont des temps longs qui ne peuvent pas expliquer les oscillations rapides de la température au niveau du site de nucléation. La résolution de la caméra A40 utilisée avec son objectif est de $100 \mu\text{m}$, or l'empreinte thermique fait plusieurs pixels, une visualisation avec une caméra infrarouge de meilleure résolution spatiale et de meilleure sensibilité est à l'étude pour permettre une analyse plus précise.

La résolution des vidéos infrarouges réalisées, nous permet de confirmer la présence de la bulle et son niveau de perturbation thermique sur l'écoulement, néanmoins une résolution plus faible est nécessaire si l'on veut analyser les transferts au niveau du pied de la bulle. Il est toutefois possible de suivre l'évolution

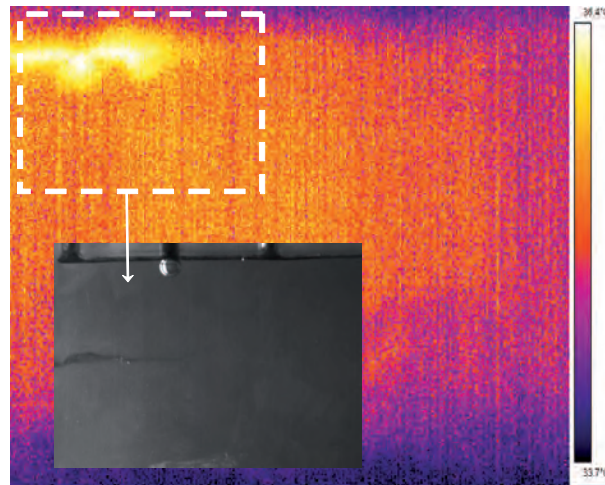


FIGURE 2.22 – Visualisation infrarouge et visible d'une bulle unique de vapeur en croissance sur son site de nucléation [$Q_m = 5.7 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $Q_w = 1.3 \text{ W/cm}^{-2}$]

de la température du site de nucléation et de mettre en évidence la fréquence de détachement des bulles sur le signal de température. Ce dernier fait distinctement apparaître la croissance, le détachement des bulles et la remontée en température du site de nucléation nécessaire pour réamorcer une bulle.

L'analyse de la vidéo infrarouge nous permet de déterminer la variation de température (augmentation puis diminution) au niveau du site de nucléation quand la microgravité apparaît. Le glissement des bulles de vapeur le long du film chauffé fait fluctuer la température d'environ $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$. La figure 2.23 met en évidence le motif périodique de la température du site de nucléation en gravité terrestre avec des pics qui correspondent au début de la croissance de la bulle depuis un germe de vapeur, cette croissance nécessite beaucoup d'énergie qui est en partie prise dans la chaleur sensible des matériaux et du fluide à proximité. La température moyenne du site est de $39.4 \text{ }^\circ\text{C}$. Le temps de croissance des bulles observées est également obtenu avec en moyenne un temps de croissance jusqu'au détachement de 300 ms pour une durée totale du cycle de l'ordre de la seconde. La figure 2.24 met en évidence la température de ce même site de nucléation en microgravité pour les mêmes conditions expérimentales, la température moyenne du site de nucléation est bien plus élevée avec $46.6 \text{ }^\circ\text{C}$. Le temps de croissance des bulles observé est plus court avec une moyenne de 210 ms pour un cycle de croissance d'environ 850 ms .

L'amplitude de variation de la température du site de nucléation pendant la microgravité est d'environ $2.0 \text{ }^\circ\text{C}$ (contre $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ sous gravité normale) quand une bulle croît en microgravité puis se détache. Le flux de chaleur étant fourni constant au film chauffant, une chute de la température du site de nucléation signifie donc une augmentation du coefficient d'échange lors de la croissance de la bulle. Une soudaine et forte augmentation de la température du site est donc associée à l'absence de bulle dans la période transitoire pendant laquelle le site activé expulse une nouvelle bulle de vapeur depuis un germe présent au sein du site de nucléation. Dès que les données infrarouges du HFE-7100 seront disponibles, il nous sera possible de déterminer quantitativement l'amplitude de variation du coefficient d'échange et plus particulièrement la transition entre la nucléation sous gravité terrestre et en microgravité. Le passage en microgravité se traduit donc par une élévation de la température moyenne du site, néanmoins la nuclé-

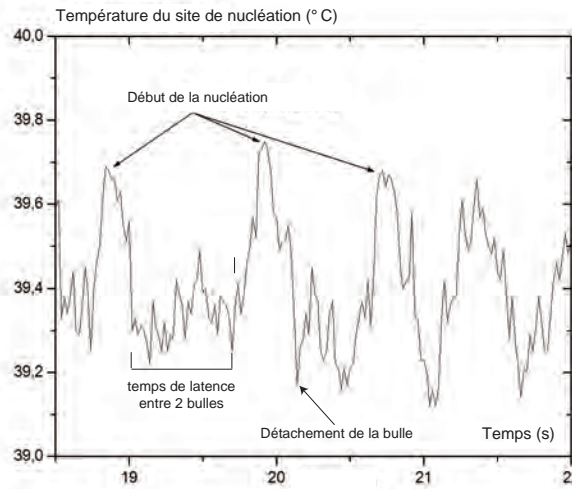


FIGURE 2.23 – Influence de la croissance et du détachement d’une bulle sur la température du site de nucléation sous gravité terrestre (incertitude sur la température du site : $\pm 0.15 \text{ }^\circ\text{C}$) [$Q_m = 5.7 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ et $Q_w = 1.3 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$]

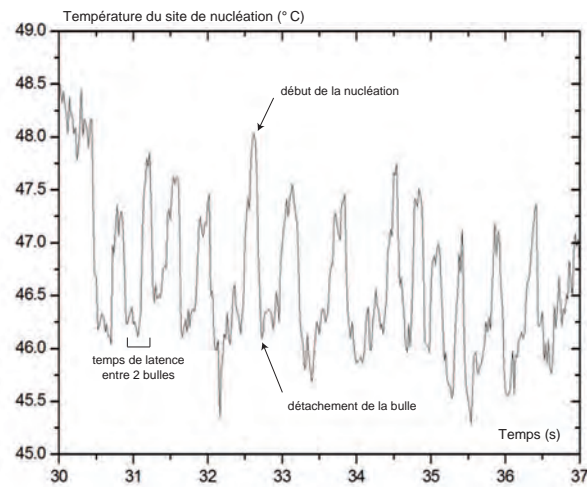


FIGURE 2.24 – Influence de la croissance et du détachement d’une bulle sur la température du site de nucléation en phase de microgravité (incertitude sur la température du site : $\pm 0.15 \text{ }^\circ\text{C}$) [$Q_m = 5.7 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ et $Q_w = 1.3 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$]

tion provoque des fluctuations plus importantes de la température du site de nucléation ce qui est en accord avec la fréquence de détachement des bulles qui augmente en microgravité par rapport à la même situation en gravité terrestre.

Nous avons obtenu avec ce travail des résultats sur la croissance de bulles uniques et leur détachement

sous gravité normale et en microgravité. La technique de visualisation utilisée est basée sur la visualisation simultanée en caméra visible et en caméra infrarouge au sein d'une cellule 2D dont l'une des faces est transparente au rayonnement infrarouge. Ceci nous permet de visualiser la taille et la forme des bulles lors de leur croissance et leur détachement depuis le site de nucléation artificiel. L'écoulement convectif crée afin de cisailer les bulles confirme un détachement précoce des bulles en microgravité comparé à la même situation en gravité terrestre. Ce diamètre de détachement en microgravité décroît fortement pour des vitesses débitantes d'écoulement croissantes. La visualisation met en évidence l'influence de la forme des bulles sur le processus de transfert de chaleur, la forme aplatie des bulles sous gravité terrestre qui viennent se plaquer sur le film chauffant engendre des températures du site de nucléation plus faibles comparées à la même situation en gravité terrestre. Ces résultats seront complétés prochainement par des résultats quantitatifs sur le coefficient d'échange au niveau du site de nucléation.

2.1.3 Instabilités de confinement et démouillage par chauffage direct

L'ébullition dans les microcanaux est largement considérée comme l'un des procédés les plus efficaces en termes d'intensification des transferts de chaleur. Les transferts de chaleur par changement de phase associés à l'écoulement ne sont toujours pas bien compris. Des études plus poussées sont nécessaires pour comprendre l'effet nuisible des instabilités de l'écoulement sur les transferts de chaleur. Dans le cadre de la thèse de Jacqueline Barber, l'ébullition est provoquée dans la géométrie du microcanal de diamètre hydraulique $727 \mu\text{m}$ afin d'étudier plusieurs instabilités de l'écoulement. Un dépôt transparent, métallique, conducteur a été déposé sur l'extérieur des microcanaux rectangulaires, permettant le chauffage et la visualisation simultanés. Les résultats qui sont présentés ici ont été obtenus pour un flux de chaleur constant transféré au microcanal de 4.26 kW.m^{-2} et transféré au débit massique liquide injecté en entrée du microcanal. Le débit fluide est maintenu constant à $1.13 \cdot 10^{-5} \text{ kg/s}$. Simultanément à la réalisation d'une vidéo en caméra rapide de l'écoulement, une caméra infrarouge est utilisée pour visualiser le champ de température à la surface du microcanal sur la face chauffante. Un système d'acquisition de données est utilisé pour enregistrer les fluctuations de pression en entrée et en sortie du microcanal. Les divers phénomènes observables pendant les instabilités de l'écoulement peuvent être caractérisés sur des périodes temporelles allant de 100 secondes à 10 secondes, voire à quelques millisecondes. Il est ainsi possible de corrélérer les oscillations de pression avec des fluctuations de la température en fonction du flux de chaleur transféré au microcanal.

L'analyse de nos résultats est effectuée avec les images visibles et les vidéos infrarouges ainsi que les données physiques correspondantes ; il est ainsi possible d'analyser simultanément l'écoulement ainsi que les signaux de pression et de température menant à l'ébullition nucléée ainsi que les instabilités de l'écoulement et les régimes de transition observés. Nous caractérisons, grâce à ces moyens d'observation, la dynamique des instabilités observées pendant l'ébullition convective dans le microcanal. La formation image par image à grande vitesse met en évidence certains des mécanismes physiques responsables des instabilités observées. La visualisation en caméra infrarouge révèle le mécanisme de surchauffe pariétal qui déclenche les instabilités observées.

Dispositif expérimental

Un dispositif expérimental a été conçu pour générer et visualiser l'ébullition dans un microcanal. Il s'agit également de réaliser des enregistrements vidéo de l'écoulement dans le visible et de la surface chauffante dans l'infrarouge. Les diamètres hydrauliques des microcanaux sont rectangulaires et

s'étendent entre 500 et 800 μm . Des dépôts métalliques du Tantale pulvérisés sur l'extérieur de la surface du microcanal sont utilisés comme moyen de chauffage. Les paramètres physiques sont enregistrés à travers le microcanal à savoir : la puissance électrique envoyée au dépôt résistif donc partiellement appliquée au microcanal ; le débit massique liquide en entrée du microcanal, les pressions d'entrée et de sortie et le profil de température le long du microcanal. Simultanément à ces mesures physiques, l'écoulement est visualisé, et sa progression par la section d'essai est enregistrée. Le régime d'écoulement dans les microcanaux est laminaire pour tous les cas, avec des nombres de Reynolds de l'ordre de 3 à 300. La boucle fluide se compose d'un système d'injection, d'une section d'essai avec un microcanal, d'un système de condensation, d'un système de visualisation de l'écoulement et d'un système d'acquisition de données. L'installation expérimentale est logée à l'intérieur d'une enceinte régulée en température. Les paramètres physiques que sont le flux de chaleur et le débit massique liquide sont modifiés pendant les campagnes expérimentales. Le n-pentane et le FC-72 ont été employés comme fluides de fonctionnement dans cette installation expérimentale. Le dispositif se compose d'un système de régulation de la température de l'enceinte, d'un système d'injection du fluide, d'une section d'essai de microcanal, d'un réservoir de condensateur, d'un système de visualisation de l'écoulement, d'une caméra infrarouge et d'un système par acquisition de données reliés à un ordinateur (Fig.2.25). Divers microcanaux de géométries différentes ont été étudiés ; plan, circulaire et rectangulaire. Les géométries rectangulaires ont été choisies puisqu'elles ont des faces parallèles qui permettent la visualisation de l'écoulement sans déformation. Les microcanaux rectangulaires sont en borosilicate et achetés chez VitroCom(R).

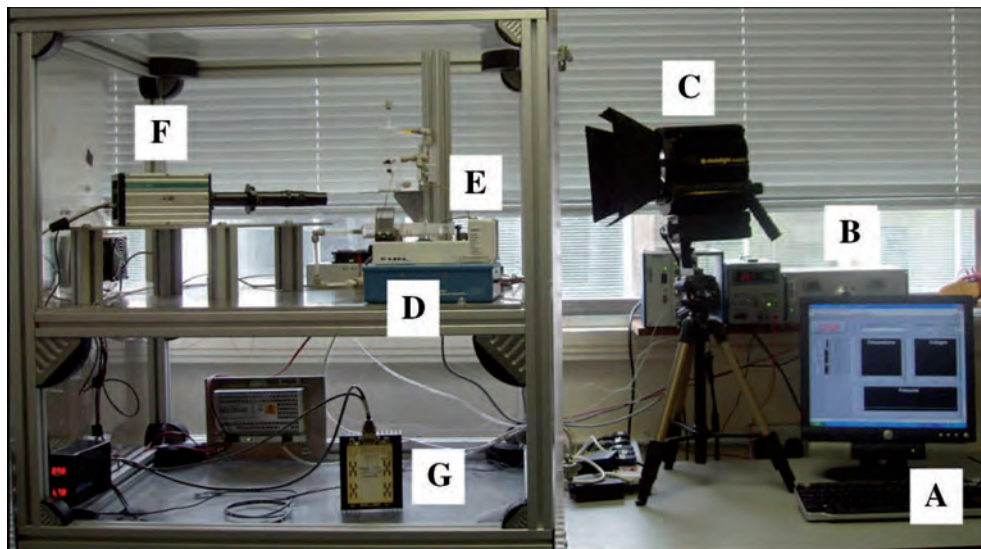


FIGURE 2.25 – Dispositif expérimental : (A) l'ordinateur pour l'acquisition, (B) le système de régulation de puissance du microcanal, (C) la lampe à source froide (Dedolight. 400D), (D) le pousse seringue (Fisher Bioblock Scientific), (E) le microcanal étudié, (F) la caméra rapide visible (Nanosense MKII, IDT systems) et (G) la régulation de chauffage de l'enceinte

Une méthode pour chauffer les microcanaux afin d'obtenir l'ébullition et simultanément pour visualiser à l'intérieur des microcanaux a été recherchée. Beaucoup de méthodes de chauffage de microcanaux sont utilisées dans la littérature, nous avons désiré ici utiliser un nouveau dépôt, transparent et électriquement conducteur. Le centre écossais de la microélectronique à l'Université d'Edimbourg [Scottish Microelec-

tronics Centre (SMC)] a réalisé avec nous un dépôt transparent, conducteur, métallique de Tantale sur l'extérieur des microcanaux. L'épaisseur du dépôt exigé est dans l'ordre de quelques nanomètres. Il y a deux méthodes disponibles pour faire les dépôts métalliques au SMC ; une technique de pulvérisation et une technique d'évaporation. La technique de pulvérisation plus fiable a été utilisée afin d'obtenir un dépôt uniforme sur la face des microcanaux traités (Fig.2.26).

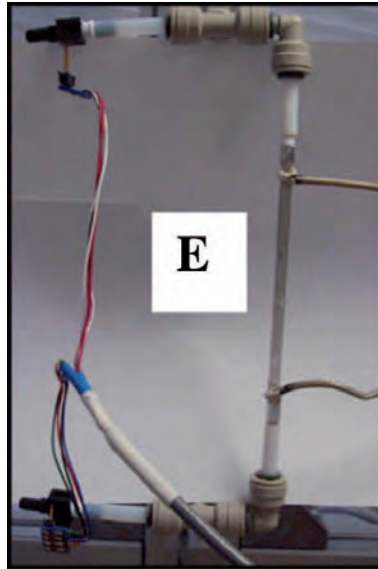


FIGURE 2.26 – Microcanal étudié avec les capteurs de pression (Honeywell 24PC), les thermocouples ainsi que les connections électriques collées à la colle argentine époxy pour chauffer le microcanal

Un dépôt d'oxyde d'étain et de d'indium (ITO : Indium Tin Oxide) est classiquement utilisé comme dépôt résistif. Ce matériau est transparent et un bon conducteur électrique. Cependant, en raison des possibilités au SMC c'était un dépôt indisponible et ainsi le Tantale (Ta) a été choisi. Le Tantale a un bas taux de pulvérisation ce qui nous donne l'effet thermique désiré tout en restant assez transparent. Quelques échantillons de différentes résistances électriques ont été réalisés pour trouver la gamme appropriée pour nos mesures et visualisations donc par conséquent l'épaisseur du dépôt a été étudiée. Une gamme de résistance entre 3 et 10 k Ω était nécessaire pour fournir une gamme de puissance comprise entre 1 et 10 Watt en utilisant une tension de 300 V avec une très faible intensité (quelques mA). L'épaisseur des dépôts est de l'ordre du nanomètre. Plusieurs types de raccordement électriques ont été utilisés afin de minimiser la résistance de contact. Une colle époxy argentine à hautes températures s'est avérée être la méthode la plus efficace de collage.

Synthèse des résultats expérimentaux

Nous présentons dans cette partie les principaux résultats concernant les instabilités thermohydrauliques observées à l'aide des mesures de pression, des données de coefficient de transfert de chaleur et des visualisations de l'écoulement. Les conditions du cas choisi sont : le microcanal est rectangulaire de diamètre hydraulique de 727 μm , la section transversale fait 0.4 x 4.0 mm², la longueur du microcanal est de 80 mm, le flux thermique uniforme (Q_w) appliqué au microcanal est de 4.26 kW.m⁻² et le débit massique liquide en entrée (Q_m) vaut 1.13 10⁻⁵ kg/s soit une vitesse débitante de 1.15 10⁻² m/s. Plusieurs points intéressants sont notés grâce à l'analyse des films réalisés en caméra rapide : l'évaporation d'un film

mince de liquide, des gouttelettes entraînées dans ce film, des écoulements bouchons, de la nucléation, des explosions de vapeur avec de l'assèchement de la paroi chauffante. Des instabilités hydrodynamiques de l'ébullition convective sont enregistrées dans la section d'essai du microcanal, des pics de pression et de température sont observés. La perte de pression de l'écoulement est due à la différence entre les pressions d'entrée et de sortie et est mesurée en mbar. La température moyenne à la cote z le long du microcanal (T_z) est la température moyenne à une position donnée z comprise entre $z = 0$ et $z = 80$ mm. Le coefficient d'échange de chaleur local (h_z) est mesuré et calculé directement à partir des données de la température issues de la caméra infrarouge en utilisant l'équation suivante :

$$h_z = \frac{Q_W}{T_z - T_{sat}} \quad (2.4)$$

où Q_W est le flux thermique mesuré en W.m^{-2} , et T_{sat} est la température de saturation du fluide exprimée en $^{\circ}\text{C}$.

Un exemple de champ de température obtenu grâce aux mesures infrarouges est présenté avec la figure 2.27. La figure de gauche met en évidence les fluctuations périodiques de la température de surface du microcanal. Il est intéressant de noter que les oscillations périodiques de la température ont une amplitude moyenne d'environ 16°C pouvant atteindre jusqu'à 35°C . Les fluctuations initiales sont plus petites en amplitude et correspondent à des bouchons de vapeur passant périodiquement dans le microcanal. Le pic le plus important correspond à un assèchement quasi complet du microcanal caractérisé par une évaporation totale du liquide présent.

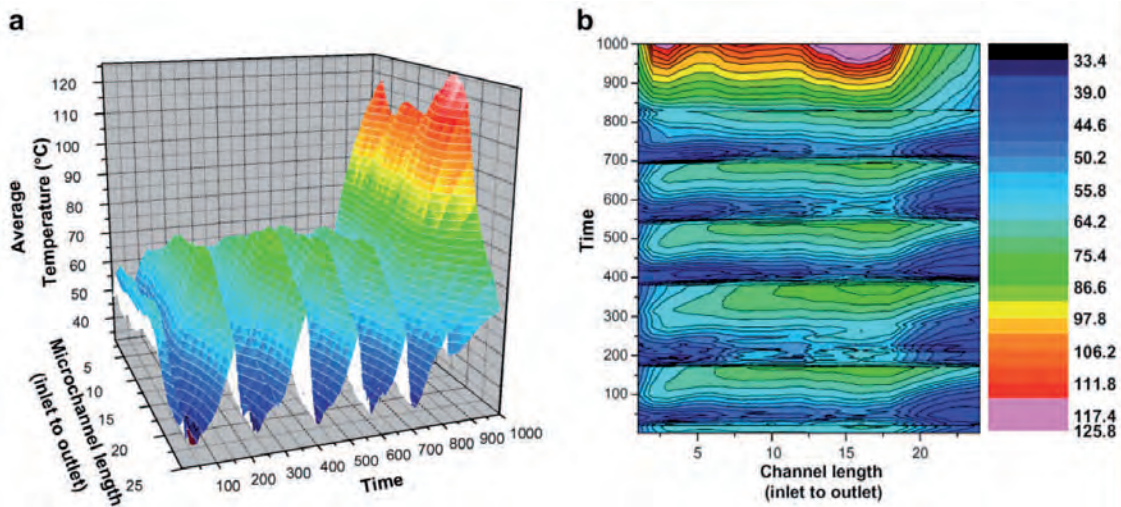


FIGURE 2.27 – Les figures 'a' et 'b' montrent les champs de température 3D issus de la caméra infrarouge durant une instabilité. [$Q_W = 4.26 \text{ kW.m}^{-2}$, $Q_m = 1.13 \times 10^{-5} \text{ kg/s}$, 1 unité temporelle = 80 ms, 1 unité de longueur sur l'horizontal = 3.33 mm]

Les fluctuations de la température de la paroi chauffante du microcanal sont corrélées avec le passage des bulles de vapeur et des bouchons de vapeur à l'intérieur du microcanal (Fig. 2.28). Nous pouvons noter trois échelles temporelles pour l'analyse de ces données : une première échelle caractéristique de 100 secondes qui correspond aux séries successives d'explosions de vapeur dans le microcanal. Ensuite

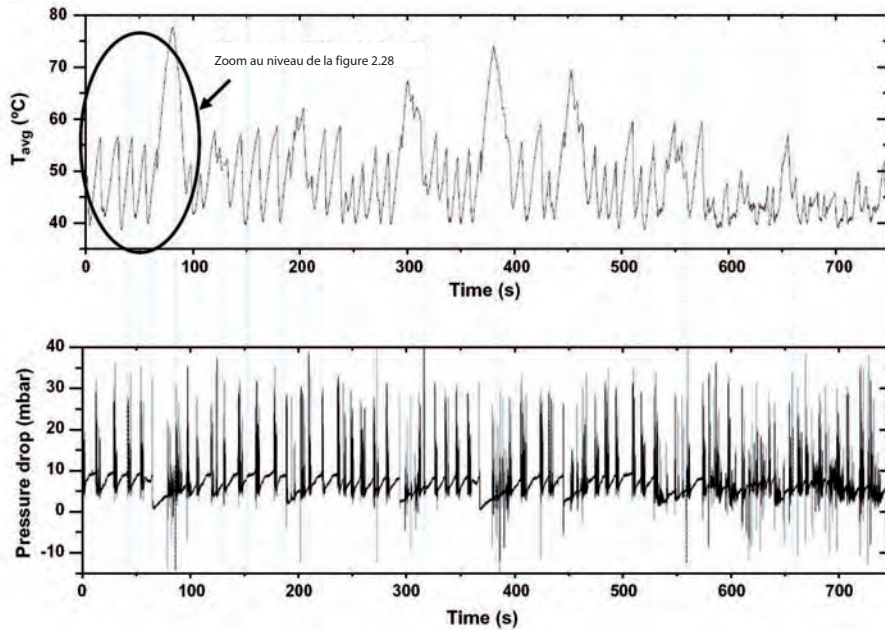


FIGURE 2.28 – Evolution simultanée de la température de surface du microcanal et de la perte de pression [$Q_W = 4.26 \text{ kW.m}^{-2}$, $Q_m = 1.13 \times 10^{-5} \text{ kg/s}$, fenêtre temporelle de 750 s]

une deuxième échelle de temps de la dizaine de secondes qui correspond à la figure 2.30 avec une période caractéristique de 10 secondes qui correspond à la durée d’une succession d’explosion de vapeur. Enfin une dernière échelle de temps donne comme présenté sur la figure 2.31 avec l’évolution de la pression et du coefficient d’échange durant une explosion de vapeur avec une durée de quelques secondes.

La figure 2.28 met en évidence de larges fluctuations de pression et de température. Ces pics à la fois sur la pression et la température sont parfaitement corrélés entre eux. On peut noter deux types d’amplitudes de fluctuation avec 35°C et 25°C avec des durées pratiquement similaires (10 secondes). Les données de la température et de pression sont enregistrées pendant l’ébullition instationnaire. Simultanément sont capturées, les vidéos de l’écoulement mettent en évidence que les fluctuations de faibles amplitudes sont provoquées par des instabilités dynamiques de bulle dans le visible et dans l’infrarouge. Ce phénomène est similaire aux observations de [Wu and Cheng, 2003a] qui présentent également des corrélations entre pressions et températures.

Avec la figure 2.30, les données de pression et de température sont présentées sur une période temporelle de 80 secondes. On note la corrélation entre les pics de pression, température de surface ainsi qu’avec le coefficient d’échange pariétal. La fréquence des expulsions de vapeur est de 0.067 Hz d’après une analyse FFT du signal de pression. L’amplitude des pics de pressions est de 25 mbar et l’amplitude des pics de pression de 16°C . Les fluctuations de pression apparaissent juste après les pics de température quand cette dernière atteint environ 55°C . La pression continue de fluctuer pendant la chute de température pariétale.

La figure 2.31 présente finalement une seule fluctuation de pression avec le comportement du coefficient d’échange pariétal. Lors de chaque fluctuation de pression, la température pariétale diminue et donc étant à flux de chaleur constant, le coefficient d’échange global augmente. Chaque fluctuation successive

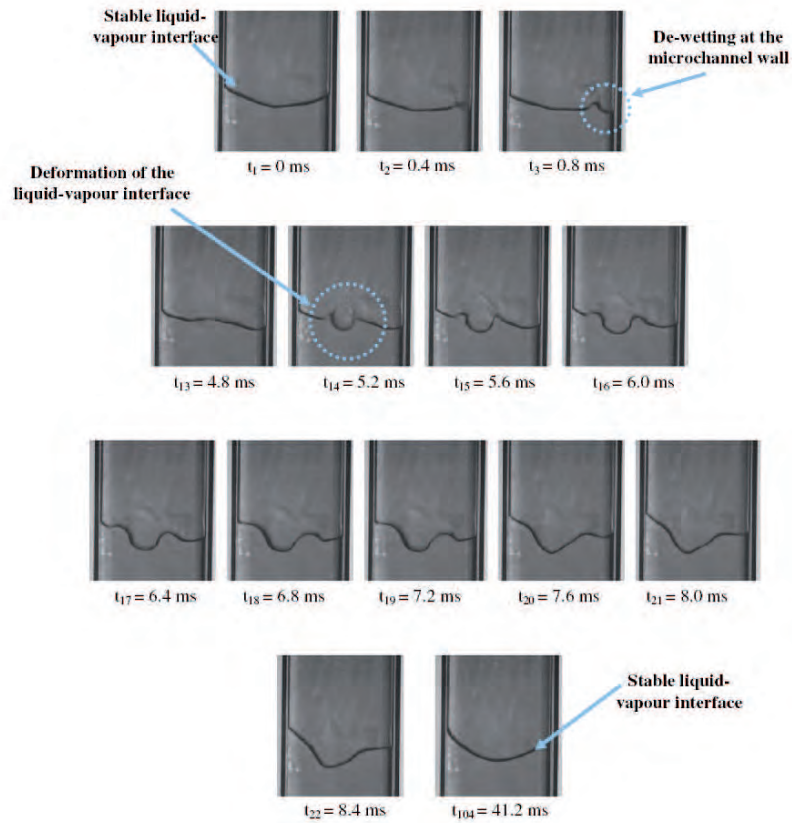


FIGURE 2.29 – Images illustrant la déformation de l’interface liquide-vapeur pendant une instabilité dans le microcanal observé à 2500 images par secondes

de la perte de charge du microcanal provoque une augmentation cumulée du coefficient d’échange alors qu’une perte de charge constante provoque une chute du coefficient d’échange.

La compréhension des instabilités hydrodynamiques lors de l’ébullition convective dans un microcanal est primordial pour fournir des explications par la suite sur des systèmes plus complexes. Plusieurs étapes restent encore à franchir avant d’atteindre un degré satisfaisant de compréhension de notre problème. Plusieurs types d’instabilités qui se manifestent par des retours d’écoulement existent et sont observés expérimentalement en microcanaux rectangulaires. Nous avons étudié dans le cadre de la thèse de Jacqueline Barber, une configuration d’expériences avec quelques diamètres hydrauliques et comme fluide d’étude du n-pentane et du FC-72. L’ensemble des résultats sont présentés dans son mémoire de thèse [Barber, 2009]. L’aspect novateur de ce travail a consisté dans l’analyse simultanée des écoulements et du coefficient d’échange pariétal accessible grâce au dépôt résistif métallique et à la visualisation infrarouge. La faible épaisseur de la paroi du microcanal n’étant pas un problème d’un point de vue de la conduction thermique instationnaire (le nombre de Biot pour notre problème appliqué à la paroi du microcanal est bien inférieur à 1). Les instabilités dans ce travail sont analysées d’un point de vue thermique et hydrodynamique. Le phénomène du recul de l’interface liquide-vapeur (vapor recoil) est observé et analysé. Ce phénomène est jugé comme étant à l’origine des instabilités observées.

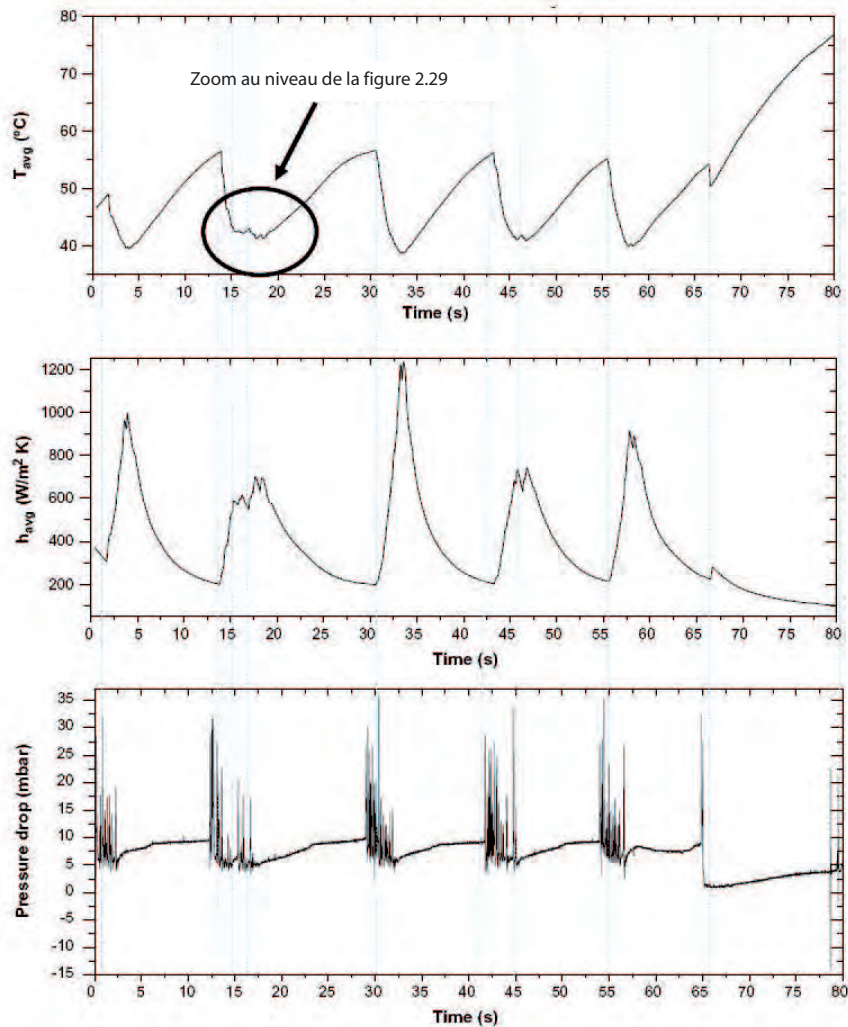


FIGURE 2.30 – Zoom sur une période de 80 secondes avec plusieurs fluctuations de pression, de température et donc du coefficient d'échange (conditions expérimentales identiques à celles de la figure 2.28)

2.2 Thématique : Évaporation de gouttes

L'évaporation de gouttes a été étudié à la fois au laboratoire mais également en microgravité. Les deux types d'expériences ont été menés en parallèle à l'aide des mêmes outils : visualisation dans le visible associée à une reconnaissance de forme et visualisation en infrarouge. Ces travaux expérimentaux ont tous démarrés récemment :

- en 2007 pour ce qui est des expériences sur la formation de gouttes posées en microgravité,
- en 2008 pour ce qui est de la visualisation infrarouge des gouttes en évaporation,
- en 2009 pour ce qui est de l'étude de l'angle de contact en microgravité.

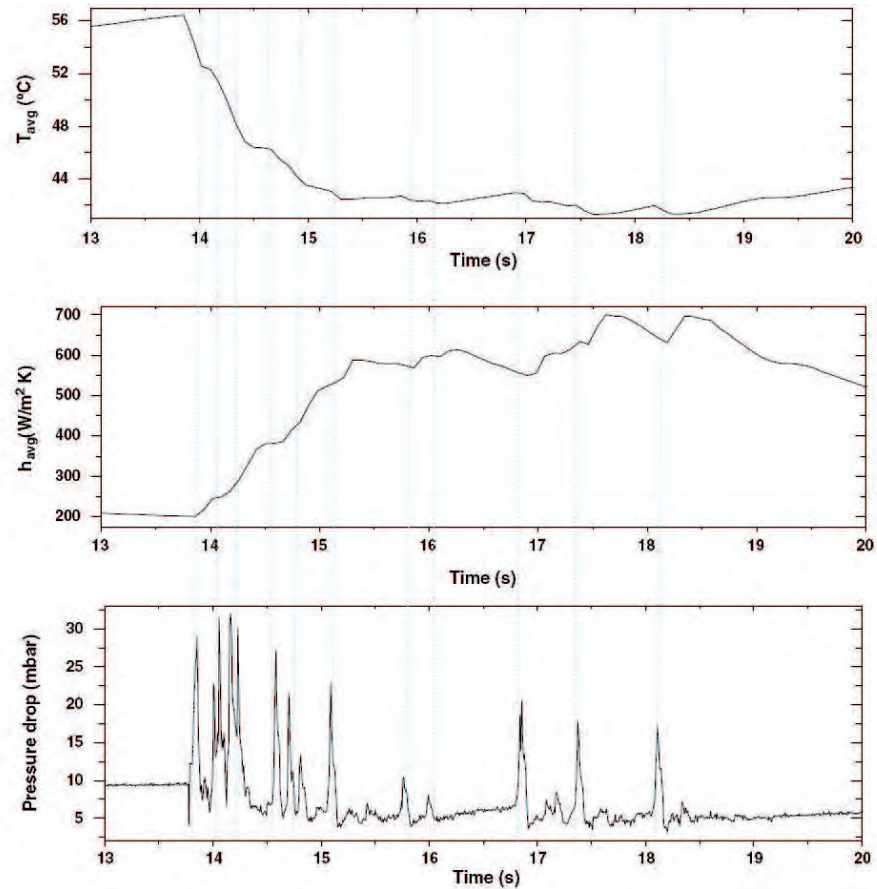


FIGURE 2.31 – Zoom sur une période de 7 secondes avec une seule fluctuation de pression, de température et donc du coefficient d'échange (conditions expérimentales identiques à celles de la figure 2.28)

2.2.1 Formation de gouttes en microgravité

Nous présentons dans cette partie, les résultats obtenus lors d'une campagne de vols paraboliques dédiés à l'étude des gouttes d'un point de vue : formation, interface et angle de mouillage. Les gouttes sont étudiées à la fois en microgravité mais également sous gravité terrestre pour avoir une valeur de référence. Cette étude constitue une étape préliminaire avant des investigations plus poussées sur l'évaporation de ces gouttes. Dans cette étude, les gouttes sont créées en utilisant un pousse seringue qui injecte la goutte au travers un orifice percée au centre du substrat. Les gouttes créées sont enregistrées par une caméra visible pour en extraire les caractéristiques (diamètre de mouillage, hauteur et angle de mouillage). Trois fluides ont été étudiés : l'eau déionisée, le HFE-7100 et le FC-72 ainsi que deux substrats chauffés en aluminium et en Téflon. Les résultats obtenus mettent en évidence la faisabilité de créer des gouttes posées pendant la microgravité même pour des liquides de faible tension de surface (inférieure à 15 mN.m^{-1}) comme c'est le cas pour FC-72 et le HFE-7100. Nous avons également mis en évidence la dépendance de l'angle de contact en fonction du diamètre et du niveau de gravité. Un second objectif de cette étude est l'analyse de la forme de l'interface en microgravité. L'objectif final de ces expériences est d'obtenir des valeurs de références sur le comportement des gouttes posées en microgravité pour des futures expériences spatiales dans le cadre du développement de l'instrument Franco-chinois (IMPACHT).

Le dispositif expérimental est composé d'une enceinte de confinement régulée thermiquement qui contient la cellule d'essai pour créer les gouttes (Fig. 2.32). Un orifice de $700\ \mu\text{m}$ est réalisé afin d'injecter les gouttes à travers le support et finalement le substrat. Les injections de liquides sont réalisées à débit massique constant. Ce débit massique d'injection est un paramètre important pour l'utilisation future en microgravité pour éviter la formation de jets de liquide en microgravité. Si le débit de liquide est trop faible par rapport au débit d'évaporation, nous ne pourrions pas créer de gouttes et atteindrions trop rapidement les 20 secondes de microgravité disponible pour réaliser les expériences. La température du substrat peut être modifiée à l'aide de cartouches chauffantes régulées par un régulateur PID. Les températures de surfaces étudiées sont $+10^\circ\text{C}$, $+15^\circ\text{C}$, $+20^\circ\text{C}$, $+30^\circ\text{C}$ avec comme référence la température de l'air au sein de la cellule qui pour toutes les expériences est régulée à 20°C à l'aide de la climatisation de notre expérience.

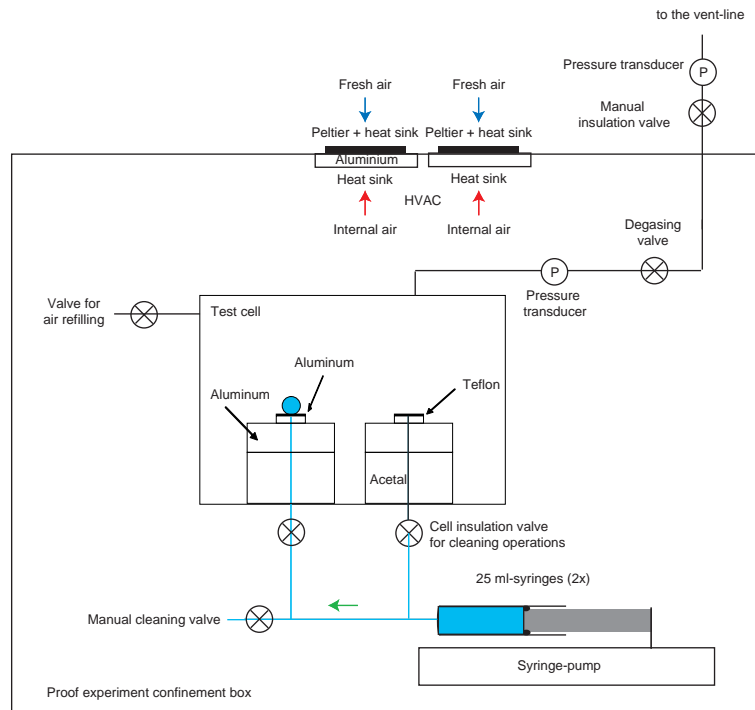


FIGURE 2.32 – Enceinte de confinement avec les équipements nécessaires pour réaliser la création de gouttes sur de l'aluminium ou du Téflon

Les gouttes sont créées sous gravité terrestre ou sous microgravité pour observer et quantifier également le comportement de l'angle de mouillage. Ceci est possible car une période de 10 secondes d'hypergravité à $1.8g$ suivie de 10 secondes à $1.5g$ précèdent les 22 secondes de microgravité. Un seul fluide est utilisé chaque journée de vol pour permettre un nettoyage des tuyaux et de la connectique à la fin de chaque vol. Sous gravité normale, la goutte pendant sa création est maintenue plaquée sur le substrat par la gravité. En microgravité, la goutte est maintenue sur le substrat uniquement par la tension de surface et n'est que très faiblement influencée par les fluctuations de gravité dont l'intensité est 200 fois plus faible. Pour les très grosses gouttes de fluides à très faible tension de surface, un détachement du substrat à cause des vibrations de l'avion est possible et doit donc être vérifié.

L'instrumentation de l'expérience est réalisée par une caméra visible (800 pixels x 600 pixels) pour enregistrer la formation de la goutte. La température et la pression dans la cellule sont enregistrées à l'aide de thermocouples de type K et de capteur de pression différentiels. La température de la surface chauffante est régulée à l'aide d'une PT-100 associée à un régulateur PID afin d'obtenir une fluctuation d'amplitude maximale $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Les propriétés des fluides utilisés sont listées dans le tableau 2.1. En utilisant les propriétés des fluides utilisés, nous déterminons leurs longueurs capillaires sous les trois niveaux de gravité qui nous intéressent. La longueur capillaire est utile pour déterminer le diamètre critique entre les gouttes facilement déformables par la gravité et les gouttes quasiment non déformables par la gravité. Quand le diamètre d'une goutte est inférieur à la longueur capillaire, on parle alors souvent de gouttelettes, les forces de tension de surface sont dominantes et imposent la forme de l'interface de la goutte au plus proche de la formation sphérique. Dans cette situation, la gravité n'a pratiquement aucune influence sur la forme de la goutte. Cependant pour des gouttes de diamètre supérieur à la longueur capillaire, la forme de l'interface est fortement influencée par la gravité. Nous utilisons de l'eau pour sa très forte tension de surface; mais sa forte enthalpie de changement de phase et température de saturation ne facilite pas les études futures en évaporation. D'un autre côté, les expériences avec du FC-72 ou du HFE-7100 posent des problèmes de trop faible tension de surface. Ces deux derniers fluides ont cependant des faibles températures de saturation et enthalpies de changement de phase qui seront pratique pour les expériences futures.

TABLE 2.1 – Propriétés physiques des liquides utilisés et longueurs capillaires à 25°C et 1 atm

	ρ_L	ρ_V	C_p	L_v	λ	σ	L_c (μg)	L_c (1g)	L_c (1.8g)
	kg.m^{-3}	kg.m^{-3}	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	kJ.kg^{-1}	$\text{W.m}^2.\text{K}^{-1}$	mN.m^{-1}	mm	mm	mm
Eau	997	0.59	4180	2449	0.606	72.7	12.2	2.7	2.0
HFE-7100	1520	2.84	1183	111	0.068	13.6	4.3	0.96	0.71
FC-72	1680	4.35	1100	88	0.057	12.0	3.8	0.82	0.64

Afin d'accéder facilement à l'angle de contact par traitement d'image, nous avons besoin d'accéder au couple : rayon/hauteur de la goutte qui doit être au plus proche de 1. Si le diamètre de la goutte est trop important devant la hauteur de la goutte alors l'angle de contact sera difficile à déterminer à cause de la difficile détermination de la forme de l'interface. En conséquence, si le couple liquide/surface est fortement mouillant ce qui correspond à cette situation avec le FC-72 et le HFE-7100, le liquide s'étalera sur la surface, les angles obtenus seront de l'ordre de 10 à 15° . Néanmoins, pour des surfaces non mouillantes (eau sur téflon et aluminium), ce ratio est proche de 1 avec pour ces situations des angles proches de 90° . Ces deux situations sont résumées sur la figure 2.33.

Cette présentation des résultats obtenus est divisée en deux parties avec la création des gouttes et par la suite l'analyse des gouttes créées (angle de mouillage et équation d'interface). Pour chaque expérience, nous enregistrons les paramètres de l'expérience : température du support chauffant, température dans la cellule, pression dans la cellule, l'accélération suivant les 3 axes. Nous enregistrons également la vidéo à 7.5 images par secondes. Pour chaque expérience, un traitement des données est réalisé pour extraire les angles de mouillage à gauche et à droite, afin de vérifier la symétrie, le volume de la goutte et le diamètre de mouillage de la goutte. Ci-après, nous présentons principalement les résultats obtenus avec l'eau, les expériences effectuées avec le HFE-7100 et le FC-72 ne nous permettent pas d'observer et de mesurer des angles de mouillage suffisamment importants (environ 10°). La qualité des images obtenue est la meilleur

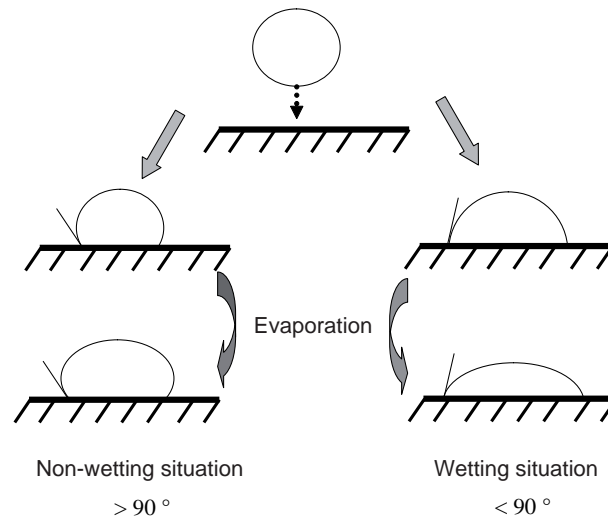


FIGURE 2.33 – Différentes situations de mouillage possible avec une goutte posée sur une surface

pour les gouttes dont l'interface est définie par un grand nombre de pixel en comparaison des gouttes de HFE-7100 et FC-72.

Sur la figure 2.34, nous présentons la vidéo décomposée d'une création d'une goutte de FC-72 en microgravité avec un débit massique d'injection de $6.7 \mu\text{L/s}$ ce qui correspond à une vitesse débitante à travers l'orifice de sortie de 0.017 m/s . Le débit massique injecté est suffisamment faible pour éviter la formation de jet et est suffisamment important devant le débit d'évaporation. Le très faible angle de mouillage (inférieur à 10°) ne nous permet pas de la déterminer précisément. La goutte de FC-72 ainsi créée mouille la surface en Téflon et reste accrochée à la surface tandis que son diamètre augmente jusqu'à atteindre les bords du substrat. Le liquide reste manifestement sur le support pendant toute la création de la goutte dont le temps total de formation est ici de 1.5 secondes.

Cependant, si le débit de liquide injecté est plus important avec l'exemple présenté sur la figure 2.35, l'interface est déformée pendant la formation de la goutte. Le débit d'injection est ici 10 fois plus important en comparaison de l'exemple de la figure 2.34 avec $67 \mu\text{L/s}$. Le fluide sort très probablement en forme de jet de l'orifice avec une vitesse de 0.17 m/s ($\text{Re} = 340$), ce jet est visible dès les premiers instant de la création de la goutte. Cependant, le jet ne brise pas l'interface de la goutte. Dès que le liquide atteint les bords du support, l'effet de répulsion des bords permet à la goutte de grossir en augmentant son angle de contact avec le bord. Cet angle de contact quand la goutte atteint le bord ne peut pas être considéré comme un angle de mouillage. Le bilan des forces qui s'appliquent dans ce cas à l'interface fait en plus intervenir les forces de répulsion du bord. Dès que l'injection du liquide est arrêtée, l'interface reprend une forme normale quasiment hémisphérique.

Les angles de mouillage observés pour les trois niveaux de gravité rencontrés sont présentés sur la figure 2.36. Partons de la situation suivante : une goutte d'eau est créée sous gravité terrestre sur notre substrat puis la goutte subit une période d'hypergravité de $1.8g$ puis de $1.5g$; enfin la goutte passe en microgravité pendant 20 secondes. Cette séquence de variation de gravité est présentée sur la figure 2.36

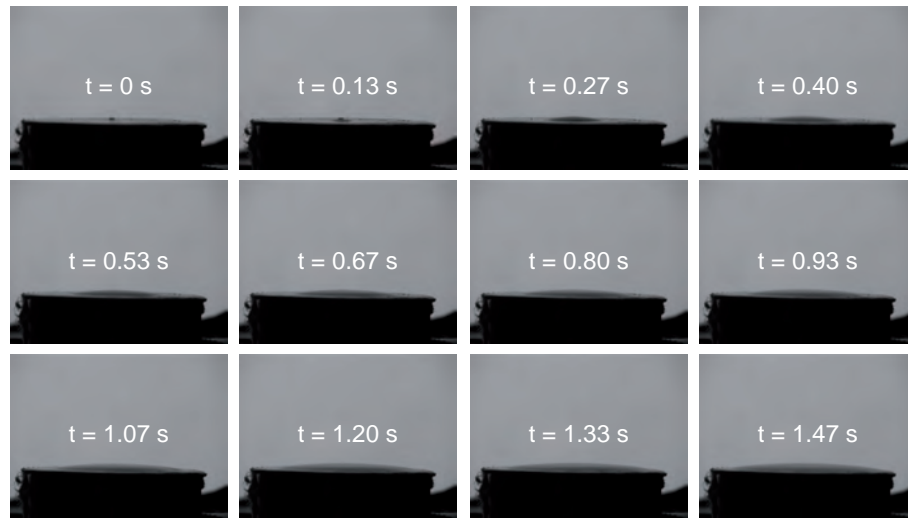


FIGURE 2.34 – Création d’une goutte posée de FC-72 sur du Téflon en μg avec un débit massique liquide de $6.7 \mu\text{L/s}$

qui met en évidence le comportement singulier de l’interface de la goutte et de son angle de mouillage. Sous gravité terrestre, l’angle de mouillage est de 95.3° , sous hypergravité l’angle de mouillage diminue pour atteindre 76.6° , l’interface de la goutte est modifiée. Cependant en microgravité l’angle de mouillage augmente mais reste inférieur à la valeur en gravité terrestre. Il semble donc manifeste que la valeur de l’angle de mouillage dépend de l’historique de la goutte et principalement de l’historique de la ligne triple. Si cette dernière a mouillé la surface lors de la phase d’hypergravité, une rétractation en microgravité est plus difficile car il faut alors faire reculer la ligne triple sur la surface pour conserver la cohésion de la goutte.

Pour vérifier le comportement de l’angle de mouillage en microgravité, nous avons réalisé des expériences de référence juste avant les paraboles en gravité terrestre avec par exemple des gouttes d’eau posées sur du téflon. Même avec les vibrations générées par l’avion, nous obtenons des résultats en bon accord (Fig. 2.37). Ces résultats mettent en évidence une augmentation de l’angle de mouillage pour les diamètres de gouttes croissants. L’incertitude sur le diamètre et les mesures de l’angle de contact sont assez bonnes pour observer l’effet des vibrations de l’avion sur la dispersion des points. Une tendance croissante de l’angle de contact est observée pour les diamètres croissants ce qui est en accord par exemple avec les résultats de [Yekta-Fard and Pontet, 1989]. L’influence de la gravité sur le comportement de l’angle de mouillage met en évidence une influence notable sur les grosses gouttes dont les diamètres sont supérieurs à la longueur capillaire. La plage d’angles de mouillage observés varient entre 70° et 100° . Quand l’angle de mouillage est mesuré sur des gouttes en microgravité mais créées en gravité terrestre, l’angle de mouillage est beaucoup plus dispersé dans la plage 80° à 91° pour la même plage de diamètres de gouttes entre 4 et 10 mm comme on peut le constater sur le figure 2.38. L’angle de mouillage en microgravité est donc très sensible au G-Jitter de l’avion. Nous observons des oscillations latérales des gouttes durant les vols ce qui peut facilement occasionner des variations de l’angle de mouillage de 10° .

Sur la figure 2.39, nous présentons deux gouttes d’eau dont le diamètre est quasiment identique mais l’une a été créée en gravité terrestre et l’autre en microgravité. La figure de gauche montre une goutte

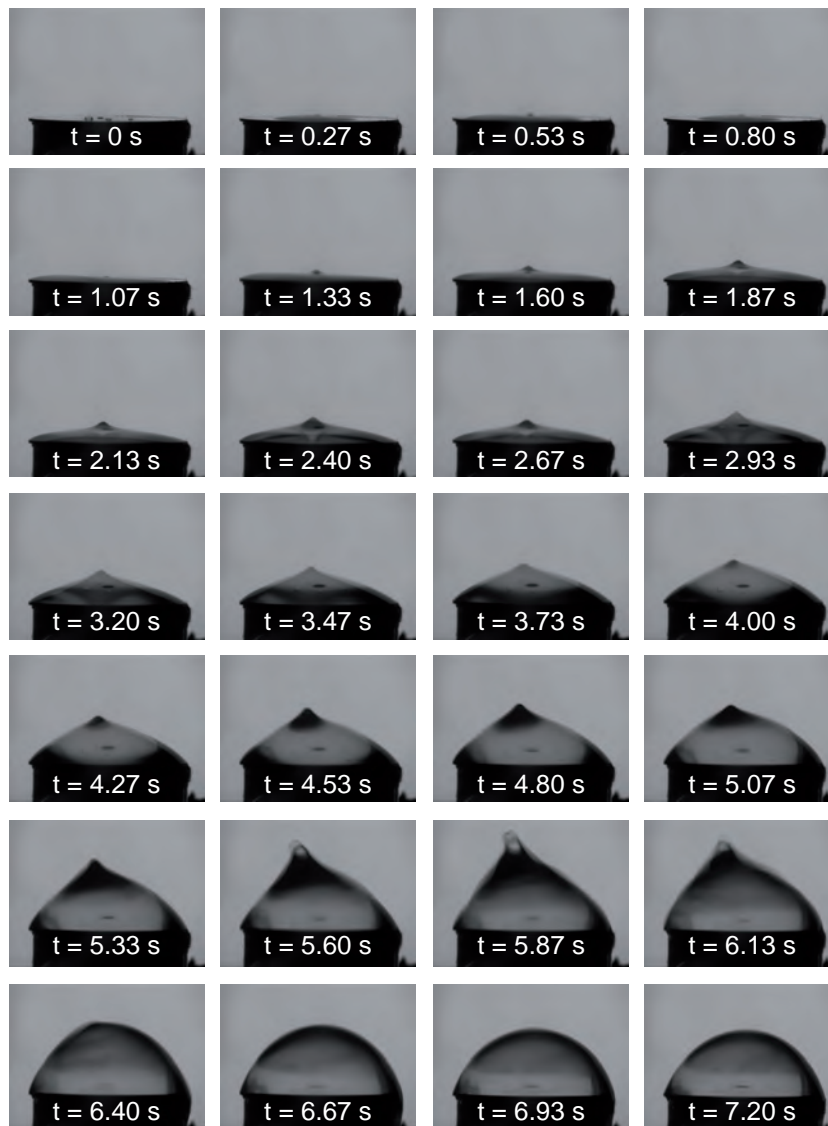


FIGURE 2.35 – Création d’une goutte de HFE-7100 posée sur de l’aluminium en μg avec un débit massique liquide de $67 \mu\text{L/s}$: l’interface est déformée par le débit trop important

qui a été créée en gravité terrestre dans son état stable en microgravité après la phase d’hypergravité. La goutte a un diamètre de base de 6.9 mm et un angle de mouillage de $93^\circ \pm 3^\circ$. Sur le même substrat de téflon avec le même liquide (de l’eau) et sous les mêmes conditions expérimentales, une goutte est créée pendant la phase de microgravité en partant d’un substrat ‘sec’. La goutte obtenue fait environ le même diamètre avec 6.5 mm mais l’angle de mouillage obtenue est de $107^\circ \pm 1^\circ$. Les deux interfaces de gouttes sont clairement différentes avec des angles de mouillages différents ce qui induit un volume de goutte différent avec $83 \mu\text{L}$ pour la goutte de gauche et $116 \mu\text{L}$ pour la goutte de droite soit un écart de 40%.

Nous expliquons ceci par le comportement de la ligne triple en mouvement en microgravité. Quand une goutte est créée sous gravité terrestre, la ligne triple avance sur la surface et le fluide mouille cette surface

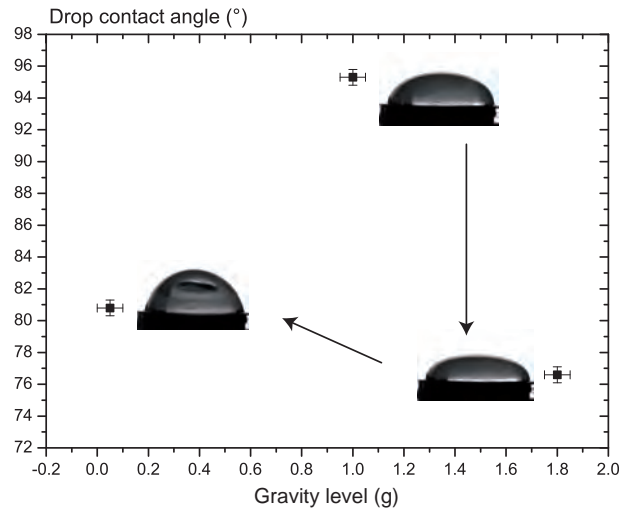


FIGURE 2.36 – Angle de mouillage de gouttes d’eau posées sur du Téflon pendant une parabole (donc pour 3 niveaux successifs de microgravité : 1g puis 1.8g et enfin μg)

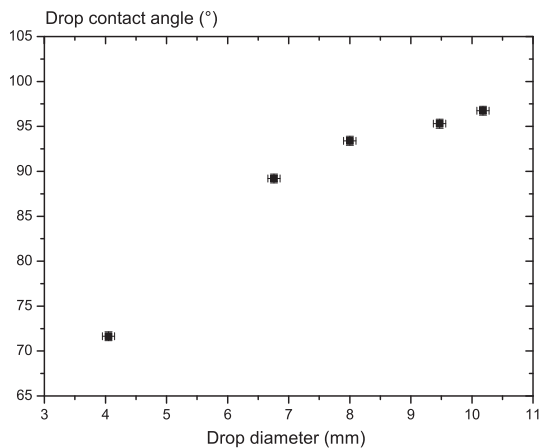


FIGURE 2.37 – Angle de mouillage de gouttes d’eau sur du Téflon en 1g pour plusieurs diamètres de gouttes

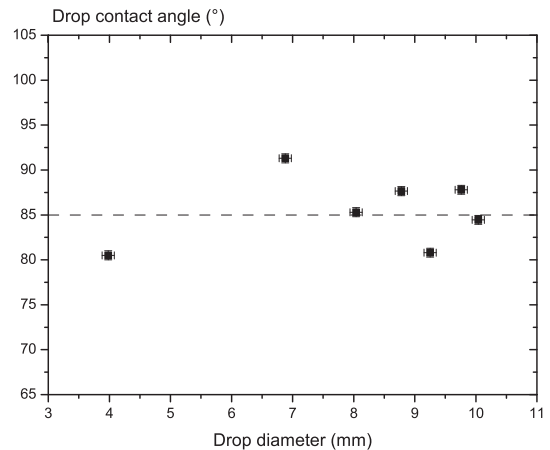


FIGURE 2.38 – Angle de mouillage de gouttes d’eau sur du Téflon en μg pour plusieurs diamètres de gouttes

car deux forces sont en présence : la tension de surface et la gravité. Le liquide en avançant sur la surface remplit les cavités à la surface du substrat et chasse le gaz présent (fonction de la rugosité du matériau) ce qui permet d’obtenir un angle de 93° . Cependant, quand une goutte est créée pendant la microgravité, la ligne triple avance sur cette même surface sans la présence de la gravité. Le liquide ne peut donc pas chasser le gaz présent dans les cavités mais les recouvre ce qui aboutit à une situation moins mouillante. Il apparaît que le liquide semble moins mouiller la surface en microgravité comparé à une situation avec gravité. Les propriétés de surface telles que la rugosité, les propriétés physico-chimiques d’interactions fluide-solide et le piégeage de gaz doivent probablement jouer un rôle important qui n’est d’habitude pas mis en évidence quand les études sont faites en gravité terrestre.

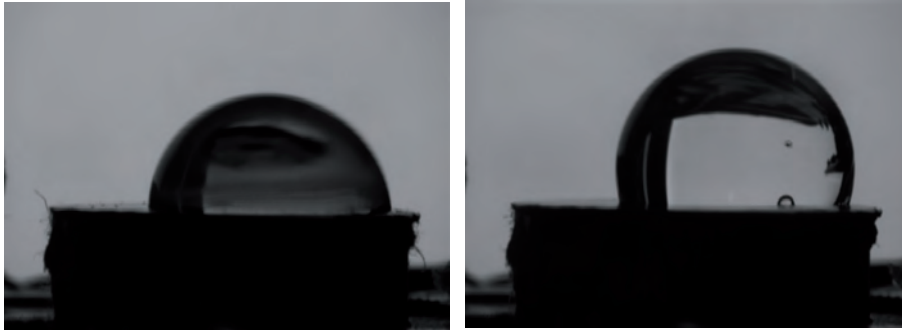


FIGURE 2.39 – Gouttes d’eau sur du Téflon : sur la figure de gauche, la goutte est créée en 1g alors que sur la figure de droite la figure est créée en μg

L’équation d’interface de goutte est donnée par le bilan de pression (Eq. 2.5). A l’équilibre hydrostatique, il existe une surpression dans la goutte qui est donnée par le bilan entre la pression de Laplace et la pression hydrostatique.

$$P_0 - \rho g z = \sigma \left(\frac{d^2 z}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dz}{dx} \right) \quad (2.5)$$

où $L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}$ est la longueur capillaire et P_0 est la pression au sommet de la goutte. L’équation qui permet d’obtenir le profil de la goutte doit être résolue en coordonnées polaires comme définit avec la figure 2.40. Deux paramètres sont utilisés pour résoudre numériquement l’équation de l’interface (Eq. 2.5), ces deux paramètres sont P_0 et l’angle de mouillage θ . Ces deux paramètres sont modifiés dans une feuille de calcul pour vérifier les paramètres physiques de la goutte que sont le diamètre de base, la hauteur et le volume. Ainsi, il est possible d’obtenir l’angle de mouillage théorique satisfaisant à l’équation de Young-Laplace [Aussillous, 2002].

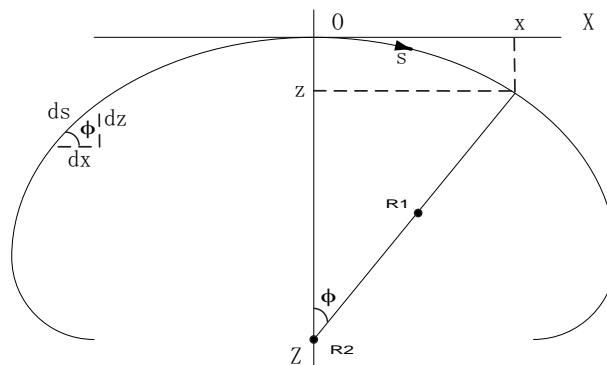


FIGURE 2.40 – Système de coordonnées pour l’analyse du contour de la goutte

En se basant sur les images obtenues pour les trois niveaux de gravité en vols paraboliques, nous sortons les profils expérimentaux et les traçons sur la figure 2.41. Les angles de contact obtenus pour ces gouttes de 8 mm de diamètre sont : 85.3° en microgravité, 93.4° en gravité terrestre et 89.5° en hypergravité. Sur la même figure, nous traçons le modèle donné par Young-Laplace et l’angle de mouillage résultant. Nous pouvons prédire approximativement le bon profil de goutte mais avec des angles de mouillage de : 84.0°

en microgravité, 83.0° en gravité terrestre et 76.0° en hypergravité. Cette tendance met en évidence des angles de mouillages décroissants avec la gravité croissante. Cette tendance est logique si l'on raisonne avec l'écrasement de la goutte. Cette tendance n'a pas été observée cependant expérimentalement. Le seul bon accord obtenu est celui sur l'angle de mouillage en microgravité quand la gravité est supprimée. L'influence des vibrations de l'avion sur nos expériences est certaine, il reste à quantifier cela lors de nos prochaines expériences.

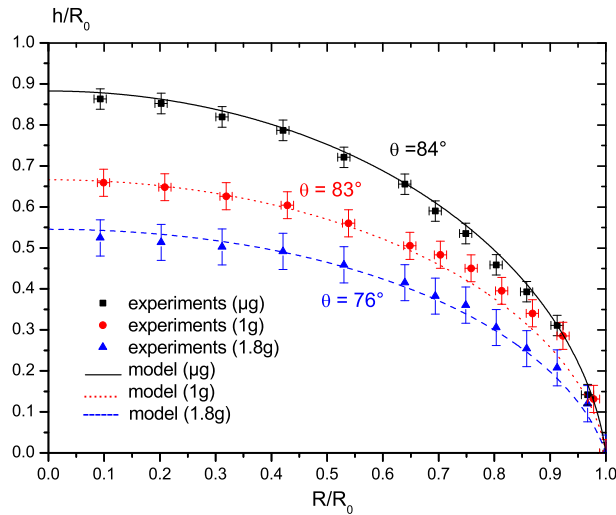


FIGURE 2.41 – Représentation sans dimension de l'interface des gouttes d'eau pour les 3 niveaux de gravité. Une comparaison est effectuée avec un simple modèle de Young-Laplace ($R_0 = 4$ mm)

Dans un cadre de recherche à long terme sur l'évaporation de gouttes posées en microgravité, nous devons passer à l'étude de l'évaporation de goutte en microgravité. Nous nous sommes dans un premier temps focalisés sur l'angle de mouillage et la dépendance au substrat et au niveau de gravité. Nous avons observé sous gravité terrestre et en hypergravité que l'angle de mouillage augmente pour atteindre une valeur seuil pour les grosses gouttes. Cependant un tout autre comportement est observé en microgravité avec un comportement non prédictif de l'angle de mouillage car très dépendant des conditions expérimentales. Sur la partie création de gouttes, nous avons confirmé la faisabilité de créer des gouttes en microgravité en définissant, en fonction du fluide, les plages de débits. La prochaine étape est d'étudier le comportement de l'angle de mouillage pour de meilleurs niveaux de microgravité par exemple en tour de chute. L'interface de la goutte semble être très sensible aux vibrations, l'utilisation d'une tour de chute permettra de réduire ces vibrations au minimum accessible expérimentalement.

2.2.2 Gouttes soumises à la convection thermogravitaire

Un dispositif expérimental a été réalisé afin de caractériser géométriquement une goutte durant son évaporation et pour analyser la cinétique ainsi que les transferts thermiques associés à ce phénomène. Ce dispositif comprend un support test où est déposée la goutte et comportant une instrumentation dédiée à des mesures thermiques (température, densité de flux). Les conditions ambiantes (température, pression, humidité) sont mesurées en permanence. L'élément chauffant est un bloc parallélépipédique en aluminium ($50 \times 50 \times 20$ mm³) instrumenté à l'intérieur par deux cartouches chauffantes de 6.35 mm de diamètre avec en surface : un thermocouple de type K et une sonde de platine (Pt 100). Cette dernière est couplée

à un régulateur PID afin de maintenir constante la température imposée (entre 25°C et 100°C) de la surface de l'élément. Le signal du thermocouple de type K est enregistré au cours du temps à 1 Hz. Un fluxmètre thermique à gradient tangentiel (CAPTEC®) de diamètre 10 mm ; d'épaisseur 0.4 mm et de sensibilité de $0.725 \mu\text{V} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^2$) est collé au centre de la face supérieure du bloc chauffant, ce fluxmètre est instrumenté en son centre par un thermocouple de type T. Le thermocouple central mesure une température centrale et la densité de flux thermique transmise à la goutte au cours de l'évaporation. Il permet ainsi d'étudier la cinétique d'évaporation et les transferts thermiques induits. Les signaux délivrés par ce dernier sont enregistrés sur une centrale d'acquisition HP34970A. Le fluxmètre est peint en noir à l'aide d'une peinture métallique noire mâtt afin d'avoir une émissivité de surface égale à 1. Une feuille de Téflon de 200 μm est collée sur le fluxmètre, cette surface recevra la goutte posée. La feuille de Téflon est régulièrement changée pour éviter le problème particulier du nettoyage et garantir la reproductibilité de l'état de surface (Figs. 2.42 et 2.43).

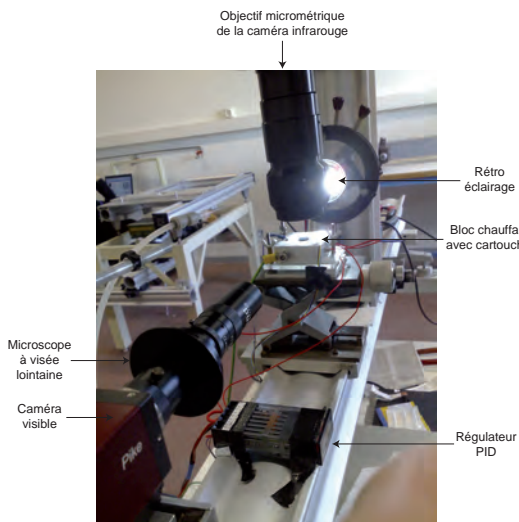


FIGURE 2.42 – Dispositif expérimental utilisé pour la thermographie infrarouge des gouttes en évaporation

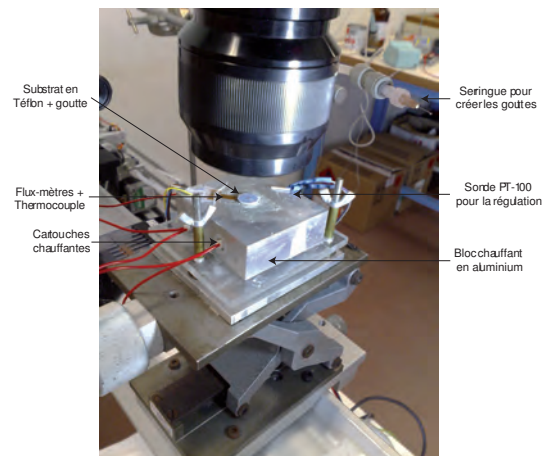


FIGURE 2.43 – Détails sur les support chauffant et son substrat

Un diagnostic optique permettant l'acquisition vidéo est obtenu à l'aide d'une caméra Pike 800 pixels * 600 pixels à 30 images/secondes couplée un microscope à visée lointaine VZM100i. Ce diagnostic optique permet une visualisation de la goutte par le côté. La vue de côté est utilisée pour déterminer les paramètres géométriques de la goutte. L'échantillonnage à 30 images/secondes est amplement suffisant car le temps total d'évaporation est toujours supérieur à une minute pour les conditions expérimentales testées. Après avoir sélectionné une région d'intérêt sur l'image (définition d'une ligne de base), une analyse est effectuée afin de déterminer les angles de contact gauche et droit, la hauteur, le diamètre de mouillage, la surface extérieure et le volume de la goutte). Les angles de contact sont déterminés en réalisant une régression polynomiale. Le volume est calculé en effectuant une intégration avec l'hypothèse de goutte axisymétrique.

Le diagnostic infrarouge est réalisé à l'aide d'une caméra FLIR SC6000 couplée à un microscope permettant d'atteindre une résolution de 10 μm . La caméra infrarouge est montée verticalement au dessus de la goutte à visualiser. Le fluxmètre en cuivre est peint en noir afin d'obtenir une réflectivité quasiment nulle et une homogénéité de la température du support au démarrage et à la fin de l'évaporation inférieure

de $\pm 1^\circ\text{C}$. L'image ainsi obtenue au niveau de la caméra est étalonnée afin de valider l'environnement thermique autour de la goutte et l'émissivité exacte du support.

Une séquence typique obtenue est présentée sur la figure 2.44 qui présente l'évaporation complète d'une goutte d'éthanol pur à 99.9 % sur un substrat en Téflon chauffé à température constante de 48°C . La vidéo infrarouge a été prise en 640 pixels x 512 pixels à 50 Hz. On extrait ici uniquement une image toutes les 10 secondes pour décrire le phénomène ici mis en évidence. On peut noter dès 30 secondes après la pose de la goutte l'apparition de mouvement convectif dans la goutte aussi appelés ondes thermiques par certains auteurs [Sefiane et al., 2008]. Ce délai est du à la montée initiale en température de la goutte de la température ambiante à 48°C . Des mouvements convectifs réguliers apparaissent jusqu'à environ 60 secondes après le début de l'expérience. La suite de l'évaporation se traduit par des mouvements anarchiques du fluide.

Dans le cadre de nos études, trois liquides ont été étudiés pour déterminer leurs caractéristiques infrarouges : méthanol, éthanol et FC-72. Tous les trois fluides sont semi-transparents dans la bande de longueur d'onde de la caméra infrarouge SC6000 qui est de 3 à 5 μm . Des mesures d'absorptivité ont été réalisées à l'aide d'un spectrophotomètre FTIR NICOLET Nexus 560 pour déterminer l'absorptivité entre 2.5 et 14 μm qui est la plage maximale d'étude du matériel. Pour nos études avec la SC6000, les données d'absorptivité ne seront traitées que dans la bande 3 à 5 μm . Des hublots en CaF2 ainsi que des cales d'épaisseurs en Téflon ont été utilisés afin de déterminer l'absorptivité des fluides pour différentes épaisseurs. Un protocole complet a été mis en place afin d'assurer un résultat final assorti d'une bonne précision. Sur la figure 2.46, nous mettons en évidence les différentes caractéristiques des fluides en fonction de leur épaisseur. Les épaisseurs étudiées vont de 0.2 à 2 mm ce qui correspond à la hauteur maximale des gouttes étudiées. Pour de très faibles épaisseurs, le comportement de l'absorptivité et donc de l'émissivité est linéaire ce qui est en accord avec la théorie. A épaisseur constante, le FC-72 est le fluide le moins émissif suivi par l'éthanol puis vient le méthanol.

Différents phénomènes physiques peuvent être observés et faussement interprétés à l'aide d'une caméra infrarouge si l'on ne dispose pas des caractéristiques infrarouges des liquides. Comme on peut le constater sur la figure 2.46, deux des trois liquides mettent en évidence une 'profondeur de pénétration' du rayonnement dans la bande de longueur d'onde étudiée. Il y a donc pour des épaisseurs de fluide supérieures à ces épaisseurs critiques une atténuation quasi totale du rayonnement traversé et le fluide n'a qu'un comportement émissif.

Prenons l'exemple suivant présenté avec la figure 2.47, nous étudions trois gouttes de FC-72, éthanol et méthanol. Ces gouttes ont le même diamètre départ initial et sont posées sur le même substrat à la même température de 50°C . Les images infrarouges fournies sur la figure 2.47 ont été extraite quelques secondes après la dépose de la goutte sur le substrat. Les gouttes d'éthanol et de méthanol ont une épaisseur maximale à leur sommet de 1 mm tandis que la goutte de FC-72 à une épaisseur maximale de 0.6 mm a son sommet. Cette différence est en accord avec la longueur capillaire des fluides. Afin de réaliser des observations pertinentes des fluides à l'aide de la caméra infrarouge, il est nécessaire que le fluide soit semi-transparent :

- si la transmittivité du fluide est faible (proche de 0), cela signifie que son absorptivité est grande (proche de 1) ; ainsi une couche de fluide absorbe le flux radiatif qui tente de le traverser puis réémet ce rayonnement à la couche suivante. Si l'on raisonne à travers la totalité de l'épaisseur de fluide, peu de flux radiatif est transmis à la caméra et le peu de flux traversant traduit l'état thermique des dernières couches de fluide. Ainsi un faible signal n'est pas pertinent pour analyser le comportement

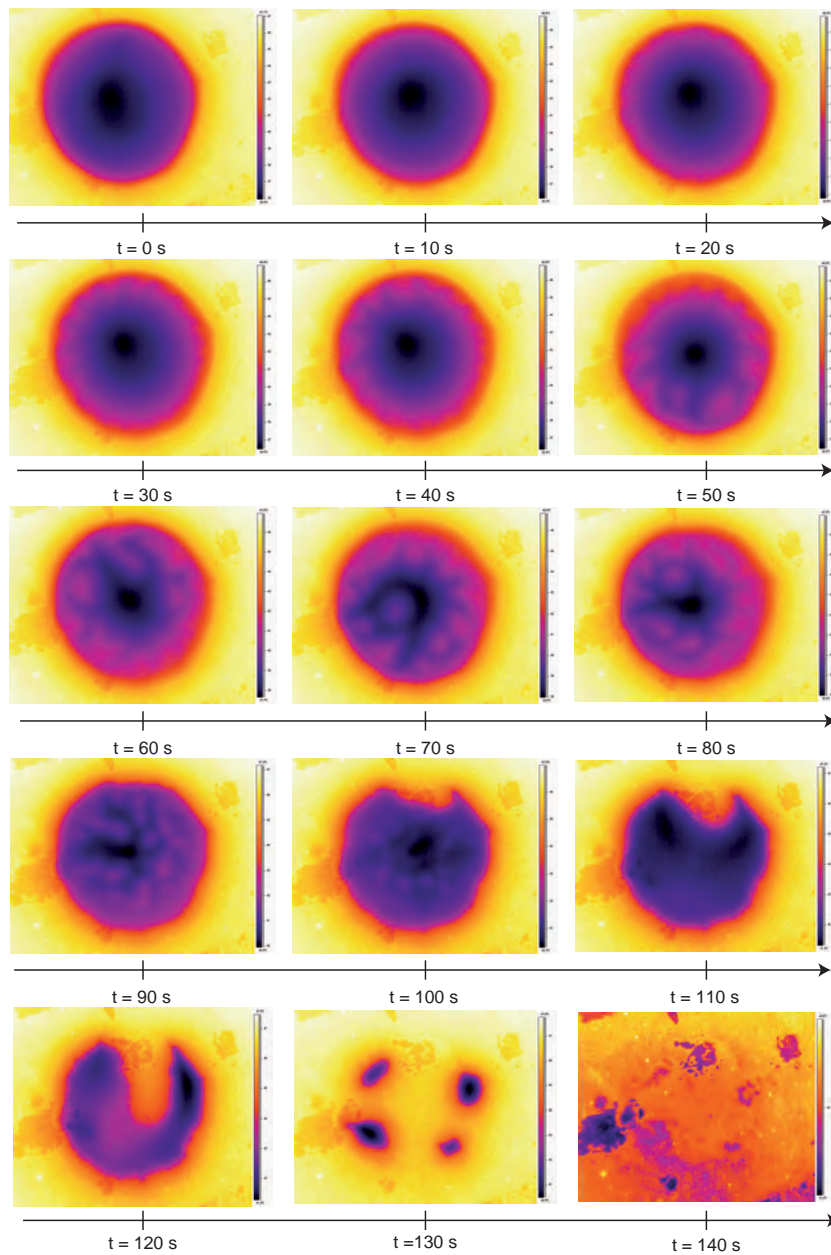


FIGURE 2.44 – Evaporation d’une goutte d’éthanol de 4 mm de diamètre et 1 mm d’épaisseur visualisé en caméra infrarouge [Temps total d’évaporation 140s, $T_{substrat} = 48\text{ °C}$]

au sein du fluide comme c’est le cas pour le méthanol qui à 1 mm laisse apparaître une émissivité globale supérieur à 95%, il n’y a donc que 5% du rayonnement qui travers 1 mm de méthanol. Les observations à l’aide de l’imagerie infrarouge est donc pertinente uniquement pour de très faible épaisseur de gouttes.

- si la transmittivité du fluide est grande (proche de 1), cela signifie que son absorptivité est faible (proche de 0) ; ainsi une couche de fluide n’absorbe pas le flux radiatif qui la traverser et donc ne réémet pas ce rayonnement à la couche suivante. Si l’on raisonne à travers la totalité de l’épaisseur

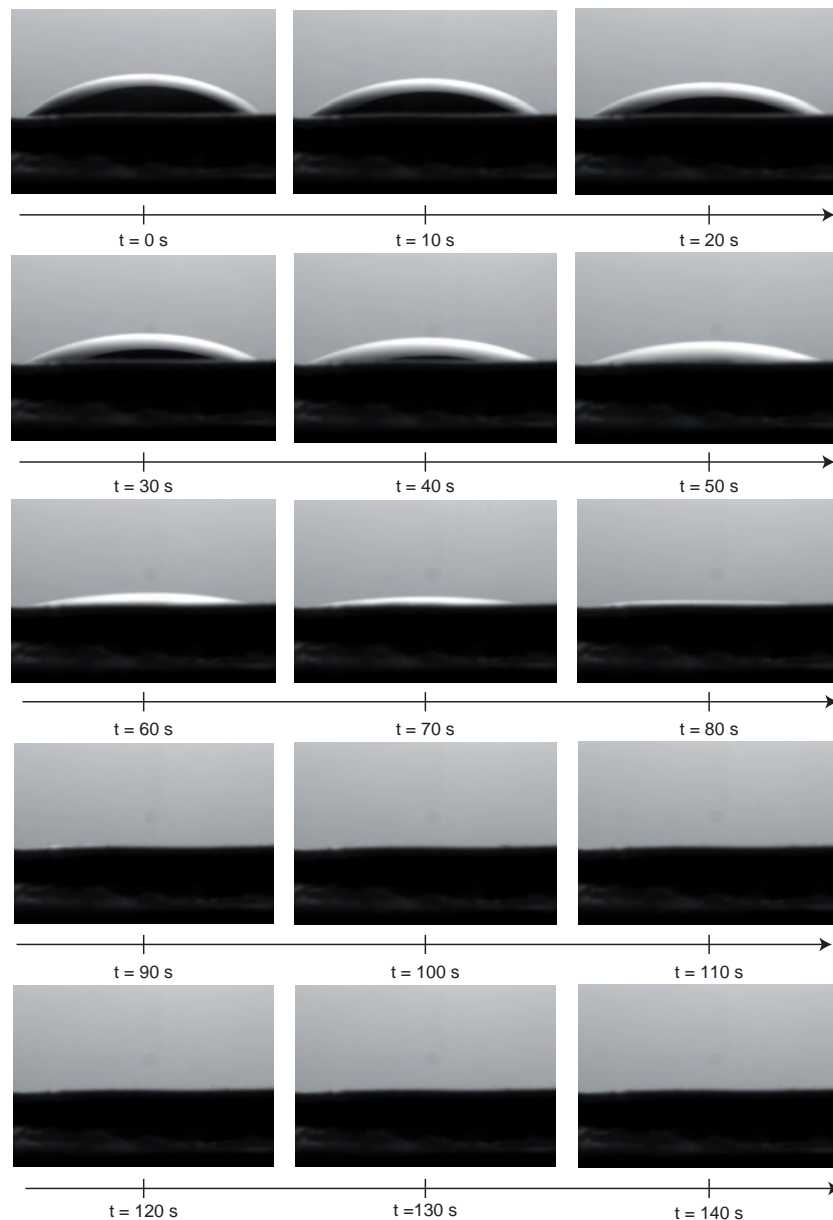


FIGURE 2.45 – Évaporation d’une goutte d’éthanol de 4 mm de diamètre et 1 mm d’épaisseur visualisé en caméra visible [Temps total d’évaporation 140s, $T_{substrat} = 48\text{ °C}$]

de fluide, le flux radiatif est transmis directement de la surface chauffante à la caméra. Le fluide est quasiment transparent à la caméra infrarouge. Ainsi un faible signal provenant de la goutte n’est pas pertinent pour analyser le comportement au sein du fluide.

Les travaux effectués par [Sefiane et al., 2008] ont été réalisés sans chauffage, ni régulation. La goutte est posée sur un substrat dans lequel l’enthalpie de changement de phase est prise pour assurer l’évaporation. Les ondes thermiques que présente l’auteur par exemple pour l’éthanol sont nombreuses et apparaissent dès le début de l’expérience jusqu’à la fin de l’évaporation. Nos expériences se font à tem-

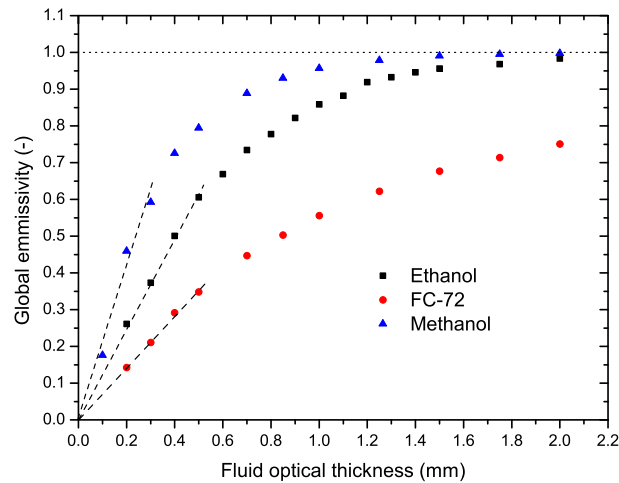


FIGURE 2.46 – Emmissivité globale de 3 fluides : FC-72, méthanol et éthanol en fonction de l'épaisseur optique du fluide dans la bande spectrale de 3 à 5 μm

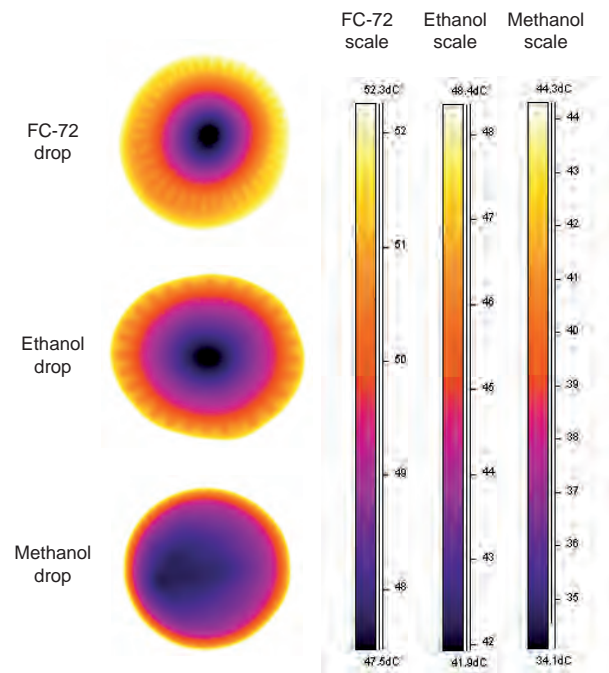


FIGURE 2.47 – 3 gouttes de FC-72, méthanol et éthanol en évaporation; apparition de cellules thermoconvectives visualisable si la transmittivité du fluide le permet [$T_{room} = 28 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{substrat} = 52 \text{ }^\circ\text{C}$]

pérature de substrat constante assurée par un régulateur, nous mettons en évidence des mécanismes différents tels que des mouvements convectifs réguliers ou des structures irrégulières avec des plages d'apparition fonction des paramètres de la goutte et des conditions expérimentales. Les figures 2.48 et 2.49 présentent dimensionnellement et adimensionnellement, pour des expériences avec de l'éthanol, la décroissance du nombre de cellules thermoconvectives pendant l'évaporation de la goutte. Le nombre de ces cellules thermoconvectives observées durant leur période d'existence décroît linéairement. Nous mettons

également en évidence que le nombre de cellules thermoconvectives est proportionnel à la différence de température entre le substrat et les conditions ambiantes.

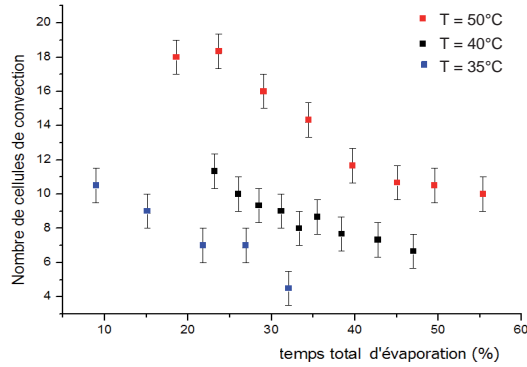


FIGURE 2.48 – Thermoconvective cell evolution for different substrate temperature with ethanol drops [$T_{room} = 25\text{ °C}$]

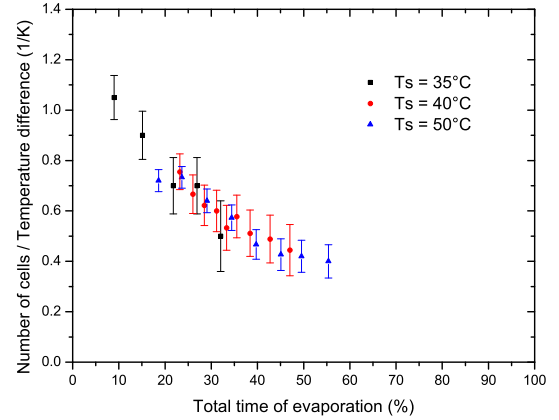


FIGURE 2.49 – Non-dimensional evolution of thermoconvective cell for different substrate temperature with ethanol drops [$T_{room} = 25\text{ °C}$]

Ces travaux très récents sont absents de la littérature, ils font donc l'objet d'une publication prochainement (en fin de rédaction) que ce soit sur les aspects expérimentaux que théorique. L'analyse des mécanismes d'apparition et de disparition des cellules thermoconvectives fera l'objet d'une thèse de doctorat qui démarre au 1er octobre 2009 (B. Sobac).

2.2.3 Angle de contact de gouttes en microgravité

La forme d'une goutte et son angle de contact avec le substrat sont régis par un bilan de force au niveau de la ligne triple. Les forces dans la théorie de Young [Young, 1805] sont celles de tensions de surface entre le liquide, la vapeur et le solide. La projection dans le plan du substrat des trois forces qui s'appliquent au niveau de la ligne triple nous permet d'obtenir l'angle de contact (Eq. 2.6). En utilisant la relation 2.6 et la définition de la surface d'étalement (Eq. 2.9 [de Gennes et al., 2005]) ont obtenu la relation entre la surface d'étalement, la tension interfaciale liquide-vapeur et l'angle de mouillage.

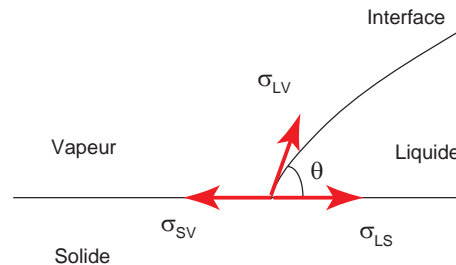


FIGURE 2.50 – Définition de l'angle de contact d'une goutte sessile

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{SV} - \sigma_{LS}}{\sigma_{LV}} \quad (2.6)$$

$$S = E_{sec}^{substrat} - E_{mouill}^{substrat} \quad (2.7)$$

$$= \sigma_{SV} - (\sigma_{SL} + \sigma_{LV}) \quad (2.8)$$

$$= \sigma_{LV} (\cos(\theta) - 1) \quad (2.9)$$

Que ce passe t-il si l'on étudie une très petite goutte, typiquement de diamètre bien inférieur à sa longueur capillaire : la gravité devient négligeable. Si l'on réalise des expériences de gouttes posées en microgravité, on devrait alors retrouver les mêmes angles de mouillage que pour des gouttelettes en se basant sur une analogie avec la longueur capillaire. L'expérience présentée ci-dessous fait l'objet du stage de MASTER d'Antoine Diana et Nicolas Donadey chez Ted Steinberg à "Queensland University of Technology", Brisbane, Australie. Dans le cadre de leur stage de MASTER et de la thèse d'Antoine Diana qui démarre prochainement en janvier 2010, un dispositif expérimental a été réalisé afin de mener nos expériences de mouillabilité en tour de chute libre (Fig. 2.51).

La durée de microgravité disponible est de 2.0 secondes ce qui est suffisant pour obtenir un état stable de l'interface. Le principe retenu pour l'expérience est extrêmement simple : filmer des gouttes d'eau et d'éthanol posées sur des substrats en téflon ou aluminium (Fig. 2.52). Les gouttes sont déposées avec un protocole expérimental précis sur les substrats juste avant l'expérience puis l'expérience est réalisée. Juste après le début de l'expérience, une transition de 1g à la phase de microgravité est observée. Cette oscillation initiale est due à l'énergie de traction stockée dans le câble auquel est suspendu l'obus et à l'intérieur de l'expérience.



FIGURE 2.51 – Tour de chute libre de Brisbane, Australie : 25 mètre de haut pour 2.0 secondes de microgravité à $10^{-4}g$.

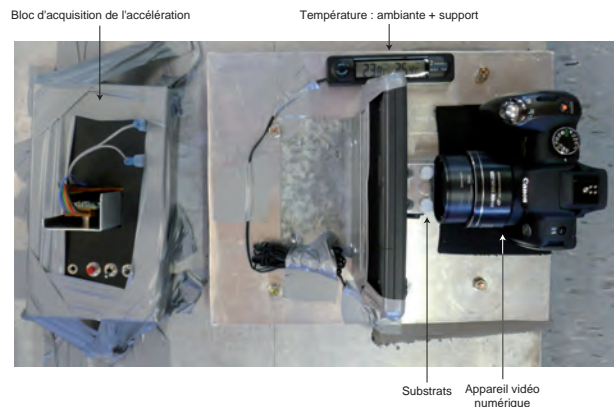


FIGURE 2.52 – Dispositif expérimental utilisé en Australie pour étudier l'influence de la gravité sur l'angle de mouillage de gouttes posées

La figure 2.53 présente les observations que l'on peut réaliser sur les 3 gouttes étudiées simultanément

afin d'optimiser le nombre de chute à réaliser. L'image supérieure présente les 3 gouttes sous une gravité terrestre avant le passage en microgravité. Les substrats 1 et 3 sont en Téflon de rugosité (600 nm) alors que le substrat 2 est en aluminium de rugosité (400 nm). Les mesures de rugosité ont été effectuées avec un AFM (Microscope à Forces Atomiques). L'image inférieure présente les gouttes pendant la phase de microgravité avec la modification bien visible de l'interface qui n'est plus soumise qu'à la tension de surface. Les modifications de l'angle de mouillage et des paramètres de la goutte (diamètre de mouillage et hauteur) sont moins perceptibles.

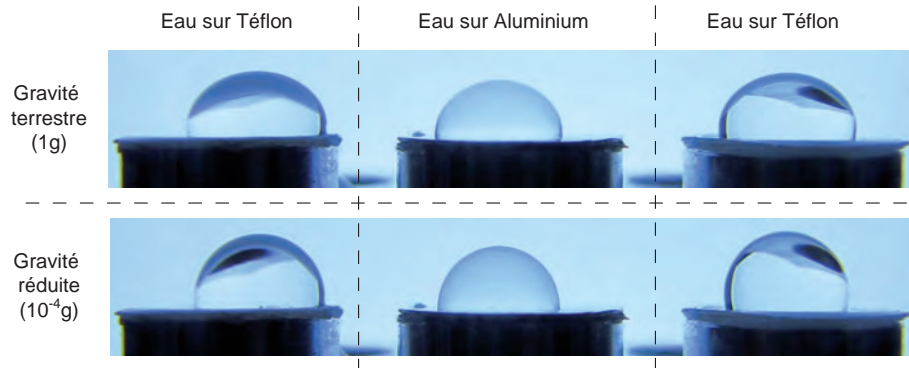


FIGURE 2.53 – Influence de la microgravité sur la forme et l'angle de mouillage de goutte d'eau posées sur des substrats en aluminium et téflon

Plusieurs expériences réalisées avec de l'eau déionisée (catégorie biologique pour les analyses ADN) mettent en évidence, en fonction du substrat utilisé, une forte rétraction de la goutte lors du passage en gravité réduite pour les expériences sur l'aluminium. Les résultats sont tracés en fonction du nombre de Bond qui traduit la compétition entre les effets capillaires et les effets gravitaires. Nous mettons en évidence sur la figure 2.54 le comportement des gouttes lors du passage en microgravité qui se traduit clairement pour les gouttes d'eau sur aluminium par une rétractation du diamètre et augmentation de la hauteur de la goutte. Cependant pour les gouttes d'eau sur téflon, le diamètre de mouillage reste en apparence constant, c'est l'angle de mouillage qui varie sensiblement comme on peut le constater sur la figure 2.53.

Les angles de mouillages mesurés sont donc un élément très important dans cette activité. Que les mesures soient effectuées sur des gouttes en gravité réduite ou en gravité terrestre, les précisions sur les angles de mouillages requises sont de l'ordre du degré. Or les angles de mouillages peuvent être obtenus de plusieurs manières différentes qui donnent des résultats différents :

- une première méthode consiste à déterminer le profil de la goutte par un traitement d'image puis un seuillage. Une équation polynomiale d'un degré le moins élevé possible est alors cherchée pour approcher l'équation de l'interface. La tangente à l'équation de l'interface peut alors être utilisée pour déterminer l'angle de mouillage. C'est la technique qui est utilisée par les logiciels commerciaux vendus avec les analyseurs de gouttes [KRUSS, ou FTA]. Cette technique donne les angles de mouillage à plus ou moins 2 à 5 degrés.
- une seconde méthode consiste à étudier uniquement une portion de l'interface près de la ligne triple là où les forces et interactions à courtes distances peuvent agir (rugosité, physico-chimique, élec-

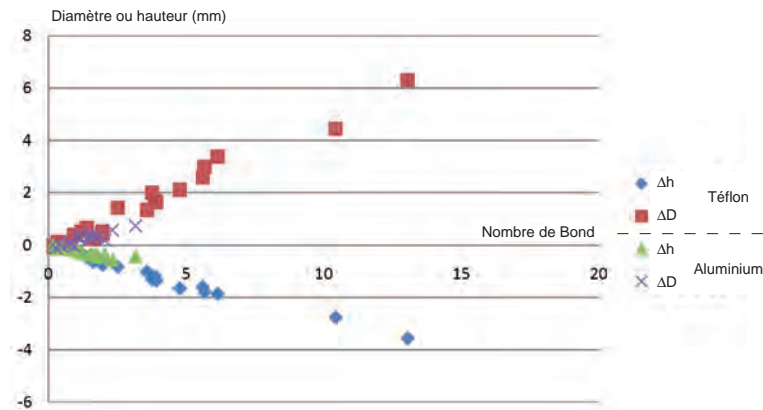


FIGURE 2.54 – Variation de la hauteur et du diamètre des gouttes sur téflon et aluminium à la transition de niveau de gravité

trostatique...). La recherche du profil de la goutte uniquement sur cette portion d'interface permet alors d'obtenir une information au plus près de la ligne triple.

- une troisième consiste à résoudre numériquement l'équation de Young-Laplace puis à ajuster les coefficients/paramètres qui permettent de retrouver le profil expérimental de la goutte. L'angle de mouillage obtenu ne tient donc compte que de la capillarité et de la gravité. Si d'autres forces influencent le profil de la goutte, ces dernières ne peuvent être mesurées.

L'exemple présenté sur la figure 2.55 permet de comparer l'angle de mouillage obtenu avec ces trois méthodes. L'image choisie pour l'explication est parfaitement symétrique ceci afin d'éviter en plus les problèmes d'angle de mouillage différent à gauche et à droite qui est un problème possible lors des expériences. Les trois méthodes donnent trois angles différents avec un écart maximum de 9 degrés. Chaque méthode sert à déterminer l'angle de mouillage mais en se basant sur une portion différente de l'interface; ce qui suppose donc que le comportement de l'interface ne subit pas de point d'inflexion ce qui serait le cas en présence de force à courte distance.

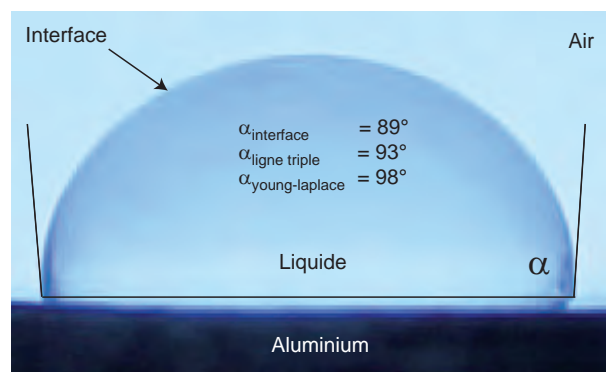


FIGURE 2.55 – Analyse de l'angle de mouillage d'une goutte d'eau sur aluminium par deux méthodes : analyse du contour et analyse au niveau de la ligne triple (25°C sous gravité terrestre)

Commercialement les logiciels vendus avec le matériel de mouillabilité utilisent uniquement la première méthode, ce qui permet d'obtenir un bon ordre de grandeur. Cette méthode assez rapide est facilement réalisable et est suffisante pour une approche qualitative. Néanmoins pour une approche plus fine afin par exemple d'analyser l'influence de la pesanteur, une précision plus importante est requise. Ceci fait l'objet en parallèle des expériences en tour de chute de nos activités. Il s'agit là de mettre en évidence quantitativement l'influence des effets physico-chimiques, électrostatiques... Nous développons donc en interne au laboratoire notre propre logiciel de traitement d'image permettant d'effectuer l'analyse de l'interface d'une goutte pour en extraire l'angle de mouillage avec les trois méthodes présentées ci-dessus.

3

Perspectives de recherche à court et moyen terme

Sommaire

3.1	Perspectives de recherche à court terme	91
3.1.1	NANOCOATED SURFACES for enhanced boiling heat transfer	91
3.1.2	In-situ CHARACTERIZATION of MICRO and NANO particles systems	93
3.1.3	Interface Microgravity PHASE CHANGE Heat Transfer	95
3.2	Perspectives de recherche à moyen terme	98
3.2.1	Thermo-convective instabilities and evaporation mass flux intensification of posed droplets	99
3.2.2	Material substrate influence for phase change phenomena : fundamental aspects and applications to heat transfer enhancement	101

Préambule

J'aborde dans cette section les perspectives de recherche à court terme qui sont les activités de recherches qui vont démarrer dans les mois à venir et auxquelles je participe (CARMINA) ou que je coordonne (NANOSURF, IMPACT). Ces activités sont pour certaines des projets ANR qui démarrent en Septembre 2009 pour d'autres des participations à des projets. J'aborde par la suite dans ce chapitre les perspectives à moyen terme que je compte développer au laboratoire en mettant en avant les dossiers de demandes de financement (qui sont de nos jours rédigés en anglais). Cette section traitant principalement des perspectives de recherche, le texte est laissé en langue anglaise pour les projets NANOSURF (accepté) et CARMINA (accepté) et MICRO-PHASE (a resoumettre), EVADROP (a resoumettre).

3.1 Perspectives de recherche à court terme

3.1.1 NANOcoated SURFaces for enhanced boiling heat transfer

Project name : ANR NANOSURF Execution period : september 2009 to august 2012

Partners list

	Last name	First name	Function
LEGI	MARTY	Philippe	National coordinator
LEGI	CANEY	Nadia	
LEGI	PHAN	Hai Trieu	
CETHIL	BONJOUR	Jocelyn	Local coordinator
CETHIL	STUTZ	Benoit	
IUSTI	BRUTIN	David	Local coordinator
IUSTI	LAUNAY	Stéphane	
IUSTI	LE NILIOT	Christophe	
IUSTI	TADRIST	Lounès	
LPMCN	BIBEN	Thierry	Local coordinator
LPMCN	BARRAT	Jean-Louis	
LPMCN	JOLY	Laurent	

Triple line study during drop evaporation

We propose in this task to study the influence of the nanostructured surfaces on drop evaporation. The liquid-solid behaviour strongly influences the drop contact angle and thus the drop shape. The internal convection and the drop contact line perimeter are strongly dependant to the surface roughness, chemical composition, history. The behaviour of a water drop on aluminium or PTFE is totally different. So water drop evaporation is thus different for the two situations. The main consequence is clearly observable on the total evaporation time. We intend in this task to modify consequently the wettability of drop on surfaces using nanostructured material to either increase or decrease the evaporation rate of posed drop on surfaces.

The experiment set-up already exists at the laboratory so the first part of the work will consist into preliminary experiments based on the surfaces provided by LEGI to have the tendencies. All the experi-

ments will be compared to a reference case obtained under the same conditions and the same liquid but with a classical well know surface (for example PTFE or aluminium). For all the experiments, we will measure the drop characteristics (height, contact diameter, interface shape) the environment (temperature, pressure and moisture) and the infrared characteristics (3D internal temperature based on a reconstruction) will enable to determine the evaporation rate dynamics and the heat transfer along the interface. A relatively similar experimental device exists at CETHIL, but it does not include an IR camera. It was up to now mostly used for the determination of contact angles of fluids on various substrates, as this information is needed in heat pipes modelling, which is another activity at CETHIL. This device will be used for two purposes : (i) performing backup experiments of those performed by the other partners. This will enable checking the repeatability of the results, and therefore their validity. (ii) obtaining measurements of contact angles and evaporation rate for drops on the nanostructured walls tested at CETHIL in task T2.

The infrared measurement will be analyzed using the interface shape to enable quantitative measurements. The use of form factor corrections will provide the surface temperature. If the nanostructured surface is deposited on Silicone, we will be able to use the bottom view of the drop under evaporation. Considering a thin nanostructured deposit, its temperature will be provided directly by infrared visualization. Using both bottom and top view of the drop, a quantitative analysis of the evaporation dynamics will be provided and a full comparison with the reference case will be possible.

Single bubble growth in a nanostructured Hele-Shaw Cell

Today, convective boiling is still an important subject in the field of phase change due to its wide range of application. It is mainly used to cool systems like computer chips in recent laptops. Many studies have analyzed different regimes between the entrance and the outlet of a channel where convective boiling occurs : subcooled nucleate boiling, bubbly flow, slug flow. A recent work performed at IUSTI focuses on the first of these regimes, i.e. subcooled nucleate boiling flow in a 2D cell. The originality of this work is to investigate this regime in a Hele-Shaw cell. This kind of experimental configuration has already been used for various experimental studies such as the Marangoni effect, Kelvin Helmholtz instability, and the mix of two miscible liquids. Furthermore, the geometry of the cell avoids any optical aberration due to a high thermal gradient in the thermal boundary close to the wall. Indeed, the phenomenon mentioned by Kenning [Kenning et al., 2004] and Barthès [[Barthès, 2006] may induce a wrong position for all observed interfaces. This geometry avoids any trouble due to three-dimensional effects (the created bubble is maintained in the same plane during its entire growth and detachment phase). This configuration also allows to use an infrared camera on one side of the cell while the other side is fitted with a visible camera. This arrangement has never been used to study a single nucleation site in a 2D cell.

The cells are made of polycarbonate with a side face in ZnSe. The latter face is transparent with visible and infrared radiation between 8 and 12 micro m, which is the wavelength infrared camera as used for these experiments (FLIR® A40M). The ZnSe plate used was treated on one side to obtain a total transitivity of 85 %. Heating was ensured by an electrically-powered 100- micro m Inconel film (Fig. 16). A 50- micro m triangular nucleation site was created on the Inconel® plate. Instrumentation is based on temperature acquisitions. A micro-thermocouple was positioned in the cell and allowed the measurement of parietal temperature below the nucleation site. Visualization is carried out through the polycarbonate side face with a camera of 50 frame/s. The experiments are repeated for each channel entry flow. In the frame of Task 4, we intend to develop a similar approach to that used in Task 1 by studying the influence

of the nanostructured surfaces on only one bubble growth and detachment in a 2D cell configuration using a convective shear flow. Using such a 2D geometry, a local analysis of the contact angle during the bubble growth is possible. The temperature profile around the bubble will be analyzed and compared to a bubble growth on an untreated surface. The nanostructured surface will be used to have an early detachment from the nucleation site to improve the heat transfer coefficient at a bubble scale. This local approach is needed to have a full understanding of the underneath phenomena involved before working at an upper scale.

The use of the infrared camera with this 2D setup enables to visualise the influence of the surface and the bubble on the heat transfer to the convective flow. As it is possible to see on Fig. 16, the main bubble influence on the convective flow temperature is clearly visible. By using a more sensitive camera with a better lens having a 10 micro m resolution, we intend to focus our analysis at the bubble scale. The camera which will be used needs also for this resolution to work in the 3-5 micro m wavelength range and needs to have a minimum acquisition frequency of 200 Hz. In this Task, we will study the influence of the nanostructured surfaced with different liquids such as FC-72, HFE-7100 or water to modify the surface tension, latent heat and saturation temperature. The solid-liquid couple influence on boiling will be quantitatively determined by the determination of the volumetric growth rate of the bubble, the measurement of the detachment diameter, the bubble shape and the nucleation site temperature variation during the bubble growth. To access the bubble nucleation site temperature variation, we will use the infrared camera at the maximum speed to relate this variation to the bubble nucleation characteristic phases (exit of the nucleation site, growth, detachment). Using nanostructured surfaces, we expect to observe early detachments from the nucleation site due the wettability modifications. This modification should increase the bubble nucleation frequency and thus the local heat transfer coefficient. This analysis at the bubble scale will provide basic understanding useful for the system scale tasks.

3.1.2 In-situ ChARacterization of MIcro and NAno particles systems

Project name : ANR CARMINA Excecuton period : september 2009 to august 2012

Partners list

	Last name	First name	Function
IUSTI	ONOFRI	Fabrice	National coordinator
IUSTI	LE NILIOT	Christophe	
IUSTI	BRUTIN	David	
IUSTI	WOZNIAK	Mariusz	
CORIA	REN	Kuan-Fang	Local coordinator
CORIA	COPPALLE	Alexis	
CORIA	YON	Jerome	
CORIA	ROZE	Claude	
GREMI	BOUFFENDI	Laifa	Local coordinator
GREMI	MIKIKIAB	Maxime	
IRFM	GRISOLLIA	Christian	Local coordinator

Projet details

In a liquid flow, the particles interact hydrodynamically because of the convective movement of the drop inside the fluid. Consequently each particle is subjected to random displacements. This mechanism is connected with the traditional molecular diffusion; however here the random movement of the particles is not caused by the thermal agitation which is negligible but by the important number of hydrodynamic interactions between the particles. The particles play in the fluid the part of as many small " agitators " and confer on the flow a stochastic component. The questions which arise then is what is the effect of this agitation on the heat transfer coefficient of a liquid flow inside a channel? Can one benefit from the agitation of the particles to increase the performance of the system in term of heat transfer? What will be the influence of the size of the particles, of their volume fraction on the heat transfer coefficient.

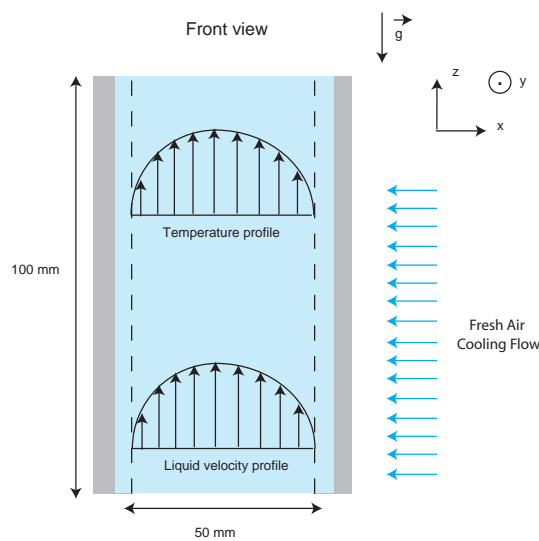


FIGURE 3.1 – Front view of the 2D test cell

The objective of the experiment proposed is to study quantitatively the influence of nanoparticles on heat transfer inside a 2D cell also called " Hele-Shaw " cell. This configuration is obtained using two plates separated of distance called the confinement thickness. This thickness is small compared to the two other dimensions of the cell. This configuration allows a clear visualization of interfaces when two-phase flow experiments are studied. In the frame of this task, we will use this 2D configuration to allow the temperature gradient in the fluid flow measurement through the diffraction pattern when a laser sheet. The experiment will consist of an upward hot liquid flow through the 2D Hele-Shaw cell. A constant cooling air flow will be maintained to the boundary of the test cell to enable an efficient heat transfer coefficient with the ambient room temperature. This boundary condition is important to enable a comparison with a theoretical solution or results from numerical simulations.

The parameters to be investigated are the following : confinement thickness, nanoparticles size and volumic fraction, the mass flow rate, the fluid nature, the inlet liquid temperature. The expected results to be obtained using the interferometry technique are on the temperature profile modification due to the particles. Then based on the temperature profile, the heat transfer coefficient will be deduced.

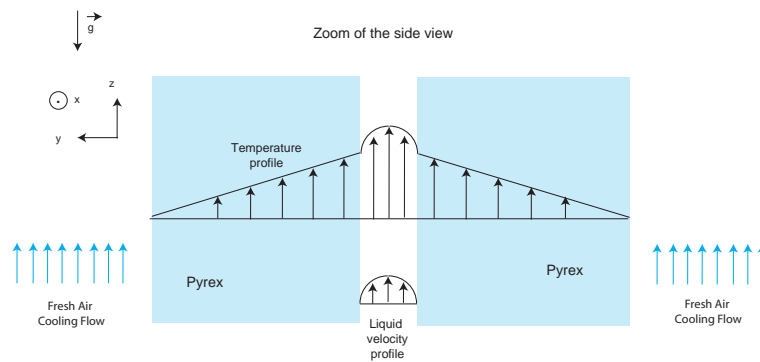


FIGURE 3.2 – Side view of the 2D test cell, in the solid the temperature decrease linearly to reach the surface temperature

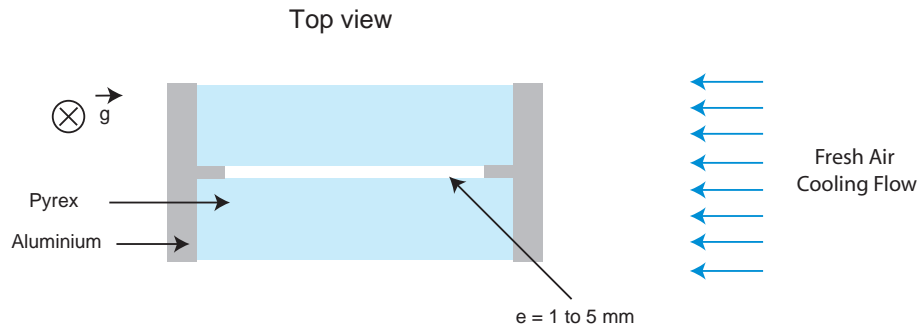


FIGURE 3.3 – Top view of the 2D test cell, the confinement thickness can vary

3.1.3 Interface Microgravity Phase Change Heat Transfer

Nom du projet : CNES IMPACHT

Liste des partenaires

	Last name	First name	Function
IUSTI	BRUTIN	David	International coordinator
IUSTI	LE NILIOT	Christophe	
IUSTI	TADRIST	Lounès	
NMLC	LIU	Qui-Sheng	Local coordinator
NMLC	XIE	Jing-Chang	

Détails du projet

En novembre 2007, suite à la première réunion entre les agences spatiales françaises et chinoises, quatre sujets de recherche ont été identifiés entre les deux pays comme prometteurs et pertinents pour les sciences du spatial. Parmi ces quatre sujets, deux ont été sélectionnés afin d'être intégrés dans un satellite scientifique chinois (SJ-10) dont le lancement est prévu début 2011. Nos deux partenaires chinois,

le Pr. Qui-sheng LIU et le Pr. Jing-Chang Xie sont basés à l'Institut de Mécanique (IOM : Institut of Mechanics) de l'Académie des Sciences Chinoise (CAS : Chinese Academy of Science) à Beijing. L'accord passé entre les deux agences spatiales porte sur la répartition des coûts et tâches pour mener à bien cette collaboration. Dans ce cadre, la partie chinoise fournit au travers son agence technique dédiée la CAST (Chinese Agency for Science and Technology) l'accès au satellite pour les deux expériences sélectionnées. L'instrument de vol est lui réalisé du côté français ; le CNES est le maître d'oeuvre qui gère les différentes étapes de réalisation et d'avancement du projet au travers d'appels d'offres standardisés pour les projets spatiaux (phase 0, A, B, C et D). L'industriel qui remporte l'appel d'offre est chargé de la réalisation des tâches (par exemple : conversion des besoins scientifiques en solutions techniques, planning de construction, solutions, budget électrique, massique, étude en vibration...). Les investigateurs scientifiques pour chacun des deux instruments sont chargés de vérifier que les solutions techniques proposées correspondent bien au besoin initial décidé par les scientifiques. Dans ce projet à long terme, la phase A arrive à sa fin en Juin 2009, le rapport final de phase A rendu par l'industriel contiendra les solutions techniques (matériel à utiliser, design de la cellule d'essai, matériau et protocole...) permettant de lancer l'appel d'offre pour la phase B des projets IMPACT et DYNAGRAN.

L'expérience prévue avec nos collègues chinois est basée sur l'évaporation de gouttes posées. Les co-proposants scientifiques sont pour la France : Pr. Lounès TADRIST et Dr. David BRUTIN et pour la Chine : Pr Qui-Sheng LIU et Pr. Jing-Chang XIE. Le phénomène d'évaporation sur Terre est principalement piloté par la gravité ; la diffusion massique ainsi que les effets thermocapillaires sont occultés. Dans une logique de connaissance du comportement des fluides et du changement de phase en micropesanteur ; notre expériences vise à obtenir des connaissances de base sur les mécanismes qui pilotent l'évaporation quand la gravité est quasiment supprimée, le niveau de gravité en intensité est divisé par un facteur 500 en vols paraboliques, 5000 en tour de chute et en satellite scientifique. Le satellite scientifique permet à la différence de la tour de chute d'obtenir des temps d'expériences bien plus importants. Dans notre expérience, ce temps d'expérimentation est nécessaire pour correspondre au temps physique d'évaporation de goutte même pour des flux thermiques faibles.

Notre implication dans ce projet à long terme passe par la réalisation de campagne de vols paraboliques détaillées au chapitre 2 de ce mémoire. Les campagnes passées, présentes et futures qui ont été budgétisées au CNES pour ce projet sont détaillées dans le tableau 3.1.

TABLE 3.1 – Campagnes de vols paraboliques réalisées ou restant pour mener à bien le projet IMPACT

#	Période	Objectifs
VP 72	Octobre 2008	Faisabilité de création de gouttes en μg , débit d'injection maximum à utiliser pour éviter la formation de jets
VP 79	Octobre 2009	Visualisation IR de la convection thermocapillaire en μg , détermination du flux de chaleur transféré aux gouttes par flux-mètres
VP XX	Mars 2010	Etablissement d'une base de donnée de référence des débits d'évaporation, puissances transmises pour implantation dans l'instrument de vol
VP XX	Octobre 2010	Validation finale du prototype de l'instrument IMPACT, mesures quantitatives

Dans le cadre d'une collaboration avec l'agence spatiale chinoise (CNSA : Chinese National Space Agency) et le département de mécanique (IOM : Institut of Mechanics) de l'Académie des Sciences Chi-

noise (CAS : Chinese Academy of Science) ; nous désirons valider plusieurs points scientifiques au travers de campagnes de vols paraboliques : faisabilité de la création de goutte (1ère campagne), visualisation infrarouge (2ème campagne). Ce dispositif expérimental sera utilisé pour une première campagne assez simple et légère avec pour unique objectif de valider l'étape de création d'une goutte posée durant la phase de microgravité.

La goutte devra être créée durant le phase de microgravité afin de simuler la création d'une goutte quand le satellite sera lancé. Un orifice de faible diamètre ($< 1\text{mm}$) sera réalisé à travers le support chauffant afin de former la goutte. Si le débit d'injection est trop grand, un jet se formera. Si le débit est trop petit, le liquide s'évaporera plus vite qu'il n'apparaît. Enfin, le temps de formation d'une goutte à choisir et étudier doit être raisonnable afin d'étudier également la dynamique de l'évaporation de cette dernière. L'influence de la température du support sera étudiée. La température du support est modifiable à l'aide de deux cartouches chauffantes régulées à l'aide d'un régulateur PID. Un fluxmètre CAPTEC sera utilisé pour déterminer le flux transmis à la goutte. Les conditions ambiantes dans la cellule d'évaporation (température et pression) influenceront également la création de la goutte fortement. Les journées de vols seront dédiées à faire varier ces paramètres afin de conclure à la fin de la campagne sur la faisabilité technique de formation de goutte sessile en microgravité.

Pourquoi mettons nous en place cette étape de validation ? Sur Terre la gravité permet de maintenir le liquide injecté au contact de la surface alors que des forces de tensions superficielles la repousse. L'équilibre qui en résulte donne l'angle de mouillage, ce dernier est important quand le liquide est mouillant : faible tension de surface donc en quelque sorte adhérence à la surface ; et est faible quand le liquide est non mouillant : forte tension de surface pour une faible adhérence comme c'est le cas pour le couple eau-téflon. Dans ce type de problème, il s'agit toujours de l'étude d'un couple fluide-paroi. Une goutte d'eau posée sur de l'aluminium ne donnera pas le même angle qu'une goutte d'eau sur du téflon. Les surfaces utilisées pour les campagnes seront en téflon et en aluminium.

A ce jour l'expérience IMPACT est en fin de phase A avec une revue de clôture prévue pour fin 2009. Le design arrêté pour le coeur de la cellule expérimentale est présenté en figure 3.4. L'agencement des différents sous-systèmes prévu dans l'instrument est présenté avec la figure 3.5.

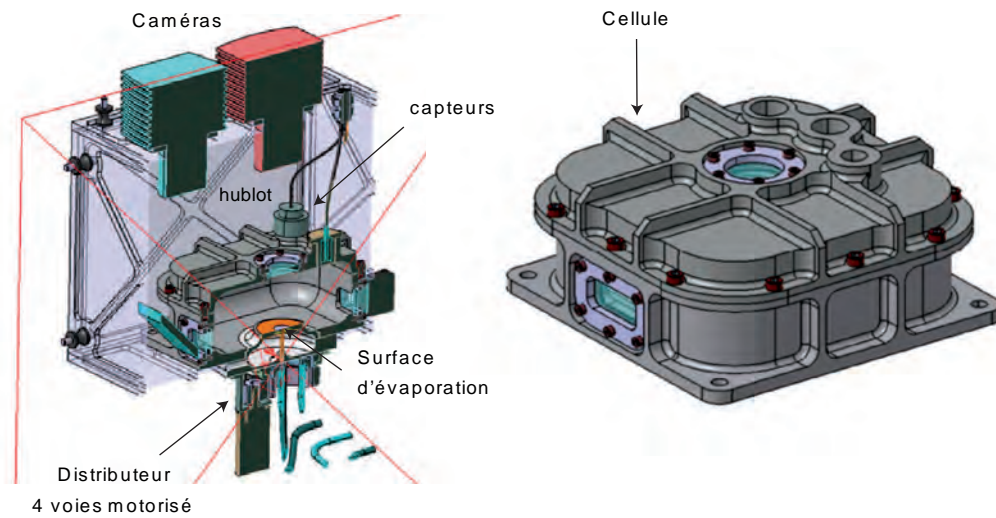


FIGURE 3.4 – Design de la cellule expérimental prévu pour l'expérience IMPACT (COMAT)

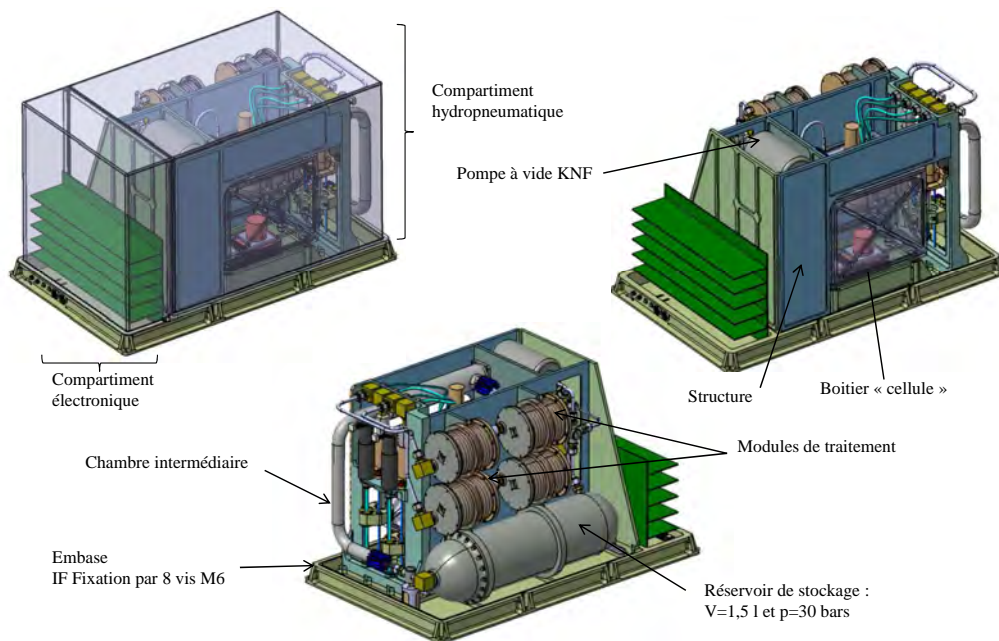


FIGURE 3.5 – Design global de l'instrument IMPACT (COMAT)

3.2 Perspectives de recherche à moyen terme

Je regroupe dans les sections suivantes, des demandes en cours d'évaluation qui ont pour la plus part fait l'objet de demandes par le passé. Il s'agit à la fois de demande de financement auprès de l'ANR ou auprès de l'Union Européenne (CORDIS).

3.2.1 Thermo-convective instabilities and evaporation mass flux intensification of posed droplets

Project name : ANR JCJC EVADROP

Partners list

	Last name	First name	Function
IUSTI	BRUTIN	David	Local coordinator
IUSTI	RIGOLLET	Fabrice	Infrared expert
IUSTI	GARDAREIN	Jean-Laurent	Infrared expert
IUSTI	LAUNAY	Stéphane	Condensation expert
IUSTI	MEDALE	Marc	Numerical simulation expert
IUSTI	PAVAN	Vincent	Inverse Methods expert

Project details

The novelty of this proposal is based on the analysis of the mass flux of evaporation relation to the internal instabilities observed using infrared visualization. We present with Fig. 1, first results obtained with an ethanol drop under evaporation on PTFE. The temperature scale have been modified to clearly evidence the convection structures.

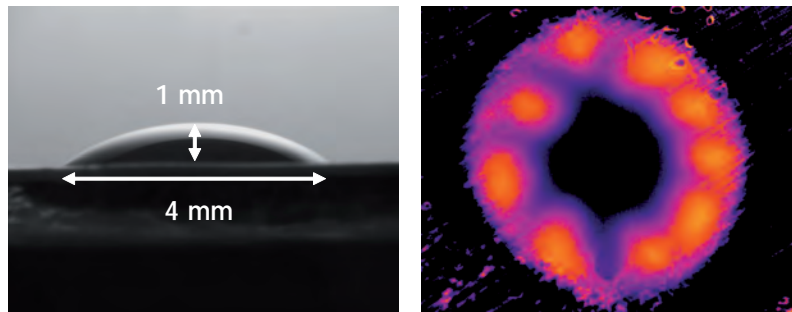


FIGURE 3.6 – Ethanol drop evaporation on PTFE recorded with a visible camera (on the left) and with an infrared camera (on the right). Convection structures are evidenced, the temperature scale is modified to clearly observed the flow structure ($R = 4$ mm and $T_w = 40^\circ\text{C}$.)

The first results we obtained show clearly a decrease of the convection number during the drop evaporation in the same way as the mass flux of evaporation during the evaporation time (Fig. 3.7).

The scientific framework of the study is based on the evaporation of a drop posed on a heating support. This configuration makes it possible to compare the kinetics of evaporation and allows the investigation the influence of a drop shape on this phenomenon by changing the fluid couple/wall. We intend in the frame of this project to focus on a lack in the literature on the relation between the convection structures

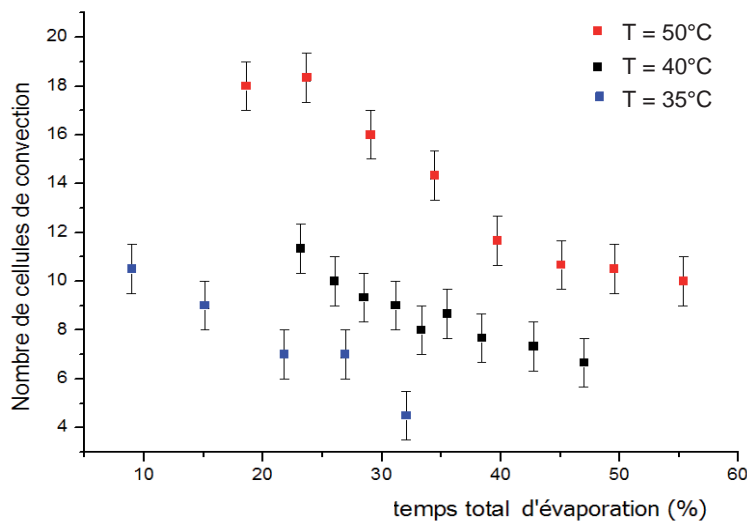


FIGURE 3.7 – Evolution of the convection structure number during the evaporation of an ethanol drop for several surface temperatures

observed and their relation with the evaporation mass flux. The members involved in this project will bring their skills to provide a comprehensive analysis of the convection structures influence using infrared measurements, 3D reconstruction. We intend also to focus on the enhancement of the evaporation mass flow rate using nanoparticules at low volumic fraction in order to keep the same fluid physical properties.

In this frame, the originality will be to build an experimental device which enables a simultaneous observation of the drop in visible and infrared. But also to perform a top and a bottom view using silicon substrate in infrared. These two visualizations of the same drop under evaporation will provide the boundary conditions used in the 3D reconstruction.

From the numerical standpoint, there are two major challenging issues we intend to address in the present project. The first one is related to the intrinsic unsteadiness of the liquid drop evaporation process that makes the thermal fluid instability study intricate taking into account both buoyancy inside and outside the droplet along with thermocapillary force at the interface. The second challenging issue concerns the computation of the receding stage that takes place when the drop has become a thin film and the triple line moves in a complex way over the substrate.

The originality of the experimental part of this project is based on the simultaneous observation of the drop in infrared and visible : infrared visualization of a millimetre-length drop in evaporation : starting from measurements by infrared camera equipped with a microscope lens, it is a question of going back to the field of temperature on its surface in order to reach the coefficient of external heat transfer to the drop. The dynamics of evaporation will be studied. The need to distinguish from weak gradients for temperature on the surface from the drop imposes the choice of camera of a quantum type (detecting Mercury-Cadmium-Tellurium) cooled by liquid nitrogen in closed circuit (Stirling engine). The infrared thermography applied to a drop in evaporation is at its beginnings, the difficulties which will be to surmount are multiple. Obtaining a temperature of surface starting from an infra-red measurement of

camera indeed supposes the knowledge of several sizes : the slope of surface compared to the direction of observation (effect of 'apparent surface and possibly variation of emissivity with the angle of observation), the emissivity of the drop in the spectral range of the camera, experimental radiative environment (responsible for possible stray reflections), spectral transmittivity of the drop but also possibly transmittivity of a vapour film through which the drop will be observed. Dealing with the visible visualization of a few millimetre-length drop in evaporation : for the image of high-resolution of the drop, it will be necessary to extract the contact angle from the latter like its volume in time. These two key parameters for our study will have to be simultaneously given in perfect synchronization with the infrared camera in order to correlate for example the mass throughput of evaporation with the coefficient of average exchange. But many other parameters and measured sizes will be the subject of analyzes (maximum diameter of the drops, diameters of fluid contact/wall, height of the drops, temperature of the support, flow on the level of the support).

The challenge of the 3D reconstruction part is on the fact that an accurate resolution of the natural convection using B.E.M. has not been proposed before. Besides, the detailed study of the mathematical and numerical consequences of the triple line is in general barely evoked while it seems that its physical counterpart has been the subject of deep attention. The development of B.E.M for the natural convection and the associated integral surface operators may also serve as an improvement in the reconstruction or the regularization of boundary measured data in natural convection situations, as this has always been the case when trying to solve the so called Cauchy problem for the Laplacian operator. Besides, it is important to note that the development of B.E.M. formulation is in general an unavoidable tool for the study of inverse problems linked to experimental natural convection situations so opening very interesting perspectives that, to our knowledge, have not been explored so far.

3.2.2 Material substrate influence for phase change phenomena : fundamental aspects and applications to heat transfer enhancement

Project name : MICROPHASE Frame : FP7 Marie Curie Initial Training Networks (ITN)

Partners list

	Country	Last name	First name	Function
IUSTI	France	BRUTIN	David	International coordinator
ULB	Belgium	COLINET	Pierre	Local coordinator
IMFT	France	COLIN	Catherine	Local coordinator
UNIFI	Italy	DI MARCO	Paolo	Local coordinator
PSI	Belgium	DE CONINCK	Joel	Local coordinator
TUD	Germany	STEPHAN	Peter	Local co-coordinator
		TROPEA	Cameron	Local co-coordinator
CELLMAT	Spain	RODRIGUEZ-PEREZ	Miguel	Local coordinator
QUT	Australia	STEINBERG	Ted	Local co-coordinator
		BELL	John	Local co-coordinator
UNIBG	Italy	MARENCO	Marco	Local coordinator

Projet details

This project intends to contribute to the human power support of a European research community working in the frame of ESA-MAP Projects (European Space Agency - Microgravity Application Program). Some projects are oriented on phase change phenomena and its applications and are currently running in the field of pool boiling, convective boiling and evaporation. The scientific and technological aims of this project are to combine fundamental aspects of phase change phenomena and the knowledge of the material science community to develop new concepts of heat transfer enhancement for terrestrial and microgravity applications. For this, a multidisciplinary approach will be carried out by involving several scientific fields in material science, phase change heat transfer, applied mathematics, and modelling. However, human power enforcement is needed and could be achieved thanks to the present Initial Training Network to achieve new concepts of material for phase change applications.

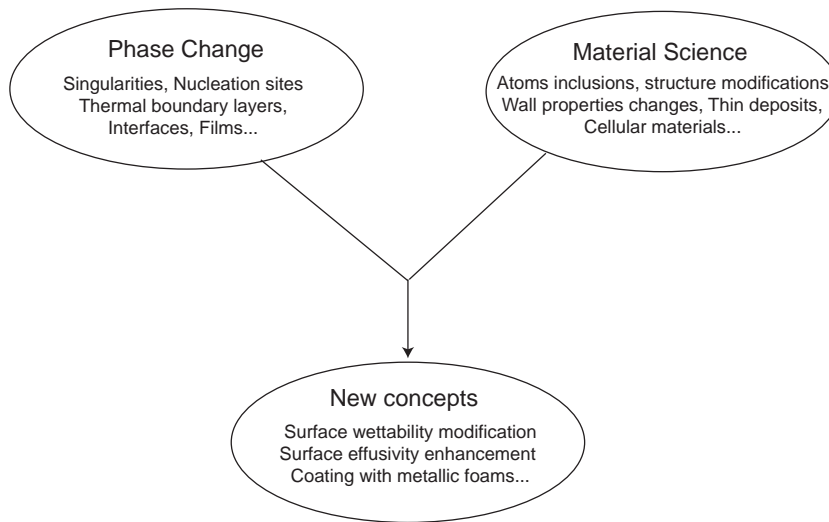


FIGURE 3.8 – Micro-phase architecture

Although phase change phenomena have been investigated at macroscopic and microscopic scales, highlighting basic physical mechanisms, the relative importance of such mechanisms on the overall heat transfer are not clearly identified under special conditions, as microgravity. This proposal interconnects material science, engineering and mathematical teams mainly located in Europe to create an efficient network of scientists working on material substrate used for phase change heat transfer enhancement or control. By working on some new concepts of materials, the teams will try to answer the following question "how to create an ideal material for phase change applications " To answer this question, we will investigate some new areas at the frontier of material science and engineering. May we change particular materials intrinsic properties (volume or surface) to improve or control fluid phase change heat transfer? Some examples could be the modification of the fluid/wall wettability by the deposition of micro layers on the solid substrate; the addition of intelligent surfaces to break the thermal and hydrodynamic boundary layers; the use of multilayer or cellular materials, heterogeneous materials worked out from doping techniques with foreign atoms, in order to increase or decrease the material thermal properties. The functions requested for these new materials used for phase change applications are mainly related to a high density of nucleation sites, the low-activation energy of these sites and the enhancement of the material skin thermal effusivity.

In the coming years, the expectations from space-based systems such as communication satellites and manned space-platforms or missions will grow rapidly. Due to the increasing size and capabilities of these systems, their power requirements will also greatly increase. More sophisticated thermal management systems capable of dealing with greater loads will have to be designed. Unfortunately, thermal systems based on single-phase liquid loops are close to their maximum heat removal capability and will no longer satisfy the increasing thermal demands of new space applications. One way to increase heat transfer rates under future, challenging space conditions is to design cooling systems that operate with phase change, at least under certain conditions and/or in certain areas of the system. High performance boiling heat transfer systems, which take advantage of the large latent heat transportation, are therefore important to reduce the size and weight of space platforms and satellites.

Phase change often takes place via nucleation and growth of bubbles (or drops). Although homogeneous nucleation (in the bulk of the liquid) may take place under certain conditions, under most situations of interest, nucleation takes place at a heat transfer surface. Boiling can take place either in a stagnant pool of liquid (pool boiling) or in a boiling channel (flow boiling); both situations are considered in this proposal. The transition to boiling is strongly correlated with a dramatic change of the heat fluxes through the various solid-fluid or gas-liquid interfaces involved in engineering devices. This property raises a strategic interest in understanding and predicting those effects.

Although phase change has been investigated at a macroscopic scale, overall heat transfer point of view for a long time and the basic mechanisms have been identified, detailed understanding of the relative importance of phenomena under special conditions, and in particular for new applications is still lacking. The available correlations in the literature apply usually well only to special boiling conditions, i.e. for specific conditions of pressure, heat flux or wall superheat, liquid mixtures, wall material, surface structure, etc. Consequently, these empirical laws serve their useful purpose only when they are applied in the range of parameters they were developed for. As suggested above, the main reason for this restriction is the huge number of physical phenomena governing the heat and mass transfer process. To identify these phenomena and to quantify their effect on nucleate boiling heat transfer, an increasing number of theoretical and experimental investigations were conducted in the last decade. One of the conclusions that can be drawn from these investigations is that a multi-scale approach, considering each phenomenon at its particular scale, is necessary for basic experimental and theoretical studies.

In summary, the general scientific objective of the project is to get a better understanding of the phase-change heat transfer phenomena through a multi-scale approach using interactively experimental, theoretical and numerical tools outlined above. This project aims to get basic knowledge of the phase-change phenomena, its initiation, the bubble wall interactions and the bubble-liquid exchanges as the multi bubble behaviours. There is a clear motivation to combine these topics into the same project and to profit from complementarities from both the scientific and application point of views.

The training concept of the proposal is the following : the objective is to training early-stage research by having them working in at least 2 teams during Ph.D. Thesis. The teams are detailed with the research subject in the implementation part of the proposal. All E.S.R. and E.R. subject in the frame of Micro-phase are joint subject between two partners. Most of the subject have been elaborated between a material science and a phase change partner.

Conclusion & Perspectives

Dans le domaine du changement de phase liquide-vapeur, le point sur les travaux de la littérature effectué dans le premier chapitre a mis en évidence l'orientation ces dernières années des approches locales ; que ce soit à l'échelle d'une bulle au sein d'un écoulement diphasique ou que ce soit au niveau même de la ligne triple. Que l'on étudie l'ébullition ou l'évaporation, il est clair que les mécanismes fondamentaux qui pilotent les transferts thermiques se déroulent au niveau de cette ligne triple, ainsi, seule une parfaite compréhension des mécanismes qui s'y déroulent nous permettra d'établir des modèles aux micro-échelles fiables. La compréhension des transferts en microgravité passe également par ces étapes d'analyses locales avec différents outils que sont la thermographie infrarouge, les méthodes inverses en conduction de la chaleur, la visualisation et l'interférométrie.

Dans ce mémoire, je n'ai pas abordé des travaux que j'ai continué après ma thèse de doctorat. Il s'agit principalement des études d'écoulements de liquides ioniques en microtubes. L'étude de la double couche électrique qui peut se développer dans les liquides ioniques en écoulements dans des microtubes non conducteurs électriques a fait l'objet de deux publications en 2004 et 2005.

J'ai synthétisé dans le deuxième chapitre du manuscrit les travaux réalisés sur le changement de phase liquide-vapeur par ébullition et évaporation durant ces cinq dernières années. Les avancées réalisées concernent l'accès au coefficient d'échange de chaleur local pour l'ébullition convective au sein de milieux spatialement confinés. Nos travaux présentent un outil permettant l'association des structures d'écoulements aux transferts de chaleur locaux ce qui est une première dans la littérature. Cet outil d'analyse nous a permis également de mettre indéniablement en évidence l'influence de la gravité sur les transferts thermiques au travers de l'analyse du coefficient d'échange local. La justification théorique récente de ces mécanismes d'intensifications des transferts thermiques en microgravité a fait l'objet d'une étude conjointe avec V. Ajaev (Texas, USA).

Les travaux réalisés sur les instabilités hydrodynamiques en microcanaux et sur l'apparition de zones d'assèchements, nous a permis de présenter les premières cartographies 2D stationnaires du coefficient d'échange pariétal le long de microcanaux. L'étude réalisée dans le cadre de la thèse de Jacqueline Barber a permis de relier le comportement de la perte de charge dans le microcanal au coefficient d'échange local lors de l'apparition d'instabilités hydrodynamiques. Ces instabilités se manifestent par l'apparition d'assèchements locaux dans les microcanaux que l'on visualise en caméra visible. Ces fronts d'assèchements sont associés à des montées rapides en température et donc des dégradations des transferts de chaleur. L'apparition d'instabilités hydrodynamiques se traduit thermiquement par des augmentations temporaires du coefficient d'échange d'un facteur 5 à 6.

En ce qui concerne l'évaporation de gouttes, nous avons mis en évidence l'existence de seuils d'apparition et de disparition des cellules thermoconvectives dans les gouttes d'éthanol en évaporation. Ces travaux très récents font l'objet d'une publication en cours de rédaction. Les études lancées en parallèle sur l'étude des gouttes que ce soit du point de vue de la mouillabilité ou de la thermographie donne des résultats très encourageant qui ont été présentés dans le second chapitre. La plupart des études disponibles à ce jour sur la dynamique de l'évaporation sont numériques et très peu d'études sont expérimentales. L'approche que nous avons désiré privilégier avec la thermographie infrarouge a pour objectif une visualisation directe des mouvements convectifs. Une approche en parallèle avec des méthodes inverses est en cours de développement dans le cadre d'une nouvelle demande d'ANR Jeune Chercheur Jeune Chercheuse (EVADROP) afin d'effectuer la reconstruction 3D du champ de température dans une goutte en utilisant les données issues de la visualisation infrarouge.

Les approches expérimentales que je compte développer à court terme ont été développées dans le troisième chapitre, il s'agit par exemple d'utiliser les nanoparticules dans les gouttes pour intensifier l'évaporation (en collaboration avec B. Metzger, IUSTI) ; ou de caractériser ces nanoparticules par des méthodes optiques (en collaboration avec F. Onofri, IUSTI). Ces approches font ou feront l'objet de mes activités dans les prochains mois. A plus long terme, dans le domaine de l'évaporation et de l'ébullition que ce soit pour des applications sur Terre en gravité terrestre ($1g$), à bord de la station spatiale en micropesanteur (μg), ou sur Mars en gravité intermédiaire ($0.4g$), les approches privilégiées seront locales. La nano-structuration et de la nano-déposition sur les substrats utilisés dans les domaines de l'ébullition et de l'évaporation fera l'objet de nombreuses études dans les années futures (ANR NANOSURF). Il ne fait nul doute que nos projets de recherche y seront fortement associés. Les études que nous avons menées et qui ont été présentées dans ce mémoire ont démontré le rôle capital de la ligne triple aussi bien en ébullition qu'en évaporation, toutes les études futures devront comprendre le rôle de la triple en fonction de la gravité pour être à même d'établir des modèles hydrodynamiques et thermiques en l'absence de pesanteur.

A

Etat civil - Activités de recherche et d'enseignement - Liste des travaux

Sommaire

A.1	Etat Civil	111
A.2	Formation	111
A.3	Expérience professionnelle	111
A.4	Activités pédagogiques	112
A.4.1	Dans le cadre de l'IUT de Marseille	112
A.4.2	Dans le cadre de l'ENSAM à Aix-en-Provence	112
A.4.3	Evolution des heures complémentaires	113
A.4.4	Responsabilité pédagogique	113
A.4.5	Participation aux tâches collectives du département	114
A.5	Activités de recherche	115
A.5.1	Résumé des thématiques de recherches actives	115
A.5.2	Encadrements de thèse de Doctorat	115
A.5.3	Encadrements de stage de Master M2	115
A.5.4	Participation à un jury de thèse de doctorat	116
A.5.5	Animation de groupe	116
A.5.6	Rayonnement scientifique	116
A.6	Liste exhaustive des publications	119
A.6.1	Ouvrage (1)	119
A.6.2	Articles	119
A.6.3	Conférence invitée (1)	121
A.6.4	Communications (27)	121
A.6.5	Comité d'organisation de congrès, colloques et écoles (4)	123
A.6.6	Séminaires (5)	123

A.1 Etat Civil

Nom : BRUTIN
Prénoms : David, Dominique
Né le : 27 Juillet 1977 à Hénin-Beaumont (62110)
Nationalité : Française
Service National : Exempté (loi n° 97-1019 du 28 octobre 1997)
Situation de famille : Célibataire

Coordonnées personnelles : 26 allée de la demande - A24
Résidence le Clos des Akènes
13013 Marseille cedex 13

Numéro de téléphone : 06 08 99 47 70
Adresse électronique : dbrutin@yahoo.fr

Coordonnées enseignement : IUT de Marseille, St-Jérôme, Aix-Marseille III
Adresse : 142 Traverse Ch. Susini - 13388 Marseille cedex 13
Numéro de téléphone : 04 91 28 93 05
Numéro de fax : 04 91 28 94 05

Coordonnées recherche : Laboratoire IUSTI, Château-Gombert, Aix-Marseille I
Adresse : Technopôle de Château-Gombert - 5, Rue Enrico Fermi - 13453 Marseille
Numéro de téléphone : 04 91 10 68 86
Numéro de fax : 04 91 10 69 69
Adresse électronique : david.brutin@polytech.univ-mrs.fr

A.2 Formation

2003 : Doctorat de l'Université de Provence (Mention Très Honorable), Discipline : Mécanique et Energétique

2000 : Diplôme de DEA Mécanique Energétique (Mention Bien), Ecole doctorale Mécanique, Physique et Modélisation

2000 : Diplôme d'ingénieur, IUSTI, Spécialité : Système Energétique et Transferts Thermiques

1997 : Classes préparatoires aux grandes écoles en Physique-Chimie à Douai (59)

1995 : Baccalauréat S-SVT à Hénin-Beaumont (62)

A.3 Expérience professionnelle

Septembre 2005 à actuellement : MCF au département Mesures Physiques de l'IUT de Marseille, Université d'Aix-Marseille III.

Octobre 2004 - Septembre 2005 : ATER à temps plein à l'IUT de Marseille, Dépt. Mesures Physiques & Dépt. Génie Thermique et Energie, Université d'Aix-Marseille III.

Octobre 2003 - Septembre 2004 : ATER à temps partiel à l'IUT de Marseille, Dépt. Mesures Physiques, Université d'Aix-Marseille III.

Octobre 2000 - Septembre 2003 : Allocataire-moniteur à l'IUT de Marseille au département de Mesures Physique; en recherche au laboratoire IUSTI UMR 6595 CNRS / Université de Provence. Titre de la thèse : *Écoulements liquides en microtubes et ébullition convective en minicanaux : étude expérimentale et modélisation*. Thèse soutenue le 22 Octobre 2003 sous la direction de Lounès Tadrist.

Février 2000 - Juillet 2000 : Stage ingénieur - DEA (6 mois) dans l'Université d'Iowa (Iowa City, IA, USA) pour Hon Industries (Muscatine, IA, USA). *Transferts thermiques dans une cheminée à gaz pour particulier : expérimentation et étude numérique sur l'amélioration des transferts de chaleur*.

A.4 Activités pédagogiques

Mes activités d'enseignements ont lieu au département Mesures Physiques de l'IUT de Marseille, Université d'Aix-Marseille III au sein de la formation initiale du DUT Mesures Physiques et de la licence Maintenance en Matériel Biomédical.

A.4.1 Dans le cadre de l'IUT de Marseille

Mes enseignements ont principalement lieu en 1^{ère} année de la formation en accord avec le programme pédagogique national (PPN). Le volume horaire de thermodynamique à enseigner avec 4 groupes de 24 étudiants en 1^{ère} année est de 488 hETD et pour 5 groupes en 1^{ère} année de 598 hETD. A ces heures de thermodynamiques sont à ajouter les heures Résistances des Matériaux et Mécanique des Milieux Déformations soit environ 106 hETD à 4 groupes et 125 hETD à 5 groupes.

1^{re} année du DUT MP

Thermodynamique : cours (10 heures), TDs (12 heures), TPs (24 heures)

Machines Thermique : cours (8 heures), TDs (12 heures), TPs (24 heures)

Résistance des Matériaux : cours (10 heures), TDs (12 heures)

2^{me} année du DUT MP

Mécanique des Milieux Déformables : TDs (12 heures)

Licence Maintenance en Matériel Biomédical (MTB)

Mécanique des Fluides : cours (8 heures), TDs (8 heures)

A.4.2 Dans le cadre de l'ENSAM à Aix-en-Provence

En 2007-2008, j'ai effectué les cours et TDs de Transferts de Chaleur aux élèves ingénieurs de 1^{ère} année de l'Ecole Normal Supérieure des Arts et Métiers (ENSAM) à Aix-en-Provence.

1^{re} année ENSAM

Transferts de chaleur : cours (12 heures), TDs (4*12 heures)

A.4.3 Evolution des heures complémentaires

Le nombre d'heures sur les matières que j'enseigne à 4 groupes en formation initiale du DUT MP est de 594 hETD et de 723 hETD à 5 groupes. Ces enseignements sont réalisés avec un collègue PRAG impliqué à 1/3 sur des enseignements d'électricité qui réalise le cours de Mécanique des Milieux Déformables de 2ème année ainsi que des cours de transfert de chaleur soit un total à deux enseignants permanents de 576 hTD. Le nombre d'heures manquantes varie donc entre 114 hTD à 4 groupes et 243 hTD à 5 groupes.

Avec un taux d'encadrement de 75% et un surtaxation à 43% des heures de vacataires, l'implication des enseignants titulaires est de mise à l'IUT de Marseille. La pratique d'heures complémentaires n'est donc pas un choix délibéré mais une obligation afin de conserver un équilibre entre permanents et vacataires en séance. C'est aussi une volonté du département de limiter le coût financier des interventions d'extérieurs.

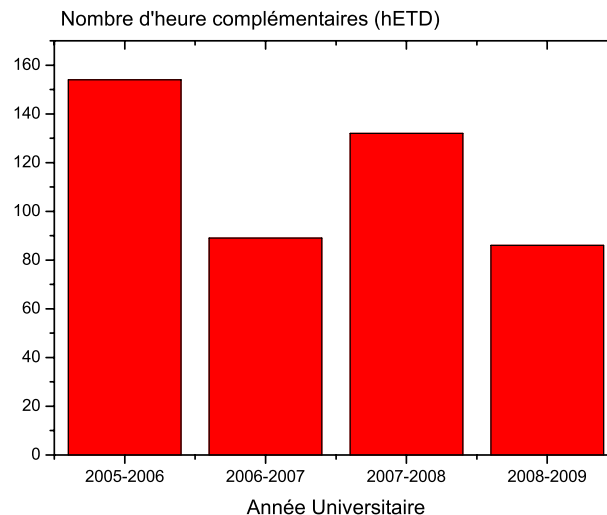


FIGURE A.1 – Evolution du nombre d'heures complémentaires

A.4.4 Responsabilité pédagogique**Responsable des stages**

Je suis responsable des stages en France Métropolitaine et DOM-TOM au département MP depuis Septembre 2006 ; nous avons au département en moyenne selon les années 80 à 90 étudiants en 2ème année. La fonction de responsable des stage consiste à :

- Etre l'interface entre le milieu professionnel et les étudiants pendant leur recherche de stage,
- Valider la pertinence pédagogique du sujet de stage choisit par l'entreprise et l'étudiant,
- Etablir les conventions de stage administratives,
- Mettre en place le tutorat pendant le stage avec les collègues du département,

- Mettre en place les visites de stage avec les collègues du département,
- Assurer la mise en place et la gestion des soutenances de stage qui se déroulent sur 2 jours au département.

Afin de moderniser cette responsabilité pédagogique, j'ai mis en place au département un logiciel commercial avec une interface sur Internet de gestion des stages à la fois pour les étudiants, les enseignants tuteurs, les industriels et le gestionnaire des stages (STILLINCONTACT). Cette plateforme permet également :

- de garder le contact avec les anciens étudiants dont le compte personnel est toujours actif après leur départ du département,
- de gérer les demandes de taxe d'apprentissage avec les professionnels qui nous connaissent,
- de gérer les contacts avec les entreprises.

Responsable des TPs de Transferts Thermiques et Machines Thermiques

Les travaux pratiques au département Mesures Physiques sont découpés en deux séries de 6 TPs. Je suis responsable de la 2^{ème} série de TPs ce qui comprend la rédaction et la mise à jour du fascicule de TP utilisé en séance, la gestion des vacataires, le planning et la gestion des notes de compte-rendu et des examens de TPs.

Construction et mise en place de Travaux Pratiques

J'ai construit les TPs suivants et rédigé les fascicules de TP dans le cadre de mon recrutement au département MP :

- Conduction instationnaire de la chaleur : détermination de paramètres thermiques
- Utilisation de la pyrométrie optique : détermination d'émissivité et métrologie inverse
- Changement de phase liquide-vapeur : ébullition sur un manchon chauffant
- Efficacité d'un échangeur de chaleur coaxial

J'ai mis en place les TPs suivants et rédigé les fascicules de TP dans le cadre de mon recrutement au département MP :

- Simulation de climatisation de locaux (Logiciel CLIMAWIN)
- Machine Thermique : Pompe à Chaleur (Matériel DELTALAB)

A.4.5 Participation aux tâches collectives du département

- Promotion du département dans les salons : Métiérama, Salon de l'étudiant, Studyrama
- Présentation du département MP : Journées du Futur Bachelier (JFB), Portes Ouvertes (PO)
- Entretien de recrutement en 1^{re} année du DUT MP : 10 à 20 entretiens par an
- Visite et suivi de stagiaires en entreprise/laboratoire : 5 à 10 stagiaires par an

A.5 Activités de recherche

A.5.1 Résumé des thématiques de recherches actives

Ebullition convective

- Analyse locale des transferts par méthodes inverses
- Analyse locale de la nucléation en cellule de Hele-Shaw
- Instabilités de confinement et démouillage par chauffage direct

Evaporation de gouttes

- Thermographie infrarouge appliquée à l'évaporation de goutte
- Analyse de la mouillabilité et de l'évaporation de gouttes en microgravité

A.5.2 Encadrements de thèse de Doctorat

Nom, prénom : Sébastien Luciani
 Co-directeurs de thèse : Pr. Lounès Tadrist, Pr. Christophe LeNiliot
 Taux d'encadrement : D. Brutin (40%), C. Le Niliot (40%), L. Tadrist (20%)
 Titre : Instrumentation locale et techniques inverses appliquées à la caractérisation de l'ébullition convective en microgravité au sein de minicanaux
 Jury : P. Marty, C. Colin, P. LeMasson, P. DiMarco, D. Brutin, L. Tadrist, C. LeNiliot
 Soutenance : 28 Août 2009, Marseille.

Nom, prénom : Jacqueline Barber,
 Co-tutelle : Université de Provence / University of Edimburgh
 Co-directeurs de thèse : Pr. Lounès Tadrist (FR), Dr. Séfiane Khellil (UK),
 Taux d'encadrement : D. Brutin (30%), K. Sefiane (40%), L. Tadrist (30%)
 Titre : Hydrodynamics, Heat Transfer and Infrared Measurements during Flow Boiling Instabilities in a Microchannel
 Soutenance prévue : 10 Décembre 2009 à Edimburgh, Royaume-Uni.

Nom, prénom : Damien Serret
 Directeur de thèse : Pr. Lounès Tadrist
 Co-encadrant : Dr. Stefan Guignard
 Taux d'encadrement : D. Brutin (30%), S. Guignard (30%), L. Tadrist (40%)
 Titre : Changement de phase liquide-vapeur : approche expérimentale de l'ébullition nucléée sur un site unique de nucléation
 Soutenance prévue : Novembre 2009

A.5.3 Encadrements de stage de Master M2

Nom, prénom : Youssef El Akel,
 Co-encadrant : Pr. Lounès Tadrist,
 Taux d'encadrement : D. Brutin (60%), L. Tadrist (40%)
 Titre : Influence de l'orientation géométrique sur l'ébullition convective en minicanaux

Soutenance : Septembre 2003

Nom, prénom : Thomas Delmare,
Co-encadrant : Pr. Ch. Le Niliot,
Taux d'encadrement : D. Brutin (50%), C. Le Niliot (50%)
Sujet : Application de la métrologie inverse à l'ébullition convective en minicanaux,
Soutenance : Septembre 2005

Noms, prénoms : Antoine Diana et Nicolas Donadey,
Co-encadrant : Pr. Ted Steinberg (Australie)
Taux d'encadrement : D. Brutin (30%), T. Steinberg (70%)
Sujet : Influence de la microgravité sur la mouillabilité de gouttes posées,
Soutenance prévue : Septembre 2009

Nom, prénom : Alexandre Mourembles,
Co-encadrant : Pr. Quisheng Liu (Chine)
Taux d'encadrement : D. Brutin (30%), Q.S. Liu (70%)
Sujet : Evaporation de gouttes en microgravité,
Soutenance prévue : Septembre 2009

A.5.4 Participation à un jury de thèse de doctorat

Nom, prénom : Jerôme Barrau
Titre : Sistema de enfriamiento del receptor de un generador fotovoltaico de alta concentracion
Co-directeurs de thèse Joan Ignasi Rosell Urrutia et Lounès Tadríst
Membres du jury : Ferran Badia, Manel Ibañez, David Brutin, Alain Mollet
Soutenance : 11 Juillet 2008 à Lleida, Espagne

A.5.5 Animation de groupe

Animateur de l'opération de recherche : Changement de Phase et Interface (CPI) Membres de l'opération de recherche :

- Lounès Tadríst, Professeur (25%)
- David Brutin, Maître de Conférence (100%)
- Stéphane Launay, Maître de Conférence (100%)
- Jérôme Duplat, Maître de Conférence (25%)
- Damien Serret, Thésard (100%)
- Sébastien Luciani, Thésard (100%)
- Jacqueline Barber, Thésard (50%)

A.5.6 Rayonnement scientifique

Expertise dans des journaux internationaux

Ci-dessous figure les journaux pour lesquels je suis rapporteur.

Journal	Sigle	Editeur	2004	2005	2006	2007	2008	2009	Total
Exp. Thermal and Fluid Science	ETFS	Elsevier				1	1		2
Experiments in Fluids	ExIF	Springer	1					1	2
Int. Journal of Heat and Fluid Flow	IJHFF	Elsevier	1		1				2
Int. Journal of Heat and Mass Transfer	IJHMT	Elsevier	1			1		2	4
J. of Heat Transfer	JHT	ASME		2		1			3
J. of Thermophysics and Heat Transfer	JTHT	AIAA					1		1
Microgravity Science and Technology	MST	Springer					2		2
Total			3	2	1	3	4	3	16

Collaborations de recherche à l'international

Australie : Etablissement d'une convention d'échange pour des étudiants et des séjours de personnels entre "Université de Provence" et "Queensland University of Technology". Point de contact scientifique : Pr. Ted Steinberg, School of Engineering Systems.

Chine : Mise en place en cours d'une convention d'échange pour des étudiants et des séjours de personnels entre "Université de Provence" et "Chinese Academy of Science, Institut of Mechanics". Point de contact scientifique : Pr. Quisheng Liu.

Coordination de projets de recherche

Projets acceptés ANR NANOSURF, coord. national : P. MARTY, coord. IUSTI D. BRUTIN [112 k€]
CNES IMPACHT, coord. : D. BRUTIN [165 k€] sur 3 ans

Projets soumis ANR JCJC EVADROP, coord. D. BRUTIN [224 k€]
ITN MCRO-PHASE, coord. international et IUSTI D. BRUTIN [2529 k€]

Demandes d'aide financière locale et/ou de moyens humains

Financements obtenus Ambassade de France à Pékin : Mobilité entre partenaires (4 k€)

Financements demandés PHC France-Australie Science et Technologie - Mobilité entre partenaires (15 k€)
Ambassade de France à Pékin : Bourse de thèse de co-tutelle pour étudiants chinois

Organisation de conférences internationales

Co-organisateur avec Gian-Piero Celata (Pr.) [ENEA, Rome, Italie] de l'Eurotherm Seminar 92 intitulé : Gravitational Effects on Liquid-Vapour Phase Change. Date prévue : Avril-Mai 2011.

Membre de sociétés savantes

Membre individuel de la Société Française de Thermique depuis 2005.

Membre individuel de l'ASME (American Society of Mechanical Engineering) depuis 2000.

Activité ponctuelle de conseil en thermique

Prestation de service en modélisation thermique et conseil en design

Exemple : Design thermique de la clé USB Canal+ (<https://clecanalplus.canal-plus.com/pctv/>)

Participation à des commissions de spécialiste et comités de sélections

Membre nommé de la commission de spécialiste en 60ème/62ème sections de l'Université d'Aix-Marseille II en 2006 et 2007

Membre nommé de la commission de mixte en 62ème section de l'Université d'Aix-Marseille III - IUT de Marseille en 2007 - Poste MCF 62 - 1023

Membre nommé du comité de sélection de l'Université d'Aix-Marseille II - IUT de la Ciotat - Poste MCF 60 - 1578

A.6 Liste exhaustive des publications

Les publications **en gras** sont annexées au présent mémoire.

A.6.1 Ouvrage (1)

O1 : Thèse de l'Université de Provence, Écoulements liquides en microtubes et ébullition convective en minicanaux : étude expérimentale et modélisation, Octobre 2003.

A.6.2 Articles

Articles parus (16)

A16 : Luciani S., Brutin D., Rahli O., Le Niliot C., Tadrisk L., Use of inverse method applied to the characterization of flow boiling inside microchannels under variable gravity : Local instrumentation and inverse methods applied, *Journal of Multiphase Science and Technology*, Vol 21, (4), 297-328, 2009.

A15 : Brutin D., Zhu Z.Q., Rahli O., Xie J.C., Liu Q.S., Tadrisk L., Sessile drop in microgravity : creation, contact angle and interface, *Microgravity Science and Technology*, Springer, Vol. 21 (1), 67-76, 2009.

A14 : Barber J., Sefiane K., Brutin D., Tadrisk L., Hydrodynamics, heat transfer and infrared measurements during flow boiling instabilities in a single microchannel, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 29, (7), 1299-1308, 2009.

A13 : Luciani S., Brutin D., Rahli O., Le Niliot C., Tadrisk L., Flow Boiling In Minichannels Under Normal, Hyper and Microgravity : Local Heat Transfer Analysis Using Inverse Methods, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 130, Issue 10, 2008.

A12 : Brutin D., Flow Boiling Instability, *Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics*, Springer, 2008, ISBN : 978-0-387-49000-7, 687-695.

A11 : Brutin D., Streaming Current and Electroviscosity, *Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics*, Springer, 2008, ISBN : 978-0-387-49000-7, 1890-1898.

A10 : Tadrisk L., Luciani S., Brutin D. and Le Niliot C., Flow boiling in microgravity condition investigation using inverse techniques, *Microgravity Science and Technology*, Volume 19, Numbers 3-4, October, 2007.

A9 : Brutin D., Tadrisk L., Destabilization mechanisms and scaling laws of convective boiling in a minichannel, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 20, No. 4, October-December 2006.

A8 : Brutin D., Tadrisk L., Modeling of surface-fluid electrokinetic coupling on the laminar flow friction factor in microtubes, *Microscale Thermophysical Engineering*, Vol. 9, (1), 2005.

A7 : Brutin D., Tadrisk L., Pressure drop and heat transfer analysis on flow boiling in a minichannel : influence of the inlet condition on two-phase flow stability, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, (10-11), 2365-2377, 2004.

A6 : Brutin D., Tadrisk L., Etude expérimentale du coefficient de frottement d'écoulement laminaire en microtubes, *La Houille Blanche*, (5), 40-45, 2003.

A5 : Brutin D., Tadrisk L., Boiling Flow Pressure Drop Modeling in a Minichannel, *Thermal Science & Engineering*, Vol. 11, (6), 7-13, 2003.

A4 : Brutin D., Tadrisk L., Experimental study on the friction factor of laminar flow in microtubes, *Physics of Fluids*, Vol. 15, (3), 653-661, 2003.

A3 : Brutin D., Topin F., Tadrisk L., Experimental study of the unsteady convective boiling in heated minichannels, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, (16), 2957-2965, 2003.

A2 : Brutin D., Topin F., Tadrisk L., A transient method for the liquid laminar flow friction factor in microtubes, *AIChE Journal : Fluid Mechanics and Transport Phenomena*, Vol. 49, (11), 2003.

A1 : Brutin D., Drop impingement on a deep liquid surface : study of a crater's sinking dynamics, *C.R. Mécanique*, Vol. 331, (1), 61-67, 2003.

Articles soumis (5)

Serret D., Brutin D., Rahli O., Tadrisk L., Convective boiling between 2D plates : microgravity influence on bubble growth and detachment, *Microgravity Science and Technology*.

Brutin D., Zhu Z.Q., Rahli O., Xie J.C., Liu Q.S., Tadrisk L., Evaporation of ethanol drops on a heated substrate under microgravity conditions, *Microgravity Science and Technology*.

Zhu Z.Q., Brutin D., Liu Q.S., Wang Y., Mourembles A., Xie J.C., Tadrisk L., Experimental Investigation of Pendant and Sessile Evaporating Drops in Microgravity, *Microgravity Science and Technology*.

Diana A., Donadey N., Castillo M., Brutin D., Steinberg T., Sessile Drop Wettability under Reduced Gravity Conditions, *Microgravity Science and Technology*.

Brutin D., Electrohydrodynamic coupling between an inner charged microtube's surface and a laminar solution flow, *AIChE Journal*.

Comment (1)

C1 : Brutin D., Tadrisk L., Comment to 'A study of laminar flow of polar liquids through circular microtubes' [*Phys. Fluids* [16], 1267 (2004)], *Physics of Fluids*, (17), 019101, 2005.

A.6.3 Conférence invitée (1)

K1 : Brutin D., Tadrast L., Sefiane K., Heat and Mass Transfer of an Evaporating Sessile Drop : Pure Liquids and Mixtures, Third International Topical Team Workshop on TWO-PHASE SYSTEMS FOR GROUND AND SPACE APPLICATIONS Brussels, Belgium, September 10-12, 2008.

A.6.4 Communications (27)

Communications en congrès internationaux avec actes et comité de lecture (15)

CI15 : D. Brutin, Z.Q. Zhu, O. Rahli, J.C. Xie, Q.S. Liu, L. Tadrast, Sessile drop in microgravity : creation, contact angle and interface, Fourth International Topical Team Workshop on Two-Phase Systems For Ground and Space Applications, Novosibirsk, Russia, September 6-8, 2009.

CI14 : Diana A., Donadey N., Brutin D., Castillo M., Steinberg T., Sessile Drop Wettability under Reduced Gravity Conditions, European Low Gravity Association, Bonn Meeting, September 2009.

CI13 : D. Serret, D. Brutin, O. Rahli, C. Le Niliot, L. Tadrast, Convective Boiling between 2D plates : shear flow influence on bubble growth, detachment and evolution, HT2008-56176, Proceedings of the ASME 2008 Summer Heat Transfer Conference August 10-14, 2008, Jacksonville, Florida, USA.

CI12 : Barber J., Sefiane K., Brutin D., Tadrast L., Hydrodynamics, heat transfer and infrared measurement during flow boiling instabilities in a single microchannel, 10th UK heat Transfer Conference, 2007.

CI11 : Barber J., Sefiane K., Brutin D., Tadrast L., Two Phase Boiling and Flow Instabilities in a microchannel, Proceedings of ASME ICNMM2007, 5th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, June 18-20, 2007, Puebla, Mexico, ICNMM2007-30218.

CI10 : Luciani S., Brutin D., Rahli O., Le Niliot C., Tadrast L., Flow Boiling in Minichannels under Normal, Hyper and Microgravity : Local Heat Transfer Analysis Using Inverse Methods, Proceedings of ASME ICNMM2007, 5th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, June 18-20, 2007, Puebla, Mexico, ICNMM2007-30153.

CI9 : Brutin D., Luciani S., Rahli O., Le Niliot C., Tadrast L., Flow Boiling in Minichannels under Normal, Hyper and Microgravity : Frictional Pressure Loss and Flow Patterns, Proceedings of ASME ICNMM2007, 5th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels, June 18-20, 2007, Puebla, Mexico, ICNMM2007-30050.

CI8 : Brutin D., Tadrast L., Ionic and non-ionic laminar liquid flows in fused silica microtubes, *3rd Int. Conference on Minichannels and Microchannels*, Toronto, Ontario, Canada, ICMM2005-75009, 2005.

CI7 : Brutin D., Tadrast L., Gravity influence on convective boiling stability in a minichannel, *3rd Int. Conference on Minichannels and Microchannels*, Toronto, Ontario, Canada, ICMM2003-75010, 2005.

CI6 : Brutin D., Tadrisk L., Non-stationary analysis of flow boiling in minichannel, *3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation* Pisa, 22-24 September 2004.

CI5 : Brutin D., Tadrisk L., Boiling flow pressure drop modeling in a minichannel, *1st Int. Conference on Minichannels and Microchannels*, Rochester, NY, USA, ICMM2003-1085, 675-682, 2003.

CI4 : Brutin D., Tadrisk L., Modeling of surface-fluid electrokinetic coupling on the laminar flow friction factor in microtubes, *1st Int. Conference on Minichannels and Microchannels*, Rochester, NY, USA, ICMM2003-1044, 373-380, 2003.

CI3 : Brutin D., Tadrisk L., Flow boiling stability in microchannels, *8th AIAA/ASME Thermophysics and Heat Transfer Conference*, # 2002-2781, St. Louis - Missouri, June 2002.

CI2 : Brutin D., Topin F., Tadrisk L., Thermo-hydraulic instabilities of two-phase flow in heated capillaries, *12th International Heat Transfer Conference, Grenoble*, 2002.

CI1 : Brutin D., Topin F., Tadrisk L., On thermo-hydraulic instabilities in small channels during flow boiling, *5th Experimental Heat transfer, Fluid mechanics and Thermodynamics*, 273-277, Thessaloniki, Greece, 2001.

Communications en congrès nationaux avec actes et comité de lecture (12)

CN12 : Luciani S., Jobic Y., Brutin D., Le Niliot C., Méthode inverse appliquée à un écoulement dans un minicanal en microgravité : résolution par BEM d'un problème inverse 3D multi-domaine instationnaire avec prise en compte de plusieurs sources lineiques de chaleur, *Congrès Français de Thermique, SFT 2009*, Vannes, 26-29 Mai, pp. 633-638, 2009.

CN11 : Barber J., Brutin D., Tadrisk L., Etude expérimentale des instabilités et de l'écoulement diphasique lors de l'ébullition convective en microcanaux, *Congrès SFT, Ile des Embiez*, 29 Mai au 1er Juin 2007.

CN10 : Luciani S., Brutin D., Le Niliot C., Caractérisation de l'ébullition convective sous différents régimes de gravité au sein de minicanaux à l'aide d'une technique inverse, *Congrès SFT, Ile des Embiez*, 29 Mai au 1er Juin 2007.

CN9 : Brutin D., Luciani S., Rahli O., Le Niliot C., Tadrisk L., Influence de l'hyper et de la microgravité sur l'ébullition convective en minicanaux, *Congrès SFT, Ile des Embiez*, 29 Mai au 1er Juin 2007.

CN8 : Brutin D., Bendahan M., Aguir K., Analyse expérimentale et modélisation du comportement thermique de microcapteurs de gaz sur SiO₂/Si, *Congrès SFT, Ile de Ré*, 16 au 19 Mai 2006.

CN7 : Brutin D., Tadrisk L., Stabilité de l'ébullition convective en minicanal : influence de l'orientation de l'écoulement diphasique par rapport à la gravité, *18^{ème} Congrès Français de Mécanique*, Troyes, Septembre 2005.

CN6 : Brutin D., Tadrisk L., Lois de frottement pour les écoulements de liquides ioniques et non-ioniques en microtubes de verre, *18^{ème} Congrès Français de Mécanique*, Troyes, Septembre 2005.

CN5 : Brutin D., Tadrisk L., Coefficient de frottement d'écoulements liquides dans des microcanaux : tentative d'interprétation par la théorie de la double couche électrique, 16^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nice, Septembre 2003.

CN4 : Brutin D., Tadrisk L., Modélisation de la perte de pression d'un écoulement liquide-vapeur en minicanal vertical, Congrès SFT, Grenoble, 397-402, 2003.

CN3 : Brutin D., Tadrisk L., Etude expérimentale du coefficient de frottement d'écoulement laminaire en microtubes, Congrès de Microfluidique de la SHF, Toulouse, 47-56, 2002.

CN2 : Brutin D., Tadrisk L., Visualisation par imagerie rapide de l'ébullition convective dans un minicanal, Congrès SFT, Vittel, 387-392, 2002.

CN1 : Brutin D., Topin F., Tadrisk L., Instabilité thermo-hydraulique d'un écoulement liquide-vapeur dans un mini-canal vertical, Congrès SFT, Nantes, 425-430, 2001.

A.6.5 Comité d'organisation de congrès, colloques et écoles (4)

CO4 : 2ème Ecole de changement organisée par le laboratoire IUSTI (L. Tadrisk), Octobre 2009, Les Embiez

CO3 : 15ème Congrès de la Société Française de Thermique, 29 mai au 1er Juin 2007, Les Embiez

CO2 : 1ère Ecole de changement de phase organisée par le laboratoire IUSTI (L. Tadrisk), Octobre 2003, Cargèse

CO1 : 5ème Journées d'Etudes sur les Milieux Poreux, IUSTI, 6 & 7 Novembre 2001, Marseille.

A.6.6 Séminaires (5)

S5 : Écoulements liquides en microtubes et ébullition convective en minicanaux : étude expérimentale et modélisation, Laboratoire de Matériaux et Microélectronique de Provence, Université Paul Cézanne, Avril 2006.

S4 : Écoulements liquides en microtubes et ébullition convective en minicanaux : étude expérimentale et modélisation, Laboratoire de Modélisation et Simulation Numérique en Mécanique et Génie des Procédés, Université Paul Cézanne, Mars 2005.

S3 : Écoulements liquides en microtubes et ébullition convective en minicanaux : étude expérimentale et modélisation, Laboratoire d'Energétique de Toulouse, Université Paul Sabatier, Mai 2004.

S2 : Écoulements liquides en microtubes et ébullition convective en minicanaux : étude expérimentale et modélisation, Laboratoire d'Etudes Thermiques de Poitiers, UMR CNRS 6608, Février 2004.

S1 : Modeling of surface-fluid electrokinetic coupling on the laminar flow friction factor in microtubes and Boiling flow pressure drop modeling in a minichannel, Clemson University : Mechanical Engineering Department, Avril 2003.

B

Publications majeures

Sommaire

B.1	Articles de synthèse	127
B.1.1	SPRINGER08a	127
B.1.2	SPRINGER08b	137
B.2	Articles scientifiques	147
B.2.1	IJHMT04	147
B.2.2	JTHT06	161
B.2.3	JHT08	168
B.2.4	ATE09	182
B.2.5	MST09	193

B.1 Articles de synthèse

B.1.1 SPRINGER08a

Référence : Brutin D., Streaming Current and Electroviscosity, Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics, Springer, 2008, ISBN :978-0-387-49000-7.

Genèse de l'article : cet article a été réalisé à l'occasion de la rédaction de l'Encyclopédie de Microfluidique et de Nanofluidique chez Springer sous l'impulsion de Dongqing Li. Cette entrée dans l'encyclopédie fait la synthèse des connaissances sur les courants électriques induits lors d'écoulement de fluide ionique en microcanaux ainsi que sur le phénomène d'électroviscosité. Ces deux phénomènes physiques ont fait l'objet d'une partie de ma thèse de doctorat et de mes activités de post-doctorat ; l'objectif de l'article comme de tous ceux publiés dans l'encyclopédie est de permettre au lecteur d'avoir une vision synthétique du sujet en une dizaine de pages maximum.

Stem Cell Tissue Engineering

- ▶ Microfluidics for Stem Cell Therapy

Stereolithography

- ▶ Microstereolithography

Stokes Approximation

Definition

A simplifying approximation often made in fluid mechanics where the terms arising due to the inertia of fluid elements is neglected. This is justified if the Reynolds number is small, a situation that arises for example in the slow flow of viscous liquids such as when pouring honey over toast.

Cross References

Cross References

- ▶ Electrokinetic Flow and Ion Transport in Nanochannels

Stokes Shift

Definition

For fluorescent molecules that are illuminated by incident light, the shift in wavelength of the fluoresced light relative to the absorption wavelength is referred to as Stokes shift.

Cross References

- ▶ Fluorescent Thermometry

Stotz–Wien Effect

Synonyms

Nonlinear electrophoresis; Field-dependent electrophoretic mobility

Definition

The Stotz–Wien effect refers to dependence of the electrophoretic mobility of a charged polarizable particle on the field strength due to induced-charge electro-osmotic flow.

Cross References

- ▶ Aperiodic Electrophoresis
- ▶ Electrical Double Layers
- ▶ Electrokinetic Motion of Heterogeneous Particles
- ▶ Electrokinetic Motion of Polarizable Particles
- ▶ Electroosmotic Flow (DC)
- ▶ AC Electro-Osmotic Flow
- ▶ Electrophoresis
- ▶ Induced-Charge Electro-Osmosis
- ▶ Induced-Charge Electrophoresis
- ▶ Nonlinear Electrokinetic Phenomena

Streaming Current

Definition

A forced ionic liquid flow generated by a pressure gradient in a microchannel induces an electrostatic field whereas the current induced by the displacement of the heterogeneous charges in the flow is called the streaming current.

Cross References

- ▶ Streaming Current and Electroviscosity

Streaming Current and Electroviscosity

DAVID BRUTIN

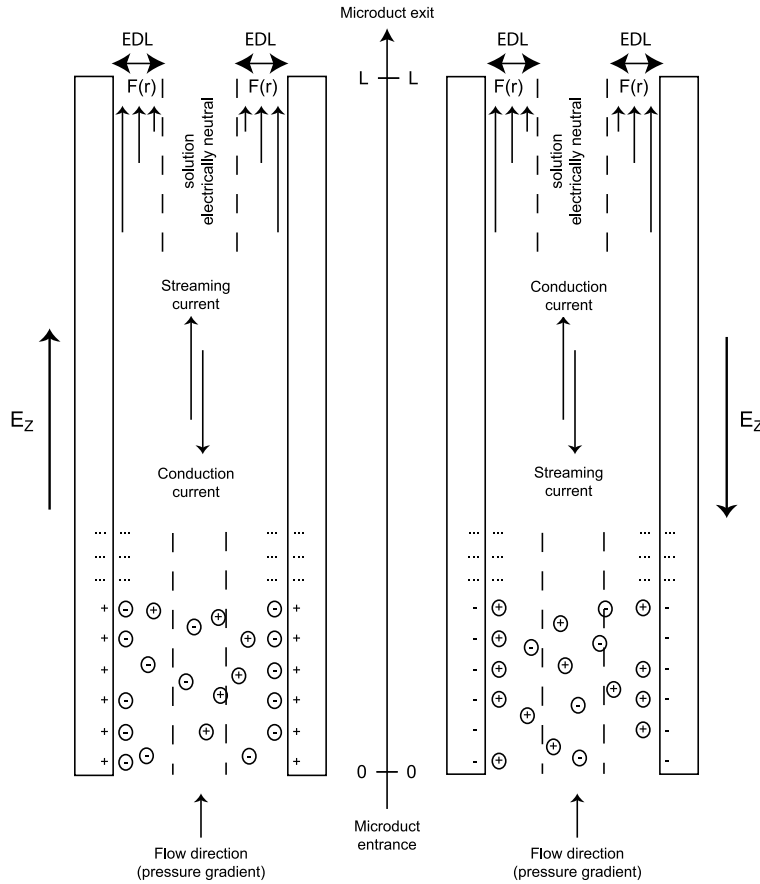
IUSTI Laboratory, Poytech-Marseille, Marseille, France
david.brutin@polytech.univ-mrs.fr

Synonym

Electroviscous effects

Definition

A forced ionic liquid flow generated by a pressure gradient in a microchannel induces an electrostatic field, and the current induced by the displacement of the heterogeneous charges in the flow is called the [▶streaming current](#). Due to the electric neutrality of the fluid inside the microchannel, a conduction current, I_C , appears to equilibrate the [▶streaming current](#), I_S . The physical and electrical properties of the fluid such as density, viscosity, electrical conductivity and permeability are influenced by concentrations of cations and anions. A forced ionic liquid flow with a surface potential induces a charge accumulation near the surface. Due to the concentration of charges the fluid viscosity near the surface is modified locally. This phenomenon of a change in apparent viscosity due to the



Streaming Current and Electroviscosity, Figure 2 Fluid charge distributions, electrostatic field orientations, force orientations and intensities for positive and negative surface charges

entrance to the exit in the direction opposite to that of the electrical field. The local force $F(r)$ which is based on the excess charge density (here positive charges: $+e$) is applied on a field E_z oriented following $-e_z$ (from the exit to the entrance). $F(r)$ is therefore oriented along $-e_z$ and acts in opposition to the flow.

- If the surface is positively charged, negative charges are attracted near the surface of the microtube and thus a leak of these charges appears in the diffusive layer. The conduction current which characterizes the electron displacement is in the direction opposite to that of the electrical field from the microtube exit to the entrance. The local force $F(r)$ which is based on the excess charge density (here negative charges: $-e$) is applied on a field E_z oriented along e_z (from the

entrance to the exit). $F(r)$ is therefore oriented parallel to $-e_z$ and also acts in the direction opposite to that of the flow.

The formulation used in this entry is based on the EDL theory detailed by Israelachvili [1]. The surface potential used for further calculations is denoted by ψ_0 . The compact layer near the surface has a thickness of only a few atoms (about 1 nm) whereas the diffusive layer can reach 1 μm . The interfacial potential between these layers is called the zeta potential (ζ). In further computations we assume $\zeta \sim \psi_0$. Assuming a negatively charged surface, which is the case corresponding to our material, positive charges are attracted to the surface and there is a leak of negative charges. To calculate the local density of ions and co-ions, we need to make the chemical potential (μ_C)

balance on each species using the equations given below, where z is the ion valence, k_B the Boltzmann constant, T the average fluid temperature and e the proton charge:

$$\mu_C^i = ze\psi + k_B T \log n^i, \quad (3a)$$

$$n^i(r) = n_0 \exp\left(-i \frac{ze\Psi(r)}{k_B T}\right). \quad (3b)$$

Considering that this potential is conserved, the chemical potential can be written for a radius and at the microtube center where the electrostatic potential is null: $\psi_{r=0} = 0$ where the fluid charge density is the bulk density (n_0). The ion concentration is given by

$$\varrho(r) = [n^+(r) - n^-(r)]ze, \quad (4a)$$

$$\varrho(r) = -2n_0ze \sinh \frac{ze\Psi(r)}{k_B T}. \quad (4b)$$

where n^+ and n^- are respectively the positive and negative ion concentrations. The excess charge density is expressed as a function of the electrostatic potential.

The Poisson equation gives the relationship between the electrostatic potential $\psi(r)$ and the charge density $\varrho(r)$. In a circular geometry, the relation is

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\Psi(r)}{dr} \right) = -\frac{4\pi}{\varepsilon\varepsilon_0} \varrho(r), \quad (5a)$$

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = -\frac{4\pi n_0 e^2 R^2}{\varepsilon\varepsilon_0 k_B T} \bar{\rho}(\bar{r}). \quad (5b)$$

For further calculations we define nondimensional parameters such as \bar{r} , $\bar{\varrho}(\bar{r})$, $\bar{\Psi}(\bar{r})$:

$$\bar{r} = \frac{r}{R}, \quad (6a)$$

$$\bar{\varrho} = \frac{\varrho}{n_0 e}, \quad (6b)$$

$$\bar{\Psi} = \frac{e\Psi}{k_B T} \quad (6c)$$

$$\bar{\rho}(\bar{r}) = -2 \sinh \bar{\Psi}(\bar{r}) \quad (7)$$

When Eq. (7) is included in Eq. (5b), the PB equation is obtained. κ is the electrokinetic length (usually called the Debye–Hückel length). The definition of δ depends on the geometry studied because whatever the geometry $\kappa = \delta R$ constitutes the right term of the equation before $\sinh(\bar{\Psi}(\bar{r}))$. In the literature, δ in planar geometry differs slightly from δ in circular geometry: $\delta_{\text{circ}} = \sqrt{4\pi} \delta_{\text{plan}}$. The

boundary conditions for this nonlinear ordinary differential equation of second order are given below:

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = \kappa^2 \sinh \bar{\Psi}(\bar{r}), \quad (8a)$$

$$\kappa = \delta R = \sqrt{\frac{8\pi n_0 z^2 e^2}{\varepsilon\varepsilon_0 k_B T}} R, \quad (8b)$$

$$\bar{r} = 0 \Rightarrow \frac{d\bar{\Psi}(\bar{r})}{d\bar{r}} = 0, \quad (8c)$$

$$\bar{r} = 1 \Rightarrow \bar{\Psi}(1) = \bar{\psi}_0 = \frac{e\psi_0}{k_B T}. \quad (8d)$$

The surface potential is related to the surface charge density through the charge balance, also known as the Grahame equation:

$$\sum_i \varrho_{0i} = \sum_i \varrho_{\infty i} + \frac{\sigma^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 k_B T} \quad (9)$$

where σ is the charge density in Cm^{-2} , ϱ is the volumic density of charges in m^{-3} . Physically, the surface charge is constant for a given fluid while the surface potential is thereby a function of the charge fluid density. The glass–water surface potential is negative [2]. This is due to the H_3O^+ ion adsorption from the water dissociation. The authors performed measurements for glass surfaces with KCl solutions and show for a $3 \times 10^{-3} \text{ M}$ solution a surface charge of $-0.8 \mu\text{C cm}^{-2}$. For a higher pH of, say, 8.5, the measured surface charge reaches $-1.75 \mu\text{C cm}^{-2}$.

For example, with a 1 : 1 electrolytic solution ($z = 1$) with a concentration varying from 10^{-4} to 1 mol l^{-1} and a low surface charge of $0.2 \mu\text{C cm}^{-2}$, we obtain the relation between the surface charge and the surface potential function of the ion concentrations (C):

$$\sigma = \sqrt{8\varepsilon\varepsilon_0 k_B T \left(1000 \left[\frac{\text{C}}{2} \right] \right) N_a \sinh \frac{e\psi_0}{2k_B T}} \quad (10)$$

where N_a is the Avogadro number, ε the relative fluid permittivity and ε_0 the absolute fluid permittivity.

To solve the PB equation we consider two zones in the microtube. Thus the hyperbolic sinus function is dissociated into two functions:

$$\bar{\Psi}(\bar{r}) \ll 1 \Rightarrow \sinh(\bar{\Psi}(\bar{r})) \approx \bar{\Psi}(\bar{r}), \quad (11a)$$

$$\bar{\Psi}(\bar{r}) \gg 1 \Rightarrow \sinh(\bar{\Psi}(\bar{r})) \approx \frac{1}{2} e^{\bar{\Psi}(\bar{r})}. \quad (11b)$$

Equation (11a) is used for the central zone of the microtube for low potentials ($\psi_0 < 25$ mV or $\bar{\Psi}(1) < 1$) whereas Eq. (11b) is used for the zone near the surface with high surface potentials ($\psi_0 > 25$ mV or $\bar{\Psi}(1) > 1$).

Thus we build a potential function consisting of two branches matched at $\bar{r} = \beta$. Both functions are written $\bar{\Psi}_1(\bar{r})$ for $\bar{r} < \beta$ and $\bar{\Psi}_2(\bar{r})$ for $\bar{r} > \beta$. The matching condition is required for the function and their first derivative equality at $\bar{r} = \beta$. The boundary conditions for the potential function are given below:

$$\left[\frac{d\bar{\Psi}_1(\bar{r})}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=\beta} = \left[\frac{d\bar{\Psi}_2(\bar{r})}{d\bar{r}} \right]_{\bar{r}=\beta} \quad (12a)$$

$$\bar{\Psi}_1(\beta) = \bar{\Psi}_2(\beta) \quad (12b)$$

$$\bar{r} = 0 \Rightarrow \frac{d\bar{\Psi}_1(\bar{r})}{d\bar{r}} = 0 \quad (12c)$$

$$\bar{r} = 1 \Rightarrow \bar{\Psi}_2(1) = \bar{\psi}_0 \quad (12d)$$

The continuity condition on the first derivative is used to access β which cannot be obtained analytically. At this stage it is necessary to solve the problem using a mathematical solver. The method for the solution of the ordinary differential equation is given by Levine et al. [3].

The momentum balance equation is applied for our situation with a volumic force due to the heterogeneous presence of charge excess. The geometry considered is a one-dimensional circular one with an incompressible liquid flow on the z -axis:

$$\frac{\mu}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dU_Z(r)}{dr} \right) - \frac{dP}{dz} + F_Z = 0 \quad (13)$$

For the sake of simplicity we use the following notations. F_Z is expressed as a function of the excess charge density ($\varrho(r)$) and E_Z is the electrostatic field given by $E_Z = E_S/L$, where E_S is the electrical field:

$$P_Z = \frac{dP}{dz} \quad (14a)$$

$$F_Z = E_Z \varrho(r) \quad (14b)$$

$$\bar{U} = \frac{U_Z}{U_0} \quad (14c)$$

Thus we obtain the following ordinary differential equation to solve

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{U}(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) + K_1 - \frac{K_2 \bar{E}_S}{\kappa^2} \frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = 0 \quad (15a)$$

where K_1 , K_2 and E_S are defined as

$$K_1 = \frac{P_Z R^2}{\mu U_0} \quad (15b)$$

$$K_2 = \frac{2n_0 e \xi R^2}{\mu U_0 L} \quad (15c)$$

$$\bar{E}_S = \frac{E_S}{\xi} \quad (15d)$$

K_1 is the classical force ratio between pressure and the viscous forces. With a difference of one coefficient, K_1 is the classical definition of the Poiseuille number.

Without the presence of the EDL, it is possible to relate K_1 to the wall shear stress by creating a force balance on the perimeter of the microtube. Thus we obtain the relation between the classical Poiseuille number (Po) and K_1 which is $K_1 = \text{Po}/8$. With the EDL, an additional term must be accounted for. This is the first space integration of the EDL force in the cross-section:

$$P_Z = \frac{4\tau_w}{D} \quad (16)$$

Equation (15a) is transformed into

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{U} - \frac{K_2 \bar{E}_S}{\kappa^2} \bar{\Psi} \right) \right) + K_1 = 0 \quad (17a)$$

then spatially integrated twice to obtain $\bar{U}(\bar{r})$ given by

$$\bar{U}(r) = \frac{K_1}{4} (1 - r^2) - \frac{K_2 \bar{E}_S}{\kappa^2} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}(r)}{\xi} \right) \quad (17b)$$

The velocity profile is a function of the electrostatic potential function. For information, the reference velocity profile is given by

$$\bar{U}_{\text{ref}}(\bar{r}) = 2(1 - \bar{r}^2) \quad (17c)$$

and will be used in the following sections for comparison. The electrostatic potential is solved as a function of \bar{r} for both differential Eqs. (18a) and (18b) in the two separated zones:

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}_1(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = \kappa^2 \bar{\Psi}_1(\bar{r}) \quad \forall \bar{r} \in [0, \beta] \quad (18a)$$

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \left(\bar{r} \frac{d\bar{\Psi}_2(\bar{r})}{d\bar{r}} \right) = \frac{\kappa^2}{2} e^{\bar{\Psi}_2(\bar{r})} \quad \forall \bar{r} \in [\beta, 1] \quad (18b)$$

The solution of Eq. (18a) can easily be obtained and is given below, where Bessel I_0 is the modified Bessel function of the first kind zero order:

$$\bar{\Psi}_1(\bar{r}) = \frac{\text{Bessel } I_0(\kappa\bar{r})}{\text{Bessel } I_0(\beta\kappa)} \quad (19)$$

The validity range for the integration of Eq. (18a) is the microtube cross-section ($\bar{r} \in [0, 1]$) and thus we obtain the solution for the assumption of low potentials (< 25 mV). This solution is called LP for 'low potentials':

$$\bar{\Psi}(\bar{r})_{\text{LP}} = \bar{\psi}_0 \frac{\text{Bessel } I_0(\kappa\bar{r})}{\text{Bessel } I_0(\kappa)} \quad (20)$$

It will be compared with the full solution for high potentials (HP) in the following sections. According Levine et al. [3] in the case $P < 0$ the solution of Eq. (18b) is given by

$$\bar{\Psi}_2(\bar{r}) = \ln \left(\frac{-P}{\kappa^2 \bar{r}^2 \cos^2(Q + \frac{1}{2}\sqrt{-P} \ln \bar{r})} \right) \quad (21a)$$

where

$$P = \left[2 + \beta\kappa \frac{\text{Bessel } I(1, \beta\kappa)}{\text{Bessel } I(0, \beta\kappa)} \right]^2 - e^1 \beta^2 \kappa^2 \quad (21b)$$

and

$$Q = \cos^{-1} \left(\sqrt{\frac{-P}{e^{\psi_0} \kappa^2}} \right) \quad (21c)$$

The electrostatic potential variation is solved for both zones as defined by

$$\bar{\Psi}(\bar{r})_{\text{HP}} = \begin{cases} \bar{\Psi}_1(\bar{r}) = \frac{\text{Bessel } I_0(\kappa\bar{r})}{\text{Bessel } I_0(\beta\kappa)} & \text{if } \bar{r} \in [0, \beta] \\ \bar{\Psi}_2(\bar{r}) = \ln \left(\frac{-P}{\kappa^2 \bar{r}^2 \cos^2(Q + \frac{1}{2}\sqrt{-P} \ln \bar{r})} \right) & \text{if } \bar{r} \in [\beta, 1] \end{cases} \quad (22)$$

Thus it is possible to obtain the velocity profile as given by

$$\bar{U}(\bar{r})_{\text{HP}} = \begin{cases} \bar{U}_1(\bar{r}) = \frac{K_1}{4}(1 - \bar{r}^2) - \frac{K_2 \bar{\psi}^2 \bar{E}_S}{\kappa^2} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}_1(\bar{r})}{\bar{\psi}_0} \right) & \text{if } \bar{r} \in [0, \beta] \\ \bar{U}_2(\bar{r}) = \frac{K_1}{4}(1 - \bar{r}^2) - \frac{K_2 \bar{\psi}^2 \bar{E}_S}{\kappa^2} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}_2(\bar{r})}{\bar{\psi}_0} \right) & \text{if } \bar{r} \in [\beta, 1] \end{cases} \quad (23)$$

Now we need to determine \bar{E}_S from the electrical charge balance inside the microtube.

A forced ionic liquid flow generated by a pressure gradient induces an electrostatic field E_S . The current induced by the charge displacement in the flow is called the electrostatic current I_S ; its expression is

$$I_S = 2\pi \int_0^R U(r)\varrho(r)r \, dr \quad (24a)$$

After a classical nondimensioning of the governing equations on $U(r)$ and $\varrho(r)$, the expression of \bar{I}_S is

$$\bar{I}_S = \frac{I_S}{U_0 R^2 n_0 e} = -4\pi \int_0^1 \bar{U}(\bar{r})\bar{\Psi}(\bar{r})\bar{r} \, d\bar{r} \quad (24b)$$

S

Applying the electric neutrality of the fluid inside the microtube, a conduction current (I_C) occurs in order to equilibrate the streaming current due to the charge displacement. The following equation gives the expression of the conduction current:

$$I_C = \int_0^R 2\pi r m e [n_+(r) + n_-(r)] \frac{E_S}{L} \, dr = \frac{E_S \lambda_0}{L} \int_0^R 2\pi r \cosh \bar{\Psi}(r) \, dr \quad (25)$$

where λ_0 is the electrical fluid conductivity which can be calculated using

$$\lambda_0 = F^2 \sum z_i^2 v_i c_i \quad (26)$$

where v_i is the ion mobility, c_i is the ion concentration, z_i is the charge and F is the Faraday constant.

Using a nondimensional form with Eq. (27c), we obtain Eq. (27a) where Σ_1 is a pure numerical integration:

$$\bar{I}_C = \frac{I_C}{\lambda_0 R \psi_0} = 2\pi \bar{E}_S \bar{L} \Sigma_1 \quad (27a)$$

$$\Sigma_1 = \int_0^1 \bar{r} \cosh \bar{\Psi}(\bar{r}) d\bar{r} \quad (27b)$$

$$\bar{L} = \frac{L}{R} \quad (27c)$$

Using Eq. (28), the balance is written for both currents:

$$I_S + I_C = 0 \quad (28)$$

Thus we obtain \bar{E}_S which is given by

$$\bar{E}_S = 2 \frac{K_3}{\Sigma_1} \int_0^1 \bar{r} \bar{U}(\bar{r}) \bar{\Psi}(\bar{r}) d\bar{r} = \frac{K_1 \Sigma_3}{\frac{2\Sigma_1}{K_3} + \frac{4K_2 \bar{\psi}_0 \Sigma_4}{\kappa^2}} \quad (29)$$

where K_3 is given by

$$K_3 = \frac{n_0 e L U_0}{\lambda_0 \psi_0} \quad (30)$$

and

$$\Sigma_3 = \int_0^1 \bar{r} (1 - \bar{r}^2) \bar{\Psi}(\bar{r}) \quad (31)$$

$$\Sigma_4 = \int_0^1 \bar{r} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}(\bar{r})}{\bar{\psi}_0}\right) \bar{\Psi}(\bar{r}) \quad (32)$$

Using the nondimensional electrostatic potential expression in the velocity profile expression, we obtain the Poiseuille number expression. K_3 is the nondimensional ratio between the convection current and the conduction current.

Electroviscosity

Theory

The net effect of the charge forces close to the wall is a diminished flow in the main flow axis. The fluid appears to exhibit an enhanced viscosity if its flow rate is compared with the flow without the EDL effects. This increase in apparent viscosity of a fluid is the [▶electroviscous effect](#) [4–6].

To calculate [▶electroviscosity](#), we first define the volumic flow rate using

$$Q_V = \int_0^R U(r) 2\pi r dr \quad (33)$$

To use the previous results of the fluid velocity profile, we require a nondimensional form of the volumic flow rate:

$$Q_V = 2\pi R^2 U_0 \int_0^1 \bar{r} \bar{U}(\bar{r}) d\bar{r} \quad (34)$$

The expression of the fluid velocity has already been calculated in the previous section (Eq. (23)). For calculation purposes, we use the following writing simplification ($i = 1$ if $\bar{r} < \beta$, $i = 2$ if $\bar{r} > \beta$):

$$\bar{U}_i(\bar{r}) = \frac{K_1}{4} (1 - \bar{r}^2) - \frac{K_2 \bar{\psi}_0 \bar{E}_S}{\kappa^2} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}_i(\bar{r})}{\bar{\psi}_0}\right) \quad (35)$$

By replacing the fluid velocity expression, we extract the expression of the volumic flow rate:

$$Q_V = 2\pi R^2 U_0 \left[\frac{K_1}{24} - \frac{K_2 \bar{\psi}_0 \bar{E}_S}{\kappa^2} \int_0^1 \bar{r} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}_i(\bar{r})}{\bar{\psi}_0}\right) \right] \quad (36)$$

The expressions of K_1 and K_2 (Eqs. (15b) and (15c)) are introduced into Eq. (36) to reveal the fluid viscosity:

$$Q_V = \frac{\pi R^4}{12\mu} P_Z - \frac{4\pi R^4 n_0 e \xi \bar{\psi}_0 \bar{E}_S}{\mu L \kappa^2} \int_0^1 \bar{r} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}_i(\bar{r})}{\bar{\psi}_0}\right) \quad (37)$$

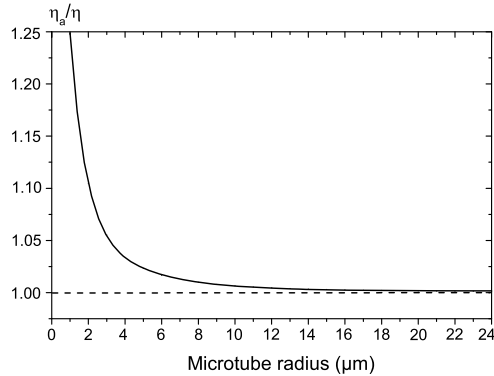
The apparent fluid viscosity (μ_a) can be deduced by assuming the classical relation between volumic flow rate and pressure drop:

$$Q_V = \frac{\pi R^4}{12\mu_a} P_Z \quad (38)$$

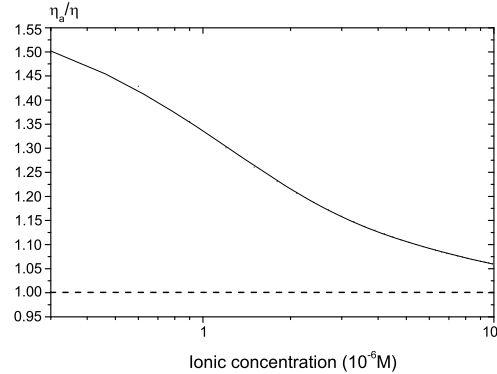
$$\frac{\mu_a}{\mu} = \frac{1}{1 - \frac{32\bar{E}_S(\bar{\psi}_0)^2 \epsilon \epsilon_0}{\pi R^2 P_Z L} \int_0^1 \bar{r} \left(1 - \frac{\bar{\Psi}_i(\bar{r})}{\bar{\psi}_0}\right)} \quad (39)$$

Volumic flow rates which are identical are identified and enable us to find the [▶electroviscosity](#).

Equation (39) gives the [▶electroviscosity](#) in a microtube with an inner charged surface at the potential ψ_0 . The reduced forward volumic flow rate observed experimentally is interpreted as an increased apparent viscosity. Using the expressions of K_1 , K_2 , E_S and K_3 (respectively Eqs. (15b), (15c), (29) and (30)) it is possible to evidence that μ_a/μ is a function of neither the average fluid velocity (U_0) nor the pressure gradient (P_Z) but only a function of the microtube diameter and the electrokinetic parameters. The case of two parallel plates has been studied by Mala et al. [6] and will not be presented here. The [▶electroviscosity](#) equation obtained differs slightly from Eq. (39) due to the geometry.



Streaming Current and Electroviscosity, Figure 3 Electroviscosity as a function of microtube radius for a pure deionized water flow with an electrical surface potential of 57 mV



Streaming Current and Electroviscosity, Figure 4 Electroviscosity as a function of fluid ionic concentration in a microtube with a diameter of 1 μm and an electrical surface potential of 40 mV

Example

Let us consider a capillary tube with a radius ranging from 1 to 24 μm, which corresponds to commercial fused silica microtubes used in gas chromatography. The fluid is pure deionized water with a total ionic concentration of 2×10^{-7} M and consequently an electrical conductivity of 4.1×10^{-7} S m⁻¹. The inner capillary surface is slightly charged at $50 \mu\text{Cm}^{-2}$, with a 1 : 1 electrolytic solution ($z = 1$). We obtain the relation between the surface charge and the surface potential function of the ion concentrations with Eq. (10). The surface potential (ψ_0) which is calculated by deduction is 57 mV.

Figure 3 presents the variation of the **electroviscosity** for a fluid flow of pure deionized water in a microtube with a radius ranging from 1 to 24 μm. The increase in **electroviscosity** in a microtube is not perceptible for diameters above 15 μm. Below 15 μm the increase becomes perceptible with a maximum of 25% for a microtube with a diameter of 2 μm. The model previously described and the mathematical assumptions are correct since the radius of the microtube is greater than the electrokinetic distance, which is about 1 μm for pure water. Experiments with microtubes smaller than the electrokinetic distance have not as yet been reported in the literature.

Figure 4 presents the variation of the **electroviscosity** for a KCl solution with an ionic concentration ranging from 3×10^{-7} to 10^{-5} M. As the ionic concentration increases, the electrokinetic distance ($1/\delta$) decreases according to Eq. (8b). The surface potential is constant at 40 mV and the diameter of the microtube is 1 μm. The largest electrokinetic distance is about 0.2 μm for the lowest ionic concentration based on two kinds of ions: K⁺ and Cl⁻

for a total number charge (n_0). The **electroviscosity** is almost the classical fluid viscosity for solution concentrations higher than 10^{-5} M. For lower concentrations up to 3×10^{-7} M the apparent viscosity increases to reach +50% for a 3×10^{-7} M concentration, which is close to the ion concentration of pure water (total ion concentration of 2×10^{-7} M with H₃O⁺ and OH⁻).

Key Research Findings

The experimentally observed differences in the literature for fluid flow in microchannels can have many explanations. Some deviations can be rapidly explained by the use of microducts which have not been well calibrated. The four main effects proposed to explain these observed deviations are: the micropolar fluids theory, electrokinetic effects, heat viscosity dissipation and the wall continuity condition. Among all these effects electrokinetic flow has been more widely investigated in the literature; ion interaction with water is of great importance in biological and chemical applications for MEMS technology.

Electroviscous effects on fluid flow for ionic fluids in microchannels have been evidenced over the last decade experimentally [7–9] and are still a subject of widespread theoretical research [4, 10]. Ren et al. [5] found experimentally significant electroviscous effects for dilute solutions flowing through microchannels with hydraulic diameters of 14.1, 28.2 and 40.5 μm. They elaborated a model for a microchannel between two plates which considers the deficit of counterions and the surplus of co-ions outside the EDL. They obtain a nonzero electrical potential gradient and a net charge density near the middle plane of the microchannel. The highest fluid velocity and the transport

of the net charge at the center of the microchannel result in a higher streaming potential.

Cross References

- ▶ Electroosmotic Flow (DC)
- ▶ AC Electro-Osmotic Flow
- ▶ Electrokinetic/Hydrodynamic Flow Instability
- ▶ Nonlinear Electrokinetic Phenomena
- ▶ Surface Conductivity Measurement
- ▶ Temperature Effects on the Zeta Potential
- ▶ Zeta Potential Measurement

References

1. Israelachvili JN (1991) Intermolecular and Surface Forces. Academic Press, London
2. Schweiss R, Welzel PB, Werner C, Knoll W (2001) Interfacial charge of organic thin films characterized by streaming potential and streaming current measurements. *Colloids Surf* 195:97–102
3. Levine S, Marriott JR, Neale G, Epstein N (1975) Theory of electrokinetic flow in fine cylindrical capillaries at high zeta-potentials. *J Colloid Interface Sci* 52(1):136–149
4. Bowen WR, Jenner F (1995) Electroviscous effects in charged capillaries. *J Colloid Interface Sci* 173:388–395
5. Ren CL, Li D (2004) Electroviscous effects on pressure-driven flow of dilute electrolyte solutions in small microchannels. *J Colloid Interface Sci* 274:319–330
6. Mala GM, Li D, Dale JD (1997) Heat transfer and fluid flow in microchannels. *Int J Heat Mass Transf* 40(13):3079–3088
7. Ren L, Qu W, Li D (2001) Interfacial electrokinetic effects on liquid flow in microchannels. *Int J Heat Mass Transf* 44:3125–3134
8. Brutin D, Topin F, Tadrist L (2003) A transient method for the liquid laminar flow friction factor in microtubes. *AIChE J – Fluid Mech Transp Phenom* 49(11):2759–2767
9. Brutin D, Tadrist L (2003) Experimental friction factor of a liquid flow in microtubes. *Phys Fluids* 15(3):653–661
10. Vainshtein P, Gutfinger C (2002) On electroviscous effects in microchannels. *J Micromech Microeng* 12(2):252–256

Streaming Dielectrophoresis

- ▶ DC Dielectrophoresis in Lab-on-a-Chip Devices

Stroke

Synonyms

Throw

Definition

In an actuator that produces linear translation, *stroke* refers to the maximum amplitude of the motion.

Cross References

- ▶ Membrane Actuation for Micropumps
- ▶ Microactuators
- ▶ Peristaltic Pumps
- ▶ Positive Displacement Pump

Stroke Volume

Definition

In a positive displacement pump a moving boundary changes the volume of a pump chamber. The *stroke volume* is the difference between the maximum and minimum chamber volumes.

Cross References

- ▶ Compression Ratio
- ▶ Dead Volume
- ▶ Electromagnetic Valves
- ▶ Electrostatic Valves
- ▶ Magnetic Pumps
- ▶ Membrane Actuation for Micropumps
- ▶ Microactuators
- ▶ Peristaltic Pumps
- ▶ Piezoelectric Valves
- ▶ Pneumatic Valves
- ▶ Positive Displacement Pump
- ▶ Thermomechanical Valves
- ▶ Thermopneumatic Valves

Subcooled Flow Boiling

Definition

Boiling process at the wall while the mean bulk enthalpy of flow is below the saturation enthalpy corresponding to the local pressure.

Cross References

- ▶ Bubble Dynamics in Microchannels

Subdynamic Regime

Definition

Laminar fluid flow regime in which inertial effects become negligible compared with frictional damping.

This regime exists at very low values of the Reynolds number, usually below $Re \simeq 10$. In the true subdynamic

B.1.2 SPRINGER08b

Référence : Brutin D., Flow Boiling Instability, Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics, Springer, 2008, ISBN :978-0-387-49000-7.

Genèse de l'article : cet article a également été réalisé à l'occasion de la rédaction de l'Encyclopédie de Microfluidique et de Nanofluidique chez Springer sous l'impulsion de Dongqing Li. Cette entrée dans l'encyclopédie fait la synthèse des connaissances sur les instabilités hydrodynamiques qui peuvent se développer en milieu confiné. L'objectif de l'article comme de tous ceux publiés dans l'encyclopédie est de permettre au lecteur d'avoir une vision synthétique du sujet en une dizaine de pages maximum.

2. Link DR, Anna SL, Weitz DA, Stone HA (2004) Geometrically Mediated Breakup of Drops in Microfluid Devices. *Phys Rev Lett* 92(5):054503/1–4
3. Ting TH, Yap YF, Nguyen NT, Wong TN, John JC, Yobas L (2006) Thermally mediated breakup of drops in microchannels. *Appl Phys Lett* 89(23):234101/1–3
4. Osher S, Sethian JA (1988) Fronts Propagating with Curvature-Dependent Speed: Algorithms Based on Hamilton–Jacobi Formulations. *J Comp Phys* 79:12–49
5. Yap YF, Chai JC, Wong TN, Toh KC, Zhang HY (2006) A global mass correction scheme for the level-set method. *Num Heat Transf B* 50:455–472
6. Chang YC, Hou TY, Merriman B, Osher S (1996) A Level Set Formulation of Eulerian Interface Capturing Methods for Incompressible Fluid Flows. *J Comp Phys* 124:449–464
7. Brackbill JU, Kothe DB, Zemach C (1992) A continuum method for modelling surface tension. *J Comp Phys* 100:335–354
8. Patankar SV (1980) *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, New York
9. Van Leer B (1974) Towards the ultimate conservative difference scheme. II. Monotonicity and conservation combined in a second-order scheme. *J Comp Phys* 14:361–370

Wu and Cheng [1] conducted experiments using 8 parallel silicon microchannels heated from the bottom. They observed water flows with large-amplitude or long-period oscillating boiling modes as a function of heat flux and mass flux depending on whether the water outlet is at saturation temperature or superheated.

Qu et al. [2] found evidence of two kinds of unsteady flow boiling for 21 parallel microchannels measuring $231 \times 713 \mu\text{m}$. They observed in their parallel microchannel array either a global fluctuation of the whole two-phase zone for all the microchannels (Fig. 1) or chaotic fluctuations of the two-phase zone (Fig. 2): over-pressure in one microchannel and under-pressure in another. The individual microchannel mass flow rate was not controlled.

Hetsroni et al. [3] created an experimental setup to study liquid–gas and liquid–vapor flow in parallel triangular microchannels with diameters of 103 to 161 μm . They used a fast video camera coupled with a microscope through a Pyrex plate to record the flow patterns. They showed the influence of the injection method (plenum shape) and found evidence for the same inlet conditions,

Flow Boiling Instability

DAVID BRUTIN
 Poytech Marseille, IUSTI Laboratory, Marseille, France
 david.brutin@polytech.univ-mrs.fr

Synonym

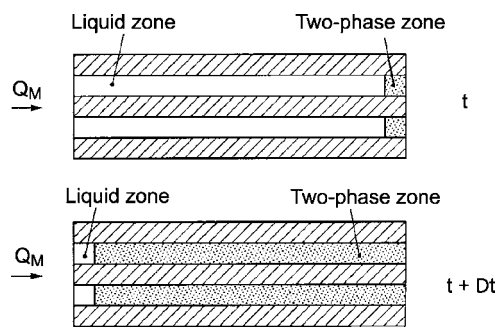
Two-phase flow instability; Liquid–vapor instability

Definition

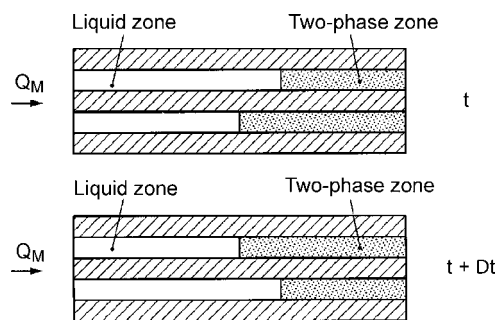
When two-phase flow phase change occurs in a channel with a small hydraulic diameter compared with the capillary length, *flow boiling instabilities* may arise. As in classical-sized channels, the instabilities can be static or dynamic; however their intensity is higher in microchannels due to the higher rate of volumic generation of vapor which induces considerable pressure drops.

Overview

Between 1985 and 2006, 1247 papers were published on Sciencedirect® on the subject of boiling, of which only 49, i.e., about 4%, deal with mini or microchannels. Four of these 49 papers report flow instabilities. Even if flow boiling is a well-developed research subject, flow boiling in microchannels, not to mention instabilities which occur in these microchannels, have not been discussed or reported to any considerable extent in the literature. In Table 1 a few studies dealing with *flow boiling instabilities* in microchannels are listed. We will discuss some of these studies below.



Flow Boiling Instability, Figure 1 Top view of a severe pressure drop oscillation [2]



Flow Boiling Instability, Figure 2 Top view of a mild parallel channel instability [2]

F

Flow Boiling Instability, Table 1 Studies on boiling flow instabilities in microchannels

Authors, Year [Reference]	Size	Shape	Aim of the study
Brutin, 2003 [7]	889 μm	Rect.	evidence of confinement flow instabilities
Wu, 2003 [1]	186 μm	Tri.	surface temperature fluctuations
Peles, 2003 [4]	50 – 200 μm	Tri.	observation of flow regimes
Bergles, 2003 [10]	-	-	CHF and flow instabilities
Qu, 2003 [2]	349 μm	Rect.	coupling instabilities in parallel microchannels
Li, 2003 [11]	51.7 μm	Tri.	unsteady flows observed in two parallel microchannels

Rect.: rectangular / Tri.: triangular

i. e., mass flow rate and heat flux, different flow patterns (annular flow, bubbly flow, etc.). The random nature of this flow in the parallel microchannels results from the inlet mass flow rate, which is not constant but depends on the pressure drop in each microchannel.

Peles [4] made a micro heat exchanger using photolithography processes on a silicon substrate. The micro heat exchanger was based on multiple parallel triangular microchannels. The results obtained using pressure measurements and fast video recording of flow boiling evidence various flow regimes such as *rapid bubble growth*, *complete bubble flow*, *bubbly flow* and *annular flow*. The first two regimes described by the author are presented as specific at the microscale. Flow instabilities are observed such as temperature and pressure fluctuations at a frequency which decreases with increasing mass flow rates (high peristaltic pump frequency).

As for flow boiling instabilities in classical channels, several types of instabilities have been observed and reported by different authors. Table 2 summarizes these instabilities and their physical consequences on the fluid flow. We also show in the following table which publications reported these instabilities in microchannels. This classification is based on the one proposed for channels by Bergles in 1976 [5] and is divided into two categories:

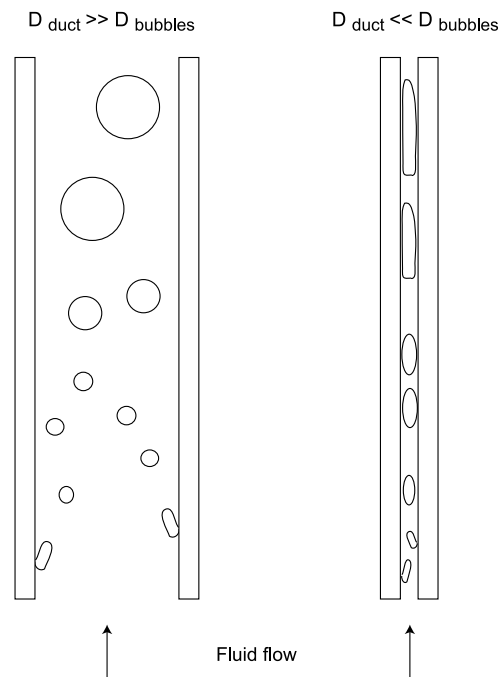
- static instabilities induce a shift of the equilibrium point to a new steady-state point: Ledinegg instability, boiling crisis, bumping, geysering or chugging are all static instabilities since they can be analyzed using only stationary models;
- dynamic instabilities are driven by the inertia of the system; the stationary state is not sufficient to predict the destabilization threshold of these instabilities such as acoustic waves, pressure drop oscillations or thermal oscillations.

Basic Methodology

Influence of Confinement on Flow Boiling

The confinement effect on boiling appears through the influence of the wall on the flow. In a large tube, boiling is

not influenced by the wall of the duct and the flow is free to structure itself and evolve inside. In our minichannel, dimensions are such that the bubble growth from a nucleation site is modified by the proximity of the wall (Fig. 3). One criterion is to verify whether the theoretical diameter of the bubbles is larger than the diameter of the duct. We estimate the bubble detachment diameter using the correlation of Fritz [6] which takes into account nucleation surface orientation for *n*-pentane. Equation (1) is used where θ is the wetting angle expressed in degrees. This relation is based on the balance between surface tension and buoy-



Flow Boiling Instability, Figure 3 Wall influence on flow boiling behavior

Flow Boiling Instability, Table 2 Classification of flow instabilities (based on [5])

Class	Type	Characteristics	Observed by
Static	Ledinegg instability	Flow undergoes sudden, large amplitude excursion to a new stable operating condition	[3, 7]
Static	Boiling crisis	Wall temperature excursion and flow oscillation	[3, 7]
Static	Flow pattern transition instability	Cyclic flow pattern transition and flow rate variations	[8]
Static	Bumping, geysering or chugging	Period process of super-heat and violent evaporation with possible expulsion and refilling	[7]
Dynamic	Acoustic oscillations	High frequencies related to time required for pressure wave propagation in system	-
Dynamic	Density wave oscillation	Low frequencies related to transmit time of a continuity wave	-
Dynamic	Thermal oscillations	Occur in film boiling	-
Dynamic	Coupling instabilities	Strong only for a small fuel time constant and under low pressures	[3, 7]
Dynamic	Pressure drop oscillations	Very low frequency periodic process	[2, 7]

F

any forces. We obtain a bubble detachment diameter of $600 \mu\text{m}$, which means that inside our minichannel with a thickness of $500 \mu\text{m}$ the proximity of the wall influences the evolution of the bubble. Thus it is reasonable to think that wall confinement influences the vapor bubble behavior and coalescence in the minichannel.

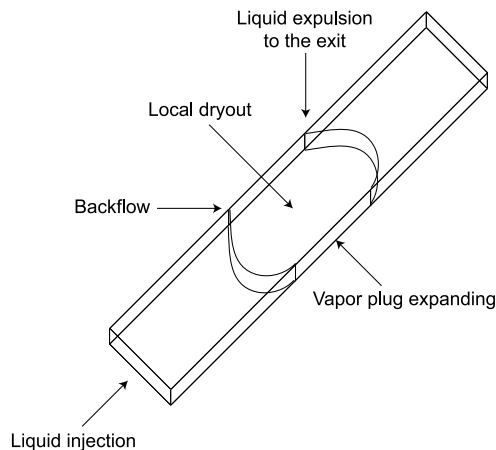
$$D_{\text{bubbles}} = 0.0208 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \quad (1)$$

We can consider that one degree of freedom has been removed. The consequence is that bubbles grow along the other two axes (width and length). Whereas bubbles are supposed to be spherical without the influence of any wall, here they are compressed. This modification of shape induces an increase in wall friction. Confinement increases bubble coalescence by reducing the volume of the channel for a given heating surface; the volumic density of the bubbles grows quickly and thus bubbles group together to form slugs. Due to the proximity of the wall, wall friction for the evolution of bubbles and slugs is increased. When vapor slugs flow through the minichannel, this induces overheating of the wall due the reduction of heat transfer associated with the vapor phase (Fig. 4 and 5). These periodical slugs become more and more numerous as the heat flux increases or the liquid mass flow rate decreases.

Analysis of Instabilities

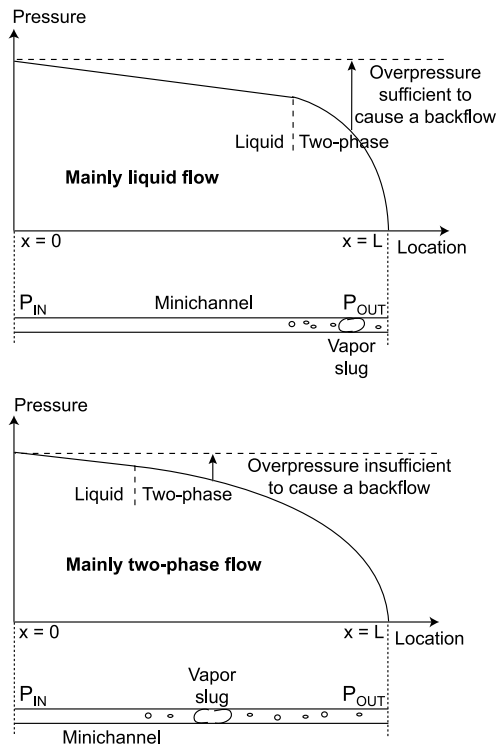
Pressure Drop and Visualization of Flow Patterns

To analyze flow boiling instabilities in a minichannel or a microchannel, pressure measurements recorded at a high frequency (e. g., 200 Hz) are usually performed. The analysis of the microchannel pressure drop is then related to flow patterns to understand destabilization mechanisms.

**Flow Boiling Instability, Figure 4** Local dryout due to a vapor slug

Brutin et al. [7] recorded the pressure signal of the unsteady flow simultaneously with video recording to compare both frequencies: pressure drop and flow pattern oscillation frequencies. In Fig. 6, they analyze the two-phase flow behavior which is partially presented with pictures in Fig. 7. The different steps observed during one period are the following:

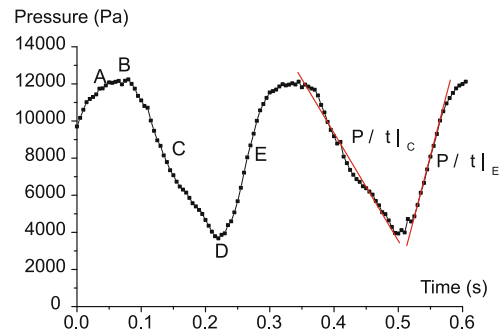
- Liquid flows in the channel (point A). Bubbles are created at the beginning of the two-phase flow zone. Their size and generation rates are such that bubbles coalesce into vapor slugs which evolve in the channel. Vapor slugs generate over-pressure which reduces the upstream boiling flow rate.



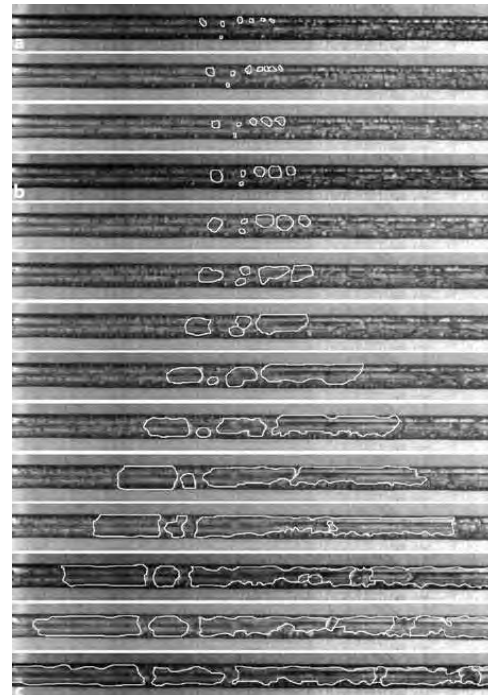
Flow Boiling Instability, Figure 5 Local pressure in a minichannel for two situations: a mainly liquid flow and a mainly two-phase flow

- Bubbles growing before the vapor slug slow down, stop (point B) and then quickly reach the entire channel cross-section. Vapor created by bubble expansion must be evacuated, but downstream in the channel vapor slugs block the flow.
- Expanding vapor pushes the inflow back to the entrance using the buffer tank as a mass flow storage (point C).
- Eventually the channel is full of vapor (point D). The surface temperature rises due to the fact that the heat flux is permanently supplied to the fluid and not removed by boiling.
- When the channel is empty and upstream pressure before the channel entrance is sufficient, the entire vapor slug which occupies the channel is expelled. The channel is refilled with liquid (point E).
- Due to the high surface temperature, bubbles are formed rapidly (point A) and the phenomenon is repeated.

If we look at the evolution of pressure in Fig. 6, we observe three distinct parts in one period (about 275 ms).



Flow Boiling Instability, Figure 6 Typical outlet pressure signal during unsteady boiling shown over 2 periods. ($D_H = 888.9 \mu\text{m}$, $L = 200 \text{ mm}$, $Re_L = 955$, $Q_W = 9.6 \text{ W cm}^{-2}$)



Flow Boiling Instability, Figure 7 Vapor slug formation during flow boiling: example of backflow (5 ms between 2 pictures) (some bubble outlines were evidenced in order to follow their evolution)

The first consists of the decrease in pressure for approximately 150 ms from B to D. The average pressure decrease in C is 62 kPa/s, whereas in the second part the refilling of the liquid, with a duration of about 65 ms, corresponds to

the D to A part on the curve. The average pressure increase in E is about 136 kPa/s. The third part between A and B flowing in the channel and slowing down accounts for only 60 ms of one period.

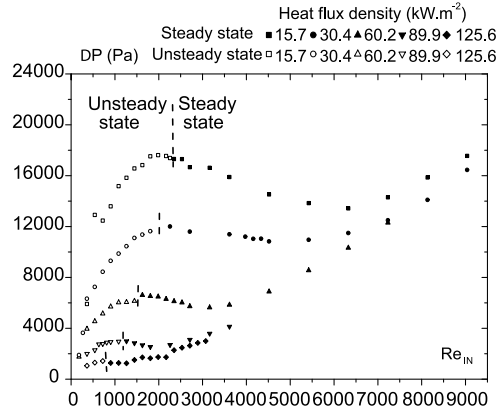
Qu et al. [2] observed in their experiment that hydrodynamic instabilities influence inlet and outlet pressures and can induce a degree of uncertainty in the measurement of pressure drop. They recorded temporal pressure signals and made the following observations: even with a small heat flux supplied to the parallel channels, the case of pressure drop oscillations presents pressure fluctuations with quite constant frequency, whereas in the case of instability in the parallel channels the fluctuations are small and random.

Hetsroni et al. [3] also found evidence of a coupling phenomenon for an array of 17 parallel microchannels. In Fig. 7 from [3], they found evidence of two-phase flow oscillations. Only one channel is followed as a function of time. The water-steam flow is from the left to the right. Steam appears in the 5th picture. The liquid-vapor interface then moves to the exit or to the entrance. This interface movement is representative of a non-constant mass flow provided to the microchannel. The inlet condition before the plenum is a constant inlet pressure; however, due to the plenum, the flow can come back and induce such coupling. The frequency of the interface oscillation can usually be related to the total pressure drop oscillation frequency.

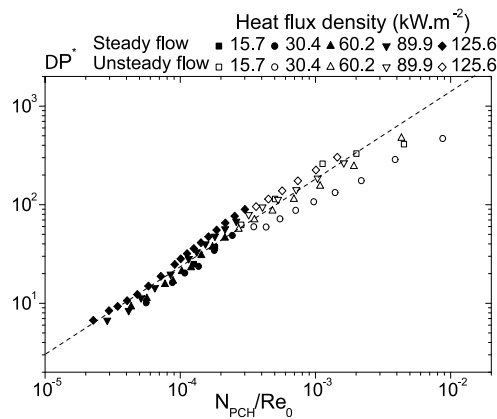
Scaling Laws Analysis

Scaling laws help to understand the flow patterns and heat transfer phenomenon without any constraint of geometry, fluid type or operation conditions. The terms used to determine these scaling laws are dimensionless and usually balance the physical processes involved. In the present case of flow boiling, the pressure drop is considered without dimension usually using the dynamic pressure.

Figure 8 from [8] presents the total minichannel pressure loss as a function of the inlet Reynolds number. The total pressure loss includes liquid, two-phase and vapor depending on the boiling stage in the minichannel. The curve behavior is a classical N-shape observed for all the heat fluxes studied. The total minichannel pressure loss is the sum of fluid pressure loss for each zone and arises when the friction term in the two-phase zone reaches a maximum then decreases when the flow is mainly vapor. With increasing heat fluxes, the pressure loss shifts to higher values and the N-shape is more and more pronounced. Using the experimental results of the visualization, it is possible to propose a global behavior of the fluid flow in the channel with the non-dimensioned pressure loss vari-



Flow Boiling Instability, Figure 8 Average pressure loss versus inlet Reynolds number when the buffer is not connected to the loop for 5 heat fluxes



Flow Boiling Instability, Figure 9 Pressure loss scaling law for all heat flux densities provided: non-dimensioned pressure loss function of the ratio between the phase change number and the Reynolds number for only exit vapor qualities strictly between 0 and 1

ation. If we remove all points which present liquid flow operating conditions and those for mainly vapor flow, we obtain in Fig. 9 [9] only the operating conditions which satisfy the exit vapor quality strictly between 0 and 1.

The case studied is characterized by a constant mass flow rate supplied to the channel entrance. All the results concerning pressure loss are on one line, which means the same variation law. Equation (2) gives the pressure loss scaling law numerically. It is also possible from Fig. 9 to extract the criterion for the transition from steady to



unsteady. This law provides an equivalent friction factor for the two-phase flow.

$$\Delta P_{\text{comp}}^* = 4.46 \times 10^4 \left(\frac{N_{\text{pch}}}{\text{Re}_0} \right)^{0.818} \quad (2)$$

Figure 9 evidences a possible generalization of the steady and unsteady results. The stability transition appears for a given abscissa and thus a given ordinate. These coordinates are summarized by the ratio K_2/K_1 previously detailed with Eq. (21). The experimental value of K_2/K_1 is $4.94 \times 10^{-6} \pm 30\%$ with a comparison with the theoretical value which is $3.92 \times 10^{-6} \pm 7.5\%$. We obtain a good agreement between experimental and theoretical thresholds. The gap of 26% for the confinement case should be compared with the total uncertainty of 37.5%. The uncertainty of the experimental and theoretical destabilization thresholds (Eqs. (3), (4)) is 4 times the liquid inlet velocity uncertainty, 4 times the hydraulic diameter uncertainty plus the total pressure drop and the heat flux uncertainties.

$$\Delta P^* = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho_0 U_0^2} \quad (3)$$

$$\frac{N_{\text{pch}}}{\text{Re}_0} = \frac{Q_w}{U_0^2} \frac{4Lv_0}{\rho_0 D_H^2} \quad (4)$$

The two-phase flow oscillation frequencies observed can also be analyzed using a non-dimensional approach. Their experimental values are obtained on the basis of the fast Fourier transformation of the pressure drop which evidences frequencies of high energy. The fundamental frequency is the one we deal with here. The oscillation mechanism is based on the two-phase transport along the minichannel; the pressure oscillations are mainly driven by a convective phenomenon. Thus the convective time (τ) defined in Eq. (5) is used:

$$\tau = \frac{L}{U_0} \quad (5)$$

The non-dimensional two-phase flow frequency ($F\tau$) is plotted as a function of ($N_{\text{pch}}/\text{Re}_0$). A single curve is found for all the operating conditions. This behavior confirms that the oscillation frequency is mainly driven by the phase change phenomenon and inertia effects (Fig. 10). The dispersion is probably due to the uncertainty associated with the measurement of the frequency.

Scaling laws of flow boiling instabilities can also be applied to heat transfer. In Brutin et al. [9] the heat transfer coefficient calculated is based on the average surface and fluid temperature. A total heat flux is provided (\overline{Q}_w)

whereas locally the heat flux is redistributed inside the aluminum rod. Thus the local surface and fluid temperatures cannot be used to calculate a local heat transfer coefficient but can only provide a global heat transfer coefficient. Using the average temperature difference between surface and fluid ($\overline{T}_S - \overline{T}_F$) and the total heat flux transferred to the fluid, we calculate a global heat transfer coefficient (Eq. (6)). Figure 12 of [8] presents only operating conditions which correspond to a two-phase zone in the minichannel. The objective is to analyze how the two-phase flow contributes to heat transfer.

For increasing heat fluxes, the N-shape is more and more pronounced. Dark points in Fig. 12 of [8] represent a steady flow whereas the white points are for an unsteady flow. A mean heat transfer coefficient is deduced. Introducing the Stanton number, we compare the heat flux transferred to the fluid with the heat transported with the fluid. If we only consider the operating conditions which satisfy a two-phase zone mainly in the minichannel (Fig. 8 of [9]), a heat transfer scaling law appears (Eq. (8)). Thus it is possible to predict a mean heat transfer coefficient when a two-phase zone is mainly inside the minichannel.

$$\overline{h} = \frac{\overline{Q}_w}{T_S - T_F} \quad (6)$$

$$\text{St} = \frac{\overline{h}}{\rho_0 C_{p0} U_0} \quad (7)$$

$$\text{St} = 0.776 \left(\frac{N_{\text{pch}}}{\text{Re}_0} \right)^{0.589} \quad (8)$$

Destabilization Mechanism

To use or predict flow boiling instabilities, it is essential to understand the mechanisms which lead to the instabilities. These mechanisms can usually be found by analyzing the flow patterns. For flow boiling in a microchannel, the previous section evidenced that flow boiling instabilities appear and lead to periodical pressure oscillations. The flow even returns to the entrance (Fig. 7). To determine the destabilization mechanism which occurs in such a situation, we quantified the phenomena involved in the instability, such as vapor generation rate, total channel pressure drop, etc.

Brutin et al. [9] studied the transition from steady to unsteady flow boiling and developed a transition criterion. This study was performed experimentally in minichannels but the theory also applies to confined geometries such as microchannels. This criterion is based on observations of the unsteady two-phase flow: the two-phase flow stops at a location in the microchannel; then all the fluid after this location is expelled towards the exit whereas all the fluid

before this location is sent back to the entrance. This two-phase backflow has been evidenced previously [7]; however, the location of this split remained unexplained.

On the basis of Fig. 5 from [9], L_c was defined as the location in the channel where the flow stops and the slug expands and then purges all the fluid out of the minichannel. U_0 is the injection liquid velocity at the bottom of the minichannel and \bar{U} the average two-phase flow evacuation velocity. Two terms were quantified: the over-pressure induced by the expansion of the vapor slug, and the injection pressure minus the minichannel outlet pressure.

The pressure necessary to evacuate all the fluid from the minichannel is the minichannel pressure loss because the outlet pressure is higher than atmospheric pressure. To estimate the friction pressure loss in the minichannel, acceleration and gravity terms were ignored. The physical properties of two-phase flow were considered to be the average between the inlet and the outlet. When unsteady states appear, the fluid was considered as entering in a saturated condition. Thus the expression was established of the over-pressure (ΔP_{slug}) required to evacuate the entire two-phase flow from the minichannel (Eq. (9)). The flow regime considered just after the flow stops is laminar as this minimizes the energy used for the evacuation; a turbulent regime would necessitate much more enthalpy and thus the over-pressure would be much higher. In the expression $\bar{\lambda} = \alpha/\overline{Re}$, $\alpha = 82.36$ was taken for their geometry aspect ratio. The minichannel pressure loss is $\Delta P_{\text{minichannel}}$. The over-pressure created by the vapor slug is scaled by the dynamic pressure $(1/2)\rho_0 U_0^2$.

$$\Delta P_{\text{slug}} = \bar{\lambda} \frac{L}{D_H} \frac{\rho_m U_m^2}{2} = \frac{\alpha L \bar{v} \rho_m U_m}{2 D_H^2} \quad (9)$$

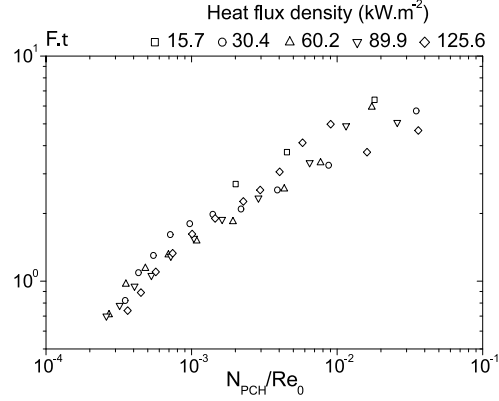
$$\frac{\Delta P_{\text{slug}}}{\frac{1}{2} \rho_0 U_0^2} = \bar{\lambda} \frac{L}{D_H} \frac{\bar{v} U_m^2}{\rho_0 U_0^2} = \frac{\alpha L \bar{v} \rho_m U_m}{\rho_0 U_0^2 D_H^2} \quad (10)$$

If the over-pressure created by the vapor slug is higher than the minichannel pressure loss, the slug can grow and purge the minichannel. This condition can be written as Eq. (11) and in non-dimensioned form as Eq. (12).

$$\Delta P_{\text{slug}} > \Delta P_{\text{channel}} \quad (11)$$

$$\frac{\Delta P_{\text{slug}}}{\frac{1}{2} \rho_0 U_0^2} > K_1 \quad (12)$$

Thus K_1 is the critical threshold to be reached. Viscosity, density and average velocity of the two-phase flow to be purged must be determined. With the average vapor quality it is possible to estimate the product between the density and average velocity of the two-phase flow. Thus if



Flow Boiling Instability, Figure 10 Non-dimensioned oscillation frequency as a function of N_{pch}/Re_0

we consider Eq. (13), the solution of the enthalpy equation gives Eq. (14). The heated perimeter for a rectangular microchannel ($d + 2e$) will henceforth be referred to as δ for the purpose of mathematical simplification.

$$\rho_0 U_0 L v \frac{d\bar{\chi}_v}{dz} = \frac{Q_w(d + 2e)}{A_H} \quad (13)$$

$$\chi_v(z) = \frac{Q_w \delta z}{A_H L v \rho_L U_L} \quad (14)$$

The average vapor quality ($\bar{\chi}_v$) is obtained by the continuous averaging of the vapor quality along the minichannel. It can also be defined as the ratio between the average vapor mass flow rate and the total liquid flow injected (Eq. (16)).

$$\bar{\chi}_v = \frac{1}{L} \int_{z=0}^{z=L} \chi_v(z) dz = \frac{Q_w \delta L}{2 A_H L v \rho_0 U_0} \quad (15)$$

$$\bar{\chi}_v = \frac{\bar{m}_v}{\bar{m}_0} = \frac{\rho_m U_m}{\rho_0 U_0} \quad (16)$$

$$\rho_m U_m = \frac{Q_w \delta L}{2 A_H L v} \quad (17)$$

The average viscosity \bar{v} is estimated from the Dukler correlation (Eq. (18)) for a homogeneous medium. Using the average vapor quality, it is deduced that the average two-phase flow viscosity is $v_0/2$.

$$\begin{aligned} \bar{v}(z) &= v_v \chi_v(z) + v_L [1 - \chi_v(z)] \\ &= v_L - \chi_v(z) [v_L - v_v] \end{aligned} \quad (18)$$

The criterion which must be satisfied in order to allow vapor slug expansion is given by Eq. (19). When it is expressed using the inlet control parameters (heat flux: Q_w ; liquid inlet velocity: U_0), we obtain

$$\frac{\alpha L v_0 \rho_m U_m}{2 \rho_0 U_0^2 D_H^2} > K_1 \quad (19)$$

$$\frac{Q_w}{U_0^2} > K_1 \frac{4 \rho_0 A_H L_V D_H^2}{\alpha v_0 \delta L^2} \quad (20)$$

The threshold of Eq. (20) will be referred as K_2 in further calculations. The relation between K_1 and K_2 is given by Eq. (21) which only depends on physical and geometric parameters. The uncertainty of the threshold is only due to the uncertainty of the hydraulic diameter of the mini-channel.

$$\frac{K_2}{K_1} = \frac{\alpha v_0 \delta L^2}{4 \rho_0 A_H L_V D_H^2} \quad (21)$$

Using this theoretical threshold it is possible to link the critical pressure loss to a critical heat flux through Eq. (22). There exists a critical pressure loss for a given heat flux, fluid and geometry which destabilizes the two-phase flow.

$$\frac{\Delta P_{\text{channel}}^c}{Q_w^c} = \frac{\rho_0 K_2}{2 K_1} = \frac{\alpha v_0 \delta L^2}{8 A_H L_V D_H^2} \quad (22)$$

Key Research Findings

Research over the last decade has provided a huge amount of data on flow boiling instabilities in microchannels. As far as we know today, the instabilities which occur in microchannels appear in the same way as in classical channels (see Table 2). Scaling laws have been evidenced for the stability transition criteria, such as the oscillation frequency of the instabilities, as has been shown in the previous sections. This enables us to conclude that all flow boiling instabilities in microchannels have at least one origin, which is space confinement. However, other phenomena, such as coupling with the experimental loop or the injection device, can lead to other supplementary instabilities.

Future Directions for Research

The literature provides studies on flow boiling in single and parallel microchannels. Both configurations lead to flow instabilities which are clearly identified. The specificity of flow instabilities in microchannels is the appearance of intermittent dryout which can lead to vapor recoil. New experiments on a smaller scale need to be performed

to investigate the phenomena which occur at the scale of a bubble. In such confinements where the bubble size is close to or bigger than the hydraulic diameter, the physics involved does not seem to be the classical physics used to model or study pool boiling or flow boiling in ducts. The physical description required to build the theory and the models needs to be close to the triple line.

Such instabilities also appear for different gravity levels, which is also a research subject investigated over the last decade. The ESA (European Space Agency) and CNES (French Space Agency) currently fund research programs on boiling on a microscale either in pool boiling at the scale of a bubble or for flow boiling. The objective is to enable the industrial development of compact heat exchangers working in microgravity. Experiments must be performed in microgravity, using for example parabolic flights (Novespace®) during which it is possible to create microgravity conditions (± 0.05 g) lasting about 20 s.

Cross References

- ▶ Boiling and Evaporation in Microchannels
- ▶ Bubble Dynamics in Microchannels
- ▶ Droplet and Bubble Formation in Microchannels
- ▶ Pressure-Driven Two Phase Flows

References

1. Wu HY, Cheng P (2003) Two large-amplitude/long-period oscillating boiling modes in silicon microchannels. 1st International Conference on Microchannels and Minichannels. ASME, Rochester, pp 629–633
2. Qu W, Mudawar I (2003) Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channels heat sinks. Int J Heat Mass Transf 46:2737–2753
3. Hetsroni G, Mosyak A, Segal Z, Pogrebnik E (2003) Two-phase flow patterns in parallel micro-channels. Int J Multiphase Flow 29:341–360
4. Peles YP (2003) Two-phase boiling flow in microchannels – instabilities issues and flow regime mapping. In: 1st International Conference on Microchannels and Minichannels, Rochester
5. Bergles AE (1976) Review of instabilities in two-phase systems. In: Two-phase flows & heat transfer. NATO advanced study institute, Istanbul, pp 383–423
6. Fritz W (1935) Maximum volume of vapor bubbles. Phys Z 36:379
7. Brutin D, Topin F, Tadrist L (2003) Experimental study of unsteady convective boiling in heated minichannels. Int J Heat Mass Transf 46(16):2957–2965
8. Brutin D, Tadrist L (2004) Pressure drop and heat transfer analysis on flow boiling in a minichannel: influence of the inlet condition on two-phase flow stability. Int J Heat Mass Transf 47(10–11):2365–2377
9. Brutin D, Tadrist L (2006) Destabilization mechanisms and scaling laws of convective boiling in a minichannel. J Thermophys Heat Transf Underpress 20(4):850–855
10. Bergles AE (2003) Critical heat flux in microchannels: Experimental issues and guidelines for measurements. In: 1st Inter-

national Conference on Microchannels and Minichannels, Rochester

11. Li HY, Lee PC, Tseng FG, Pan C (2003) Two-phase flow instability of boiling in a double microchannel system at high heating powers. 1st International Conference on Microchannels and Minichannels. ASME, Rochester, pp 615–621

Flow Boiling in Microchannels

- Boiling and Evaporation in Microchannels

Flow Boiling in Narrow Channels

- Boiling and Evaporation in Microchannels

Flow in Channels with 3D Elements

ZHEMIN WU, DONGQING LI
Department of Mechanical Engineering,
Vanderbilt University, Nashville, TN, USA
zhemin.wu@vanderbilt.edu

Synonyms

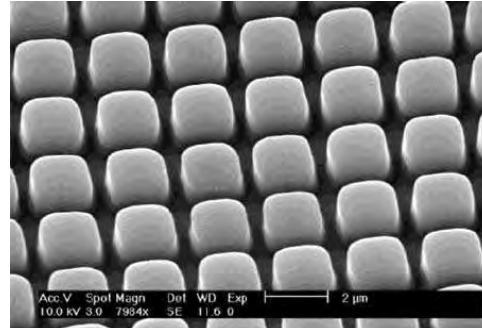
Flow in microchannels with 3D roughness; Flow and mass transport through rough microchannels

Definition

Electrokinetic or pressure-driven liquid flow in microchannels with three-dimensional (3D) surface roughness generated by manufacturing techniques or by adhesion of biological particles from the liquid.

Overview

Fundamental understanding of liquid flow through microchannels is important to the design and operation of Lab-on-a-Chip devices. The microchannel surfaces may exhibit certain degrees of roughness generated by the manufacturing techniques or by adhesion of biological particles from the liquids. The reported surface roughness elements range from 0.1 to 2 μm [1–3]. Microfabrication techniques such as photolithography can also make 3D elements inside microchannels (see Fig. 1). The surface roughness of microchannels not only increases the reaction-sensing surface area but also plays an important role in determining the flow characteristics. In early experimental investigations of flow and heat transfer in microtubes and trapezoidal microchannels, the increase in flow friction and decrease in heat transfer attributed to surface roughness effects were observed [1–3].



F

Flow in Channels with 3D Elements, Figure 1 An example of a silicon surface with microfabricated, symmetrically arranged prism elements

For low Reynolds number pressure-driven flow through microchannels, the pressure drop over the microchannels is greatly increased by the existence of the 3D surface roughness elements, and periodical fluid expansions and compressions between rough elements are generated. These were clearly predicted by the 3D numerical simulations developed by Hu et al. [4]. The roughness elements act on the flow in two ways: causing the expansion and compressions of the streamlines, and obstructing the flow directly, both giving energy losses of the fluids.

The roughness on channel walls also significantly influences the electrokinetic flows [5]. The electrical field is distorted by the presence of the nonconducting surface roughness elements, which makes the electroosmotic slip velocity of the liquid nonuniform [5]. The electroosmotic flow in a rough microchannel induces a periodic pressure field between rough elements that makes the central flow velocity smaller than that in the near-wall region, and hence reduces the overall flow rate. The induced pressure field causes an exchange of liquid between the rough element gaps and the central flow, causing an even-out effect [5]. The flow congestion and flow circulation can be obtained in microchannels with heterogeneously charged 3D elements (i. e., with different zeta potentials) and a tidal wave-like concentration field is found in heterogeneous channels with oppositely charged rough elements [6]. The electrokinetic flow behaviors in rough microchannels were verified by using the current monitoring technique and particle tracking technique [7].

As an application, the flow in rough microchannels was applied theoretically in the nucleic acids extraction process [8], which is the first critical step for many nucleic acid probe assays. Using a microchannel with 3D prismatic elements on the channel wall can dramatically increase the surface area-to-volume ratio and hence

B.2 Articles scientifiques

B.2.1 IJHMT04

Référence : Brutin D., Tadrist L., Pressure drop and heat transfer analysis on flow boiling in a mini-channel : influence of the inlet condition on two-phase flow stability, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, (10-11), 2365-2377, 2004.

Genèse de l'article : chronologiquement cet article est le 3^{me} publié sur la thématique de l'ébullition convective. Nous y présentons des résultats expérimentaux obtenus pour typiquement deux conditions d'entrée de notre système : la connexion d'un vase tampon en entrée de la zone d'ébullition permet techniquement un retour de l'écoulement diphasique en amont. Lorsque ce vase est déconnecté, la condition d'entrée est pression constante. Le déclenchement des instabilités de l'écoulement dans les deux cas n'intervient pas pour les mêmes conditions expérimentales.



Pressure drop and heat transfer analysis of flow boiling in a minichannel: influence of the inlet condition on two-phase flow stability

D. Brutin ^{*}, L. Tadriss

Laboratoire I.U.S.T.I., Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille, Technopôle de Château-Gombert, 5, rue Enrico Fermi, 13453 Marseille, France

Received 27 June 2003

Abstract

We study flow boiling in a rectangular minichannel of $0.5 \times 4 \text{ mm}^2$ cross-section (hydraulic diameter: $889 \text{ }\mu\text{m}$). A two-phase flow pressure drop analysis by ranging several mass flow rates for a chosen heat flux provided to the minichannel has been performed. Two kinds of upstream conditions have been investigated to show up the confinement influence on boiling. Steady and unsteady thermo-hydraulic behaviors are reported. A stability criterion is found depending on the two controlled parameters (heat flux and mass-flow rate). The upstream condition is modified by adding a compliant buffer tank and the procedure is repeated. Unsteady flows are observed with a different intensity and with a different range of operating conditions when the flow is mainly vapor. When no compliance source is connected, the unsteady behaviors are observed in the same operating conditions. Nevertheless the characteristics of the fluctuations differ notably in amplitude and frequency. In the steady state conditions a pressure loss model is proposed based on a homogeneous assumption. A total pressure loss steady state modeling of the boiling flow is realized using a homogeneous model for the two-phase flow zone to check the steady average minichannel pressure loss. A good agreement is found with the experimental and model results.

© 2003 Elsevier Ltd. All rights reserved.

PACS: 44.35.+c; 47.27.Te; 47.60.+i

Keywords: Flow boiling; Minichannel; Forced convection; Flow stability

1. Introduction

When boiling occurs in a duct, fluid pressure and temperature behaviors are strongly modified due to the fluid flow state. For industrial applications, the flow stability is needed and found for specific operating conditions. When boiling is investigated in a research area, steady and unsteady states may be observed depending on the controlled parameters. Recent indus-

trial developments of micro-systems (micro-heat-exchanger, micro-fluid-heater, micro-reactors) imply a focus of research on micro-heat and mass transfer in confined geometries. In such small spaces, interfacial phenomena which are often negligible in classical flows become dominant. When a liquid–vapor phase change occurs in a small hydraulic diameter minichannel, the wall proximity may influence the bubble growth and its evolution. On convective boiling in microminichannels limited studies exist. This field is at present under investigation [1,2]. Wen et al. [3] investigated water flow boiling in a minichannel of 1.33 mm and observed wall temperature excursions. They explained this behavior by transient dryout due to the two-phase flow structure of vapor plug and liquid film boiling cooled down by liquid slugs.

^{*} Corresponding author. Tel.: +33-4-91-106868; fax: +33-4-91-106969.

E-mail address: david.brutin@polytech.univ-mrs.fr (D. Brutin).

Nomenclature

A	area (m ²)	z	axial distance (m)
Bi	Biot number (–)	<i>Greek symbols</i>	
Co	confinement number (–)	α	void fraction (–)
C_p	heat capacity (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	χ	vapor quality (–)
d	width (m)	Δ	difference (–)
D_H	hydraulic diameter (m)	λ	friction factor (–)
e	thickness (m)	μ	dynamic viscosity (Pa s)
F	frequency (Hz)	ρ	density (kg m ⁻³)
h	heat transfer coefficient (W m ⁻² K ⁻¹)	σ	surface tension (N m ⁻¹)
L	length (m)	<i>Subscripts and superscripts</i>	
L_V	latent heat of vaporization (J kg ⁻¹)	C	critical
N_{pch}	phase change number (–)	out	outlet
N_{sub}	subcooling number (–)	in	inlet
P	pressure (Pa)	L	liquid
Po	Poiseuille number (–)	SAT	saturation
Re	Reynolds number (–)	TP	two-phase
S	slip ratio (–)	V	vapor
U	velocity (m s ⁻¹)		
T	temperature (°C)		

Many types of instabilities can develop in flow boiling: flow excursion is the most common one explained in a classical minichannel diameter by the Ledinegg criterion [4]. Kew and Cornwell [5] highlighted an appearance threshold of the instability phenomena when the starting diameter of the bubble approaches the hydraulic diameter of the minichannel. The authors proposed a model of pressure fluctuation within cylindrical minichannels, based on the displacement of a liquid slug surrounded by expanding vapor [6]. In 1998, Aligoodarz et al. [7] observed temperature fluctuations of the same order as the average overheating of the wall in minichannels of various sizes. Wang and Peng [8] conducted single-phase and flow boiling experiments of some fluids and mixtures in rectangular microminichannels of hydraulic diameter from 343 to 133 μm and triangular microminichannels ranging from 600 to 200 μm . Unusual phase-change transport phenomena were observed by the authors. They tried to explain such behavior through two new concepts of “evaporating space” and “fictitious boiling”. They deduced from their experiments that “nucleate boiling in microminichannels having dimensions from several hundred to less than one micrometer is almost impossible”. Jiang and coworkers [9] devised a transparent microminichannel heat sink system to visualize the flow pattern and take temperature measurements during flow boiling. For the low power supplied to the fluid flow, they observed that local nucleation was possible but difficult to generate even for 40 μm hydraulic diameter minichannels. For intermediate power, slug flows develop and for a high power

supply a steady annular flow mode is noticed. Yu et al. [10] realized single and two-phase flow experiments in microtube diameters of 19, 52 and 102 μm . For a laminar flow, they observed a lower value of Poiseuille number ($Po = \lambda Re$) of 53 instead of 64 and a similar lower behavior for a turbulent one. The experimental Nusselt number was also enhanced to compare with the predicted values. To our knowledge, the influence of upstream and downstream conditions on flow boiling stability have rarely been studied.

In a previous study, in which we realized flow visualization in a minichannel, we showed up the confinement effect on two-phase flow behavior [11]. Typical unsteady cases were detailed with pressure measurement analysis. It was evidenced that when unsteady behavior is observed with a compliant source connected, a back two-phase flow to the entrance may appear. Without a compliance source connected the flow visualization indicated a liquid–vapor film flow coupled with two-phase plug expulsion.

The aim of this paper is to analyze the stability range and two-phase flow behaviors for two different upstream conditions: when a damper is introduced upstream to the minichannel coupling with the loop can appear. The fluid flow is temporally stored in the compressible volume (damper) when the minichannel pressure loss is too high and when the pressure in the buffer is higher than the minichannel pressure loss, the fluid is re-injected. A constant mass flow rate condition is considered before the buffer whereas for the case without a buffer connected, no coupling is possible and a constant mass flow

rate is provided to the minichannel entrance. The objective is to acquire better knowledge of the boundary conditions' influence on the two-phase flow and heat transfer in the minichannel. The two-phase flow stability will be analyzed through pressure loss versus inlet mass flow rates for different heat fluxes supplied to the minichannel. An analysis of the experimental results is presented and non-dimensional pressure loss and heat transfer laws are derived for both inlet flow conditions.

2. Experimental set-up

We briefly remind you in this paper the main components of the loop and the new developments realized. The experimental setup has been fully detailed in a previous study [11]. The main component of the loop is a minichannel heated through the back and the lateral sides. The fluid (*n*-pentane) flows vertically upward (Figs. 1 and 2). A compressible volume (buffer tank) is realized using a 400 mm-long and 30 mm-diameter rigid polycarbonate® tube. The buffer tank containing a given volume of *n*-pentane is connected to the loop before the minichannel entrance using a valve.

The fluid contained in the loop is boiled for several minutes to eliminate the non-condensable gas through a valve opening in the loop. The experiments are then carried out using a given procedure: for a fixed heat flux and mass flow rate, the fluid entering the minichannel is heated. Depending on the experiment's controlled parameters, several zones may be observed in the minichannel (liquid, two-phase, vapor). Temperature and pressure measurements are permanently acquired at different scanning frequencies (100–500 Hz) according to the observed phenomena's dynamics. The heating

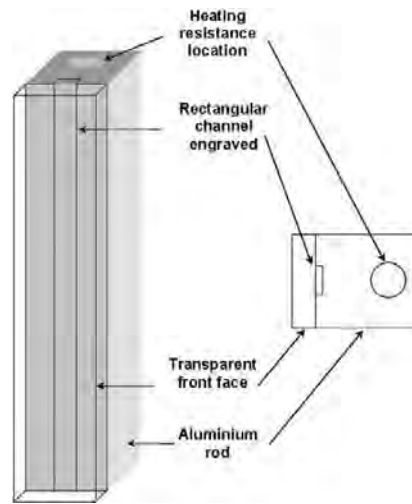


Fig. 2. Diagram of the engraved minichannel (front view on the left and top view on the right).

power is stepped up then a new experiment is investigated. All acquired data are post-processed. When the stationary state is reached for each running condition (mass flow rate, heat flux) the time averages of temperature and pressure are calculated. The vapor quality, the pressure drop and the local superheating are deduced. The dynamics of the parameters are then analyzed (temperature and pressure). For each experimental condition, the frequency and amplitude fluctuations are deduced.

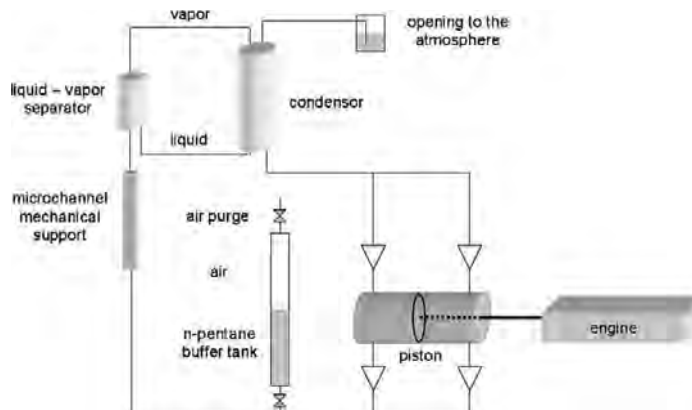


Fig. 1. Experimental set-up designed for two-phase flow stability investigations.

3. Pressure loss variations

3.1. Typical pressure variations

In Fig. 3 the pressure drop is presented versus the inlet Reynolds number (Re_{IN}) for a supplied heat flux of 89.9 kW m^{-2} . The inlet temperature is the room temperature ($25 \text{ }^\circ\text{C}$) and the outlet pressure is kept constant at atmospheric pressure. The provided mass flow rate is constant at the minichannel entrance. These conditions corresponding to a subcooled liquid are maintained constant for all the experiment duration. An N-shaped curve is found.

Before point C of Fig. 3, that is for Reynolds numbers lower than 2000, the pressure drop increases as Re_{IN} increases. In addition, for inlet Reynolds numbers lower than 1500, pressure fluctuations appear. In the range of 250–6500, two zones exist in the minichannel: a liquid and a two-phase one. The length of each zone varies in accordance with Re_{IN} . The two-phase zone is larger for $Re_{IN} = 1500$ at point D while the liquid one is smaller. On the contrary the liquid zone is larger for $Re_{IN} > 6500$ at point A. For Re_{IN} lower than 250, that is before point E, a vapor zone appears near the minichannel exit. It invades the minichannel as Re_{IN} decreases. In the range of 0–250, three zones (liquid, two-phase and vapor) coexist in the minichannel.

3.2. Modeling

To analyze the previous experimental pressure loss variation, a one-dimensional model is developed. The physical parameters for the model are listed in Table 1 for a numerical application. Let us consider an electrical power provided to the minichannel from 125.6 to 15.7 W. It gives a heat flux from 125.6 to 15.7 kW m^{-2} . The model takes into account the existence of three possible zones depending on the controlled parameters and the physical

Table 1

n-Pentane liquid and vapor physical properties

Conditions	Value	Unit
25 °C	σ	$13.12 \times 10^{-3} \text{ N m}^{-1}$
25 °C	μ_L	$2.23 \times 10^{-4} \text{ Pa s}$
	ρ_L	621 kg m^{-3}
	C_{pL}	$2142 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
36 °C	ρ_V	2.57 kg m^{-3}
	μ_V	$6.78 \times 10^{-6} \text{ Pa s}$
	C_{pV}	$1717 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
1010 hPa	T_{SAT}	$36 \text{ }^\circ\text{C}$
36 °C	L_V	$382,450 \text{ J kg}^{-1}$

properties of the fluid. The detailed model is presented in Appendix A. In Fig. 3 the experimental pressure loss and model results are presented. A good agreement between the experimental and calculated pressure loss is found. The N-shaped curve is also described with the one-dimensional model in the steady state regime. For Reynolds numbers lower than 1500, the non-steady regime appears. The present model is no longer relevant for this regime due to the steady state assumption.

3.3. Two-phase flow pressure loss analysis

From the proposed model, the conditions of the several effects on the pressure loss are analyzed in the two-phase zone. In Fig. 4, the pressure loss for the liquid and two-phase zones are presented versus Re_{IN} . Moreover, the corresponding total pressure loss is presented. As Re_{IN} increases the conditions of the liquid pressure loss become significant while the two-phase flow pressure loss decreases. The two-phase zone vanishes for inlet Reynolds numbers higher than 5400. In the two-phase zone, the pressure loss is due to three effects (gravity, acceleration and friction). The main effect on the pressure loss is that of friction. The acceleration is five times less while the gravity effect is negligible whatever the inlet Reynolds number considered.

3.4. Influence of the heat flux

We investigated the pressure loss versus the inlet liquid Reynolds number for five heat fluxes. The minichannel pressure loss measured is plotted as a function of the inlet Reynolds number in Fig. 5. The same N-shape behavior is observed whatever the imposed heat flux. As the heat flux is increased, the pressure loss is shifted for higher values and the N-shaped curve is more and more pronounced. The steady and unsteady regimes exist for all the imposed heat fluxes. The dark points correspond to the steady state regime whereas the white ones correspond to the unsteady regime.

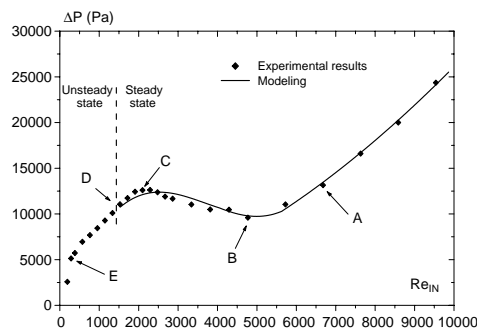


Fig. 3. Average pressure loss versus inlet liquid Reynolds number for a heat flux of 89.9 kW m^{-2} .

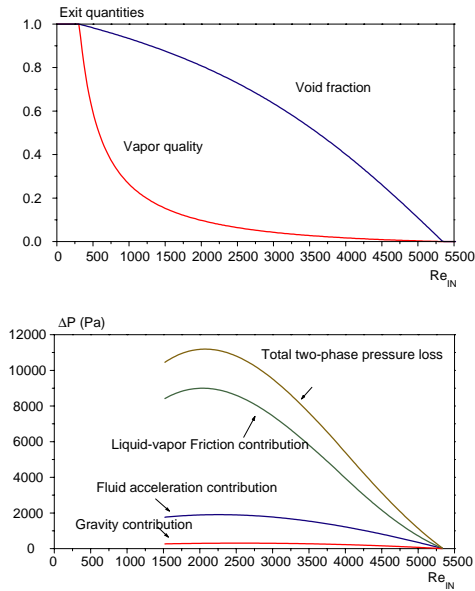


Fig. 4. Sum of all contributions to the two-phase pressure loss (friction, acceleration and gravity) for heat flux of 89.9 kW m^{-2} and exit quantities (vapor quality and void fraction).

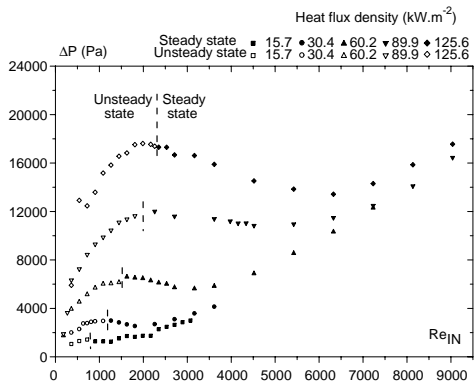


Fig. 5. Average pressure loss versus inlet Reynolds number when the buffer is not connected to the loop for five heat fluxes.

4. Influence of the inlet condition

The two-phase flow stability is generally influenced by the boundary conditions. These conditions have seldom been investigated in the literature. Preliminary

experiments indicated a strong dependence of the boundary conditions on the thermo-hydraulic behavior in the minichannel [12]. In the present paper, we investigated two different inlet conditions. The first one corresponds to the constant liquid velocity at the minichannel entrance which will be called the confinement case. The second corresponds to a constant velocity at the syringe outlet. Between the syringe and the minichannel a compressible buffer tank is introduced; this case will be called the compliant case. This configuration simulates common cases where compliant tubes or elements exist in two-phase loops. The thermo-hydraulic characteristics are determined for these two cases.

4.1. Compliant case

In Fig. 6, the pressure loss variation versus the inlet Reynolds number is presented for several heat fluxes when the buffer tank is connected. The same N-shaped behavior is observed. Similar results of the average pressure loss are evidenced for the steady state regime. However, for the unsteady state regime, the two-phase flow dynamics is clearly different. This will be detailed in a further section.

The unsteady behaviors are mainly found to be in the range where the pressure drop increases with the inlet Reynolds numbers. The unsteady behavior points confirmed by spectral analysis of the pressure drop signal are reported. Two typical pressure drop variations are presented in Fig. 7a and Fig. 8a for Reynolds numbers of 1336 and 382 respectively, with a same heat flux (125.6 kW m^{-2}). Only the fluctuating component of the pressure loss signal is presented. In Fig. 7a for $Re_{IN} = 1336$ the inlet and outlet pressure signals fluctuate at 3.8 Hz with an average oscillation amplitude of 11

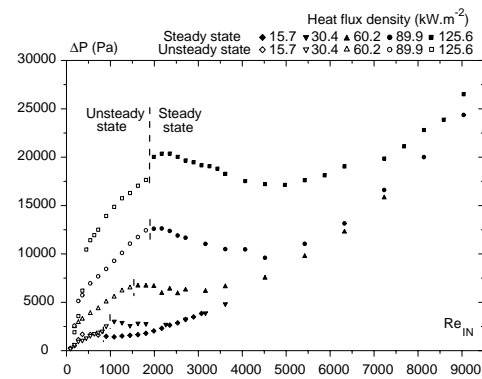


Fig. 6. Average pressure loss versus inlet Reynolds number when the buffer is connected to the loop for five heat fluxes.

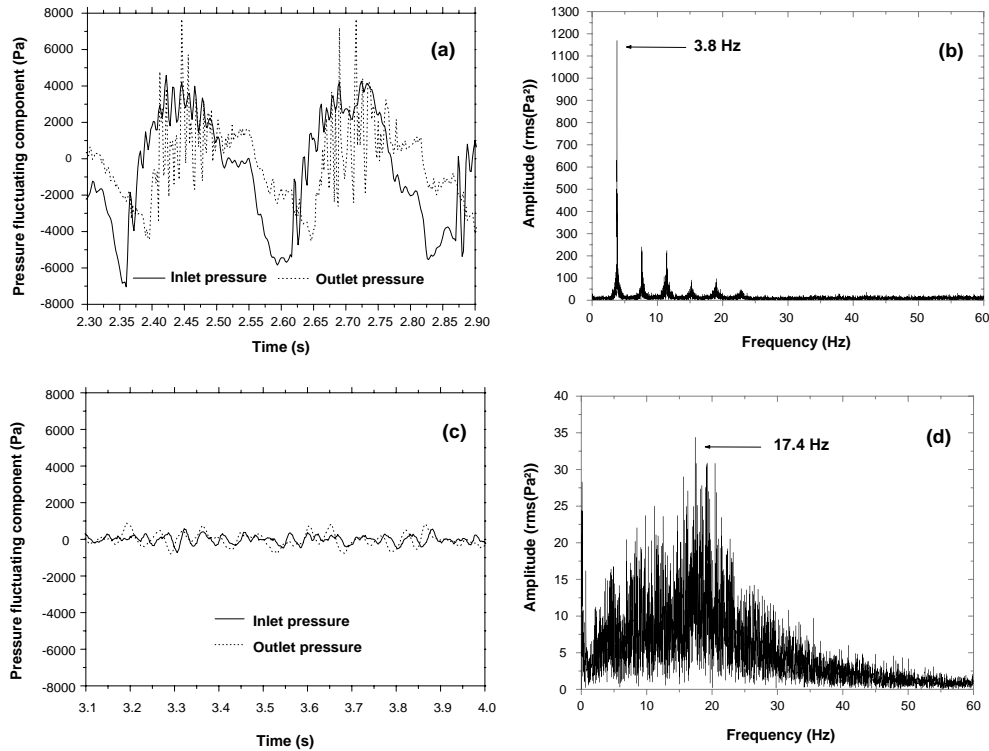


Fig. 7. Inlet and outlet pressure evolution with (a) BT connected and (c) BT not connected. Average pressure drop FFT with (b) BT connected and (d) BT not connected ($Re_{IN} = 1336$ and $Q_w = 125.6 \text{ kW m}^{-2}$).

kPa. For $Re_{IN} = 382$, the signal evolves as a chugging flow at 4 Hz. Pressure peaks in the pressure signal reach 45 kPa. The main differences between these two behaviors are an oscillating flow around the average pressure loss and a chugging flow with pressure peaks up to 10 times the average pressure loss.

By means of a fast camera analysis at 1000 frames per second of the two-phase flow in the minichannel a specific unsteady behavior was observed for the case: $Re = 1336$. Liquid flows in the minichannel. Bubbles are created at the beginning of the two-phase flow zone. Their size and generation rates are such that bubbles coalesce to vapor slugs which evolve in the minichannel. Vapor slugs generate over-pressure which reduces the upstream boiling flow rate. Bubbles growing before the vapor slug slow down, stop and quickly reach the entire minichannel cross-section. Vapor created by bubble expansion must be evacuated; but downstream in the minichannel vapor slugs block the flow. Expanding vapor pushes the inflow back to the entrance using the

buffer tank as a mass flow storage. Finally the minichannel is full of vapor. The surface temperature rises due to the heat flux permanently provided to the fluid and not removed by boiling. When the minichannel is empty and upstream pressure before the minichannel entrance is sufficient, the entire vapor slug which occupies the minichannel is expelled. The minichannel is refilled with liquid. Due to the high surface temperature, bubbles are quickly formed and the phenomenon is repeated.

4.2. Confinement case

Without a buffer tank, the mass flux at the bottom of the minichannel is provided constantly. Also, two behaviors may be observed according to the operating conditions. For increasing inlet Reynolds numbers, when the maximum pressure loss exceeds a critical Reynolds number a steady behavior is observed. For lower Reynolds numbers, an unsteady behavior is also

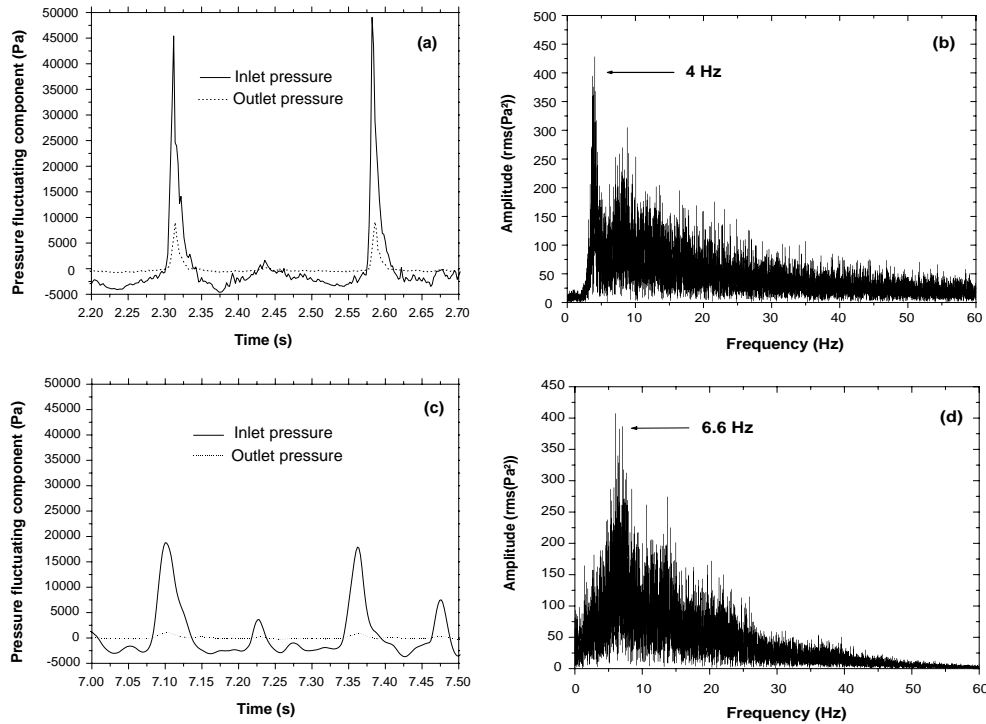


Fig. 8. Inlet and outlet pressure evolution with (a) BT connected and (c) BT not connected. Average pressure drop FFT with (b) BT connected and (d) BT not connected ($Re_{iN} = 382$ and $Q_W = 125.6 \text{ kW m}^{-2}$).

found as we observed for the previous case. Typical signals are presented in Fig. 7c for a Reynolds number of 1336 and in Fig. 8c for a Reynolds number of 382. For both cases the same heat flux is applied (125.6 kW m^{-2}). The pressure loss fluctuates at a high frequency 17.4 Hz with a small average fluctuation amplitude 1.6 kPa when the inlet Reynolds number is high ($Re = 1336$) whereas with a lower Reynolds number ($Re = 382$), the pressure loss fluctuates at 6.6 Hz with a fluctuation amplitude of 20 kPa which is not centered on the average pressure loss. All the pressure characteristics are summarized in Table 2.

By means of a fast camera analysis at 1000 frames per second two-phase flow behavior was observed for the case: $Re = 382$. It is composed of a liquid–vapor film flow with liquid plugs which evolve and vaporize in the minichannel. A film flow is established, liquid plugs are formed at the entrance and evolve. The plug formation and evolution induce a pressure loss increase. During their evolution in the minichannel, the plug vapor quality increases, so the pressure loss decreases. When the last plug is virtually vapor, the minichannel pressure

loss is minimum and the film flow occupies all the minichannel until the following plug forms. The lower vapor flow and liquid film flow average speed are estimated from experimental measurements at the minichannel entrance. We found $U_V = 4.5 \text{ m s}^{-1}$ and $U_L = 0.46 \text{ m s}^{-1}$ respectively, so a speed difference $\Delta U = U_V - U_L = 4 \text{ m s}^{-1}$. A specific study is needed to characterize the flow characteristics.

4.3. Discussion

The average and amplitude values of the pressure loss for the two cases investigated are reported in Table 2. In Fig. 9 two pressure loss variations are presented for a given heat flux (89.9 kW m^{-2}), with the pressure loss fluctuation for the unsteady flow state. The pressure fluctuation amplitude is clearly higher in the compliance case. The pressure fluctuation amplitude increases with Reynolds numbers decreasing until they reach a maximum which corresponds to an exit vapor quality of 1. For this case (exit vapor quality of 1) such an amplitude is seven times the average minichannel pressure loss

Table 2

Comparison of the average pressure loss (ΔP), the oscillation frequency (F_0) and the oscillation amplitude (δP) for two typical unsteady behaviors (with or without the buffer tank connected)

	Inlet Reynolds number (heat flux: 125.6 kW m ⁻²)					
	382			1336		
	ΔP (kPa)	F_0 (Hz)	δP (kPa)	ΔP (kPa)	F_0 (Hz)	δP (kPa)
With compliance	5.2	4	45	9.4	3.8	11
Without compliance	4.5	6.6	20	14.3	17.4	1.6

($\Delta \bar{P} \sim 5$ kPa, $\delta P \sim 33$ kPa). Then the amplitude decreases due to the fact that the minichannel is more and more empty of liquid and a two-phase flow; the fluctuation is only a vapor flow fluctuation and so a low pressure fluctuation. For the case where no compliance source is connected, the pressure loss fluctuation amplitude is smaller compared to the previous situation. The pressure loss fluctuation amplitude maximum is reached for a lower Reynolds number compared with the previous case. The corresponding amplitude, is however, still about seven times the average minichannel pressure loss ($\Delta \bar{P} \sim 2.2$ kPa, $\delta P \sim 14$ kPa).

In a minichannel of a typical diameter of a few millimeters, instabilities have been found to appear in the compliant case for given operating conditions [4,13,14]. In the representation of the total pressure drop versus the inlet Reynolds number, the negative slope part of the curve may be unsteady. However, depending on the

operating conditions, we do not observe such unsteady behavior in our experiments.

5. Analysis

5.1. Stability criteria

A stability criterion might be derived from the experimental results considering the two controlled parameters (heat flux and liquid inlet mass flow rate). In both cases previously investigated, instabilities occur in the first increasing part of the curve (Figs. 5 and 6). Whatever the heat flux applied, the unsteady state appears for lower inlet Reynolds numbers compared to the case without compliant upstream conditions. The threshold is lower when a compliance source is inserted in the loop. For all inlet Reynolds number and heat fluxes investigated, the fluctuation amplitudes are much more smaller in the confined case compared to the compliant case. Oscillation frequencies are higher in the compliant case. Furthermore the fast Fourier transform exhibits a characteristic frequency with a narrow band in the second case (Figs. 7b and 8b).

The objective is now to find a common presentation of all the results to summarize all the pressure loss curves obtained experimentally. The pressure loss result will thus be presented non-dimensionally. In the same way, the heat transfer results will be put in non-dimensioned form to be compared. To find the parameter which will allow a comparison between all the experiments, it is necessary to represent the exit vapor quality variation function of the inlet Reynolds number. In Figs. 10 and 11, the experimental results are plotted (χ_{out} : exit vapor quality function of Re_{in} : inlet Reynolds number). Each curve presents the vapor quality variation versus the inlet liquid Reynolds number for a given heat flux for both upstream conditions. These variations can be described by the energy balance equation (1). The exit vapor quality may be deduced assuming a uniform heat flux at the wall.

$$\chi_{out} = \frac{1}{L_v} \left(\frac{4q_w L_H}{\mu Re_L} - \Delta h_i \right) = N_{pch} - N_{sub} \quad (1)$$

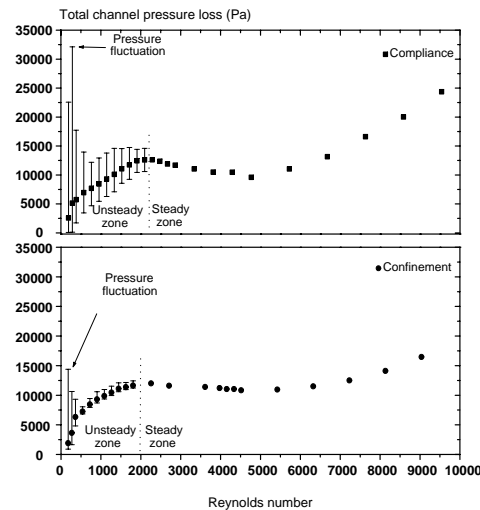


Fig. 9. Comparison between the two upstream conditions of the minichannel pressure loss with the pressure fluctuations ($Q_w = 89.9$ kW m⁻²).

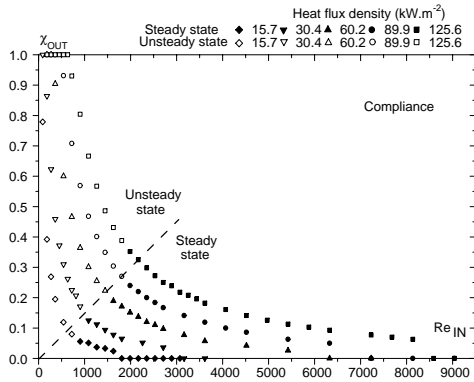


Fig. 10. Exit vapor quality versus inlet Reynolds number for buffer connected to the loop case for five heat fluxes.

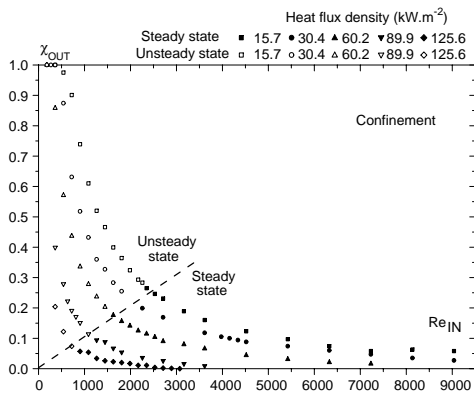


Fig. 11. Exit vapor quality versus inlet Reynolds number for buffer not connected to the loop case for five heat fluxes.

In Fig. 10, for example, the exit vapor quality is plotted versus the inlet Reynolds number. Each curve corresponds to a heat flux investigated.

$$N_{pch} = \frac{4q_w}{\rho_0 U_0 L_V} \frac{L_H}{D_H} \quad (2)$$

$$N_{sub} = \frac{\Delta h_i}{L_V} \quad (3)$$

In Figs. 10 and 11, the critical transition conditions (χ_{out}^C , Re^C) are located by a dash line for all heat fluxes investigated. The characteristic curve of the marginal stability can be evaluated. A linear relation is deduced.

$$\chi_{out}^C = N_{pch}^C - N_{sub}^C = A Re^C \quad (4)$$

In Eq. (4) Re^C is the critical Reynolds number, χ_{out}^C the critical vapor quality and A a constant.

For all Reynolds numbers below this line, boiling is steady whatever the heat flux supplied whereas above this line the boiling flow is unsteady. The flow stability transition is thus observed for a given ratio of $(N_{pch}^C - N_{sub}^C)/Re^C$. The constant A differs for the two inlet conditions and have been obtained for given parameters such as heated perimeter, cross-section area and fluid. Only experiments can definitively evidence if this stability criteria found is a constant.

5.2. Heat transfer coefficient

The heat transfer coefficient dealt with is the average one using the assumption of a constant heat flux. The heat is provided using an electric resistance element which delivers a constant power and so a constant heat flux to the resistance element (\bar{Q}_w). However the heat flux redistributed in the aluminum rod depends on the fluid flow and its states. The local temperature measurements taken cannot be used to obtain a local heat transfer coefficient but provide an average surface temperature and fluid temperature. Using these temperature differences ($\bar{T}_s - \bar{T}_f$), in Fig. 12 we provide the average heat transfer coefficient variation function of the inlet Reynolds number for several heat fluxes as defined by Eq. (5) solely for operating conditions with a two-phase zone in the minichannel to analyze the two-phase heat transfer coefficient variations. In fact, vapor bubbles are created all along the minichannel; this situation corresponds to flow boiling with a subcooled liquid.

$$\bar{h} = \frac{\bar{Q}_w}{\bar{T}_s - \bar{T}_f} \quad (5)$$

Increasing the heat flux the shape of the average heat transfer coefficient is more and more pronounced like

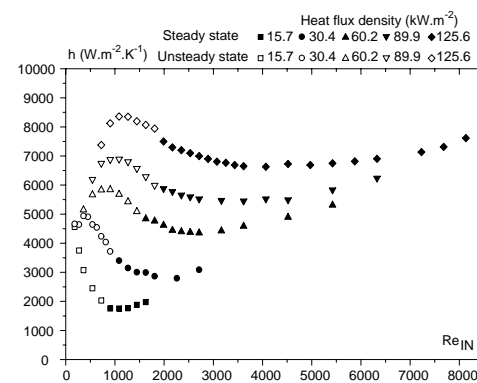


Fig. 12. Heat transfer coefficient for all heat fluxes investigated.

for the pressure loss variation. The dark points in Fig 12 represent the steady state regime whereas the white ones are for the unsteady regime. For the liquid inlet Reynolds number of 8500 and the highest heat flux (125.6 kW m⁻²) the flow is liquid and the average heat transfer coefficient is only a forced convection one. For lower Reynolds numbers, a two-phase zone exists and the average heat transfer coefficient decreases to a value of the liquid inlet Reynolds number then increases to reach its maximum. The transition from steady to unsteady state occurs during this increasing part of the curve but does not affect the curve variation. Finally for $Re_{IN} < 1200$, the average heat transfer coefficient decreases. The same behavior can be observed for all heat fluxes studied. The maximum heat transfer coefficient decreases with decreasing heat fluxes.

6. Conclusion

Experiments on flow boiling in small minichannels are carried out and new results are provided. Steady and unsteady behaviors are evidenced and found to be a function of the upstream boundary conditions. A critical Reynolds number is found to delimit steady and unsteady states behaviors in the diagram $\Delta P = f(Re_{IN})$. Two types of unsteady behaviors due to confinement and compliant effects have been detailed and analyzed. They evidence coupling effects between the minichannel and damper in the unsteady regime characterized by pressure loss fluctuations with high amplitudes ($2 < \tilde{P}/\Delta P < 8$) and oscillation frequencies depending on the operating conditions which vary between 3 and 4 Hz. The results obtained differ from those for flow boiling in larger tubes. When a compliant source is provided, the unsteady state regime does not match with the Ledinegg criterion. Furthermore, when the damper is not connected, the flow boiling is still found to be unsteady with different flow patterns and fluctuation characteristics. The pressure loss fluctuations present relatively small amplitudes ($0.25 < \tilde{P}/\Delta P \leq 3$) and higher frequencies between 6 and 18 Hz. The average heat transfer coefficient is found to have a maximum value when the unsteady state regime appears, whatever the heat flux provided. The two-phase flow modeling shows a good agreement for the steady state flow boiling. The explanation of the two-phase flow confined fluctuation is currently under investigation.

Acknowledgements

We thank the “Centre National d’Etudes Spatiales” for its financial assistance: grant no. 793/2000/CNES/8308.

Appendix A. Pressure loss modeling

A.1. Basic equations and assumptions

Three equations will be used in this section: the mass conservation equation (A.1), the momentum balance equation (A.2) and the energy balance equation (A.3) applied in a steady state for a one-dimensional geometry and for constant physical properties in the liquid and the vapor zones. The phase change temperature, also called the saturation temperature, is physically a function of pressure but will be considered to be constant in the homogeneous flow assuming low overpressure. The heat flux (Q) supplied to the minichannel is assumed to be constant but it is non-uniform.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U)}{\partial z} = 0 \quad (A.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial z} \right) + F_R[U, z] + \frac{\partial P}{\partial z} + \rho g = 0 \quad (A.2)$$

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} + \rho U \frac{\partial H}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial t} + U \frac{\partial P}{\partial z} + U F_R[U, z] + Q \quad (A.3)$$

F_R is the fluid friction force which can be easily defined for the liquid and the vapor zone. For the homogeneous medium, the friction term is obtained with the two-phase multiplier, also called the Lockart-Martinnelli coefficient; we apply this coefficient to the liquid flow.

Q is the power provided to the minichannel per unit length and per unit of minichannel cross-section. It can be expressed in a steady state as in Eq. (A.4).

$$Q = \frac{q_w(d + 2e)}{S_H} \quad (A.4)$$

The mass conservation equation (A.1) in a steady state means that the liquid and vapor velocities in the liquid and vapor zone respectively are constant. The two-phase flow velocity varies between the two like the physical properties: the volumetric mass and kinematic viscosity. In the further equations, we indicate the function parameter as z .

In the steady state and with our boundary conditions Eqs. (A.1)–(A.3) are simplified and coupled and that give

- for the liquid zone (Eqs. (A.5)–(A.7)):

$$\frac{\partial U_L}{\partial z} = 0 \quad (A.5)$$

$$\frac{\partial P_L[z]}{\partial z} = -\rho_L g - \frac{\rho_L U_L^2 \lambda [Re_L]}{2D_H} \quad (A.6)$$

$$\rho_L U_L C_{pL} \frac{\partial T_L[z]}{\partial z} = U_L \frac{\partial P_L[z]}{\partial z} + \frac{\rho_L U_L^2 \lambda [Re_L]}{2D_H} + \frac{q_w(d + 2e)}{S_H} \quad (A.7)$$

- for the homogeneous zone (Eqs. (A.8)–(A.10)):

$$\frac{\partial(\rho_B[z]U_B[z])}{\partial z} = 0 \quad (A.8)$$

$$\rho_B[z]U_B[z]\frac{\partial U_B[z]}{\partial z} + \frac{\partial P_B[z]}{\partial z} = -\rho_B[z]g - \frac{\phi^2[z]\rho_L U_L^2 \lambda [Re_L]}{2D_H} \quad (A.9)$$

$$U_B[z]\frac{\partial P_B[z]}{\partial z} + U_B[z]\frac{\rho_L U_L^2 \phi^2 [z] \lambda [Re_L]}{2D_H} + \frac{q_w(d+2e)}{S_H} = \rho_B[z]U_B[z]L_V \frac{\chi[z]}{\partial z} \quad (A.10)$$

- for the vapor zone (Eqs. (A.11)–(A.13)):

$$\frac{\partial U_V}{\partial z} = 0 \quad (A.11)$$

$$\frac{\partial P_V[z]}{\partial z} = -\rho_V g - \frac{\rho_V U_V^2 \lambda [Re_V]}{2D_H} \quad (A.12)$$

$$\rho_V U_V C_{pv} \frac{\partial T_V[z]}{\partial z} = U_V \frac{\partial P_V[z]}{\partial z} + \frac{\rho_V U_V^3 \lambda [Re_V]}{2D_H} + \frac{q_w(d+2e)}{S_H} \quad (A.13)$$

A.2. Definitions

We define the liquid and vapor Reynolds numbers with Eq. A.14(a) and A.14(b) respectively. The vapor velocity in the vapor flow is given by the mass conservation equation. The mass introduced into the inlet must be maintained in the minichannel outlet. Such a conservation law gives Eq. (A.15).

$$Re_L = \frac{U_L D_H}{\nu_L} \quad (a) \quad Re_V = \frac{U_V D_H}{\nu_V} \quad (b) \quad (A.14)$$

$$U_V = \frac{\rho_L}{\rho_V} U_L \quad (A.15)$$

To calculate the minichannel pressure loss, we need the different zone lengths. The subcooling length is obtained by replacing $\frac{\partial U_L}{\partial z}$ from Eq. (A.6) into Eq. (A.7). Z_L , which defines the beginning of the boiling zone, is given by Eq. (A.16).

$$Z_L = \frac{S_H C_{pL} \rho_L U_L (T_{SAT} - T_{IN})}{q_w(d+2e)} \quad (A.16)$$

Z_V , which is the location of vapor quality equal to 1, i.e., the beginning of the vapor flow, is obtained using the latent heat of the phase change. The two-phase flow length is obtained by the energy balance (Eq. (A.17)) between the heat provided to the minichannel and the latent heat necessary to be wholly vapor, the kinetic energy to reach the vapor velocity and the potential energy to reach the minichannel exit.

$$\frac{q_w(d+2e)}{S_H} = \rho_L U_L \frac{\partial(\chi[z]L_V + \frac{1}{2}U^2[z] + gz)}{\partial z} \quad (A.17)$$

Integrated between the end and the beginning of the two-phase flow, Z_V is obtained after simplification: the liquid velocity and gravitational terms are neglected compared with the latent heat of vaporization. Z_V is so given by Eq. (A.18).

$$Z_V = Z_L + \frac{\rho_L U_L S_H}{q_w(d+2e)} \left(L_V + \frac{1}{2} U_V^2 \right) \quad (A.18)$$

To be able to calculate the total minichannel pressure loss for all liquid inlet velocities, two lengths are defined following the zones present in the minichannel. L_1 is used to define the end of the liquid zone, which can be either the end of the minichannel if the liquid temperature did not reach the saturation temperature or Z_L as defined previously. L_2 is used to define the end of the two-phase flow zone, which can be either the end of the minichannel if the vapor quality is not equal to 1 or Z_V as defined previously.

$$L_1 = \min[Z_L, L] \quad (a) \quad L_2 = \min[Z_V, L] \quad (b) \quad (A.19)$$

A.3. Liquid flow pressure loss

The liquid flow pressure loss is determined by the integration of Eq. (A.6) between the liquid zone limits, i.e., the minichannel entrance and L_1 . The pressure loss expression is given by Eq. (A.20).

$$\Delta P_L = \left(\rho_L g + \frac{\rho_L}{2D_H} \lambda [Re_L] U_L^2 \right) L_1 \quad (A.20)$$

The friction factor of the fluid flow in the minichannel is needed to obtain the final pressure loss expression. The literature [15] gives correlations for liquid flows in rectangular cross-section minichannels. Our aspect ratio of 1/8 implies a factor 1.3 to apply from the theory in circular tubes for both laminar and turbulent flows.

$$\lambda_{TH} = \begin{cases} \frac{83.2}{Re} & \text{if } Re < 1187 \\ \frac{0.41132}{Re^{0.25}} & \text{if } Re > 1187 \end{cases} \quad (A.21)$$

However, an experimental investigation for our minichannel gives a friction factor of about half that of the theoretical prediction. So a complete friction factor study was conducted to show up the experimental friction factor variation in laminar and turbulent regimes. The experimental results are provided in Fig. 13.

$$\lambda_{EXP} = \begin{cases} \frac{46.78}{Re} & \text{if } Re < 1527 \\ \frac{0.05198}{Re^{0.07225}} & \text{if } 1527 < Re < 4046 \\ \frac{0.2275}{Re^{0.25}} & \text{if } Re > 4046 \end{cases} \quad (A.22)$$

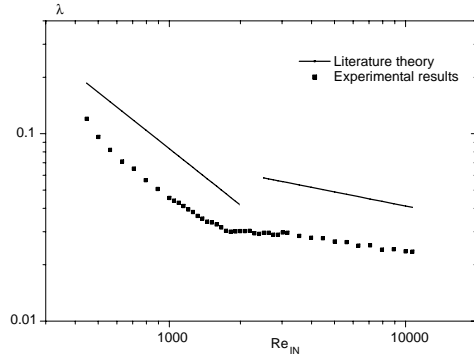


Fig. 13. Minichannel friction factor for Reynolds numbers ranging from 10 to 10,000.

Such differences between the theoretical prediction and the experimental results can be explained in several ways: the small aspect ratio of the minichannel (1/8) which implies a narrow velocity profile in one direction and a wide one in the other direction. Furthermore, in a rectangular geometry the corners are a zone of high gradients which strongly modify the flow field. This experimental friction factor will be used for further computation.

A.4. Homogeneous flow pressure loss

The homogeneous flow velocity is obtained by the spatial integration of Eq. (A.8) between a location in the minichannel (z) and the beginning of the two-phase flow zone. Such equality gives Eq. (A.23) in which the density expression has to be known.

$$U_B[z] = \frac{U_L \rho_L}{\rho_B[z]} \tag{A.23}$$

We provide a constant power to the minichannel, so a constant heat flux is assumed to be provided at the minichannel heating surface. Thus, a linear variation of the vapor quality in the two-phase flow is deduced, which gives Eq. (A.24).

$$\chi[z] = \frac{z - L_1}{Z_V - L_1} \tag{A.24}$$

The void fraction is thus deduced from the vapor quality using a slip velocity model. The model choice is a key point. Physically, the slip ratio evolves as the physical parameters in the homogeneous flow between 1 and $\frac{\rho_L}{\rho_V}$. The model choice will dramatically change the minichannel pressure loss variation. We will use the model defined in Eq. (A.26)(b).

$$\alpha[z] = \frac{\chi[z] \rho_L}{\chi[z] \rho_L + S[z] \rho_V (1 - \chi[z])} \tag{A.25}$$

$$S[z] = \begin{cases} 1 & \text{(a) Homogeneous model [16, 17]} \\ \left(\frac{\rho_L}{\rho_V}\right)^{1/3} & \text{(b) Zivi model [18]} \\ \left(1 + \chi[z] \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} - 1\right)\right)^{1/2} & \text{(c) Chisholm model [19]} \\ 1 + \frac{\rho_L}{\rho_V} \chi[z] & \text{(d) Smith model [17]} \\ \text{CISE correlation} & \text{(e) Premoli model [20]} \end{cases} \tag{A.26}$$

Based on the vapor fraction, we build the density of the homogeneous flow using Eq. (A.27).

$$\rho_B[z] = \alpha[z] \rho_V + (1 - \alpha[z]) \rho_L \tag{A.27}$$

The homogeneous flow pressure loss is often expressed in terms of a two-phase multiplier. That is the homogeneous pressure loss is equal to a two-phase coefficient multiplied by the single-phase pressure loss for an entire liquid flow (for our situation). Such a two-phase coefficient is given by Eq. (A.28) and is multiplied by the friction factor of an equal total liquid mass flow rate.

$$\phi^2[z] = \frac{1 + \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} \chi[z]}{\left(1 + \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} \chi[z]\right)^{1/4}} \tag{A.28}$$

So, the two-phase flow pressure loss can be expressed as using the mass conservation equation by Eq. (A.29):

$$\Delta P_B = -gK_1 - \frac{\rho_L K_2 U_L^2 \lambda [Re_L]}{2D_H} - \rho_L U_L (U_B[L_2] - U_L) \tag{A.29}$$

with K_1 and K_2 defined in Eq. (A.30) for simplification.

$$K_1 = \int_{L_1}^{L_2} \rho_B[z] dz \quad (a) \quad K_2 = \int_{L_1}^{L_2} \phi^2[z] dz \quad (b) \tag{A.30}$$

Thus, the total pressure loss becomes the sum of three pressure loss terms called the acceleration term (ΔP_{B1}) defined in Eq. (A.31), the gravitational term (ΔP_{B2}) defined in Eq. (A.32) and the frictional term (ΔP_{B3}) defined in Eq. (A.33).

$$\Delta P_{B1} = \rho_L U_L (U_B[L_2] - U_L) \tag{A.31}$$

$$\Delta P_{B2} = gK_1 \tag{A.32}$$

$$\Delta P_{B3} = \frac{\rho_L}{2D_H} K_2 U_L^2 \lambda [Re_L] \tag{A.33}$$

A.5. Vapor flow pressure loss

The vapor flow pressure loss is determined by the integration of Eq. (A.12) between the beginning of the vapor zone, i.e. L_2 , and the end of the minichannel. The pressure loss expression is given by Eq. (A.34).

$$\Delta P_V = \left(\rho_V g + \frac{\rho_V}{2D_H} \lambda [Re_V] U_V^2 \right) (L - L_2) \quad (\text{A.34})$$

A.6. Total minichannel pressure loss

The total minichannel pressure loss is given by Eq. (A.35). This expression includes the liquid, two-phase and vapor pressure loss expressions.

$$\Delta P_T = \Delta P_L + \Delta P_B + \Delta P_V \quad (\text{A.35})$$

It is possible to group each contribution as in the two-phase flow section. It appears the gravitational, inertial and frictional contributions of each zone (Eq. (A.36)).

$$\begin{aligned} \Delta P_T = & g[\rho_L L_1 + K_1 + \rho_V (L - L_2)] \\ & + \rho_L U_L (U_B [L_2] - U_L) \\ & + \frac{\rho_L \lambda [Re_L] U_L^2 (L_1 + K_2) + \rho_V \lambda [Re_V] U_V^2 (L - L_2)}{2D_H} \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

References

- [1] M.F. Dowling, S.I. Abdel-Khalik, S.M. Ghiaasiaan, S.M. Jeter, Z.H. Quershi, J.E. Kennedy, G.M. Roach, The onset of flow instability in uniformly heated horizontal micro-minichannels, *J. Heat Transfer* 122 (2000) 118–125.
- [2] S.G. Kandlikar, Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microminichannels, in: *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics—ExHFT-5*, vol. 1, Edizioni ETS, Pisa, September 2001, pp. 129–146.
- [3] D. Wen, D.B.R. Kenning, Y. Yan, Flow boiling of water in a narrow vertical minichannel at low mass flux: observations of local phenomena, in: *Proc. IHTC 12*, Grenoble, France, 2002.
- [4] M. Ledinegg, Instability flow during natural forced circulation, *Warme* 61 (8) (1938) 891–898.
- [5] P.A. Kew, K. Cornwell, Confined bubble flow and boiling in narrow spaces, in: *Proc. IHTC 10*, Brighton 7, 1994, pp. 473–478.
- [6] P.A. Kew, K. Cornwell, On pressure fluctuations during boiling in narrow minichannels, in: *2nd European Thermal-Sciences and 14th UIT National Heat Transfer Conference*, 1996, pp. 1323–1327.
- [7] M. Aligoodarz, Y. Yan, D. Kenning, Wall temperature and pressure variations during flow boiling in narrow minichannels, in: *Proc. IHTC 11*, Kyongju, Korea, vol. 2, 1998, pp. 225–230.
- [8] B.X. Wang, X.F. Peng, Forced-convection and boiling characteristics in microminichannels, in: *Proc. IHTC 11*, Kyongju, Korea, 1998, pp. 371–390.
- [9] Y. Zohar, L. Jiang, M. Wong, Phase change in microminichannel heat sink under forced convection boiling, in: *13th Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems*, 2000, pp. 397–402.
- [10] D. Yu, R. Warrington, R. Barron, T. Ameel, An experimental and theoretical investigation of fluid flow and heat transfer in microtubes, in: *Proc. ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Hawaii, vol. 1, 1995, pp. 523–530.
- [11] D. Brutin, F. Topin, L. Tadrist, Experimental study of the unsteady convective boiling in heated minichannels, *Int. J. Heat Mass Transfer* 46 (16) (2003) 2957–2965.
- [12] D. Brutin, F. Topin, L. Tadrist, On thermo-hydraulic instabilities in small minichannels during flow boiling, in: *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics Conference*, Thessaloniki, Greece, vol. 1, 2001, pp. 273–277.
- [13] A. Mihaila, J.A. Bouré, The oscillatory behavior of heated minichannels, in: *Symp. on Two-phase Flow Dynamics*, Eindhoven, September 1967, pp. 695–720.
- [14] G.M. Callahan, A.H. Stenning, T.N. Veziroglu, Pressure drop oscillations in forced convection flow with boiling, in: *Symp. on Two-phase Flow Dynamics*, Eindhoven, vol. 1, September 1967, pp. 405–427.
- [15] I.E. Idel'cik, Memento des pertes de charge, in: *Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricités de France*, 1969, pp. 55–89 (Chapter 2).
- [16] P.B. Whalley, *Boiling Condensation and Gas-Liquid Flow*, Oxford Science Publications, 1987.
- [17] V.P. Carey, *Liquid-Vapor Phase Change Phenomena*, Taylor & Francis, 1984.
- [18] S.M. Zivi, Estimation of steady-state steam void fraction by means of the principle of minimum entropy production, *Trans. ASME—J. Heat Transfer* 86 (1964) 247–252.
- [19] D. Chisholm, An equation for velocity ratio in two-phase flow, *NEL Report* 535, 1972.
- [20] A. Premoli, D. Francesco, A. Prina, An empirical correlation for evaluating two-phase mixture density under adiabatic conditions, in: *European Two-phase Flow Group Meeting*, Milan, 1970.

B.2.2 JTHT06

Référence : Brutin D., Tadrist L., Destabilization mechanisms and scaling laws of convective boiling in a minichannel, *AIAA Journal : Journal of Thermodynamics and Heat Transfer*, Vol. 20, No. 4, October-December 2006.

Genèse de l'article : chronologiquement cet article est le 4^{me} publié sur la thématique de l'ébullition convective. Nous y présentons le mécanisme de déstabilisation de l'ébullition convective en minicanaux. Ce mécanisme est basé sur un bilan de pression au sein de la conduite. Le critère de stabilité qui en découle est comparé aux résultats expérimentaux ; un bon accord est présenté entre le critère et les résultats expérimentaux.

Destabilization Mechanisms and Scaling Laws of Convective Boiling in a Minichannel

D. Brutin* and L. Tadrist†

Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille, 13453 Marseille, France

DOI: 10.2514/1.15971

Convective flow boiling in a minichannel is presently analyzed. A 889-m hydraulic diameter minichannel is used for the experiments conducted at several heat fluxes provided to the minichannel for variable inlet mass flow rates. A local analysis of the two-phase flow behavior through pressure and temperature measurements is detailed in the paper. Based on the flow boiling behavior, a destabilization mechanism is proposed on the vapor plug formation assumption. A theoretical criterion of the two-phase flow destabilization is proposed using a simplified model. The approach is compared with the experimental results. A scaling law is found with a nondimensional analysis of the experimental results.

Nomenclature

A_H	=	area (m ²)
Bi	=	Biot number
C	=	critical
C_p	=	heat capacity (J · kg ⁻¹ · K ⁻¹)
Co	=	confinement number
D_H	=	hydraulic diameter (m)
d	=	channel width (m)
e	=	thickness (m)
F	=	frequency (Hz)
h	=	heat transfer coefficient (W · m ⁻² · K ⁻¹)
k	=	thermal conductivity (W · m ⁻¹ · K ⁻¹)
L	=	length (m)
L_C	=	location in the channel where the flow stops (m)
L_V	=	latent heat of vaporization (J · kg ⁻¹)
l	=	width (m)
m	=	mean
N_{pch}	=	phase change number
N_{sub}	=	subcooling number
P	=	pressure (Pa)
Po	=	Poiseuille number
Re	=	Reynolds number
T	=	temperature (°C)
TP	=	two phase
U	=	velocity (m · s ⁻¹)
V	=	vapor
z	=	location along the channel (m)
0	=	entrance
α	=	Poiseuille number
Δ	=	difference
λ	=	friction factor
μ	=	dynamic viscosity (Pa · s)
ρ	=	density (kg · m ⁻³)
σ	=	surface tension (N · m ⁻¹)
χ	=	vapor quality

in	=	inlet
out	=	outlet

I. Introduction

UNSTEADY flows are often encountered when boiling occurs in small channels [1–3]. We analyzed in Table 1 a few studies dealing with unsteady flows and flow boiling instabilities in mini- and microchannels [20,21]. This phenomenon is related to the confined effects on bubble behavior in the microducts. Yan and Kenning [12] observed high surface temperature fluctuations for a minichannel of 1.33 mm-hydraulic diameter. Surface temperature fluctuations (1 to 2°C) were deduced from gray level fluctuation of liquid crystals. The authors evidenced a coupling between the flow and heat transfer by obtaining the same fluctuations frequencies between the surface temperature and two-phase flow pressure fluctuations.

Kennedy et al. [15] studied convective boiling in circular minitubes of 1.17 mm in diameter using distilled water and focused on the nucleation boiling and unsteady flow thresholds. They obtained experimentally these thresholds by analyzing pressure losses curves function of inlet mass flow rate for several heat fluxes. They deduced from their observations the heat flux under which flow boiling becomes unsteady (90% of the heat flux necessary for a full fluid vaporization). A relation between these two parameters seems to exist, however, the choice of the 90% by the authors is not clear.

Qu and Mudawar [18] evidenced two kinds of unsteady flow boiling: either a spatial global fluctuation of all the two-phase zone for all the microchannels or anarchistic fluctuations of the two-phase zone: overpressure in one microchannel and underpressure in another. These coupling phenomena between microchannels were predictable because of a plenum before the microchannels' entrance. The individual microchannel mass flow rate is not controlled. To avoid such a situation it is important to have a constant mass flow rate at each microchannel entrance.

In a previous paper, we detailed the experimental setup (Figs. 1 and 2) designed to analyze convective boiling in minichannels [20]. The loop is composed of a minichannel, an injection device (hydraulic jack coupled to an engine), which allows to provide a constant mass flow rate. A fluid storage volume is introduced before the minichannel entrance. The local instrumentation allows one to access the local pressure and temperature measurements, whereas the fast recording camera allows one to observe and analyze the flow patterns of steady and unsteady regimes. A study of the inlet flow condition on the two-phase flow stability evidenced a coupling between the minichannel and the injection device when a fluid storage volume is introduced before the minichannel entrance. The consequence is unsteady two-phase flow of high amplitude and low

Subscripts

Received 6 February 2005; revision received 22 October 2005; accepted for publication 4 November 2005. Copyright © 2005 by the American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. All rights reserved. Copies of this paper may be made for personal or internal use, on condition that the copier pay the \$10.00 per-copy fee to the Copyright Clearance Center, Inc., 222 Rosewood Drive, Danvers, MA 01923; include the code \$10.00 in correspondence with the CCC.

*Research Assistant Professor, Laboratoire IUSTI Technopôle de Château-Gombert 5, rue Enrico Fermi; david.brutin@polytech.univ-mrs.fr (corresponding author).

†Professor, Laboratoire IUSTI Technopôle de Château-Gombert 5, rue Enrico Fermi.

850

Table 1 Studies on boiling flow's instabilities in mini- and microchannels^a

Authors, year [reference]	Fluid	Geometry	Field	Aim of the study
Stenning [4]	R-11	—	Exp	Flow oscillations observations
Davies [5]	—	—	Th	Coupled system stability
Bouré [6]	—	—	Exp	Review on liquid–vapor instabilities
Bergles [7]	—	—	Exp	Review on liquid–vapor flows
Blum [8]	—	Circ	Th	Boiling flow linear stability analysis
Kew [9]	Water, R141b	Rect, Circ	Th and Exp	Two-phase flow modeling using vapor slug expansion
Chang [10]	Water	Rect	Th and Exp	Critical heat flux prediction
Umekawa [11]	Water	Circ	Exp and Num	Oscillating flow dryout modeling
Yan [12]	Water	Rect	Exp	Unsteady pressure and temperature meas in upward boiling flow
Kim [13]	Water	Circ	Exp	Stability influence on critical heat flux
Roach [14]	Water	Circ	Exp	Unsteady flow criteria study
Kennedy [15]	Water	Circ	Exp	Unsteady flow criteria study
Babelli [16]	R-113	Ann	Th and Exp	Unsteady two-phase flow evidence
Peles [17]	Water	Tri	Th and Exp	1-D modeling using Peclet and Jacob dimensionless numbers
Qu [18]	Water	Rect	Th and Exp	Coupling instabilities in parallel microchannels
Li [19]	Water	Tri	Exp	Unsteady flows observed for two parallel microchannels

^aTri: triangular; rect: rectangular; circ: circular; ann: annular; th: theoretical; exp: experimental; num: numerical; meas: measurement.

frequencies appear compared with unsteady flow when no fluid storage volume exist [21].

II. Physical Model

The confinement effect on boiling appears through the wall influence on the flow. In a large tube, boiling is not influenced by the wall's duct and the flow is free to structure and evolve inside. In our minichannel, dimensions are such as the bubble growth from a nucleation site is modified by the wall proximity (Fig. 3). A criteria is to verify the bubbles are larger than the duct diameter. We estimate the bubble detachment diameter using for *n*-pentane the correlation of Fritz [22] which takes into account nucleation surface orientation. We use Eq. (1) where θ is the wetting angle expressed in degrees. This relation is based on the balance between surface tension and buoyancy forces. We obtain a bubble detachment diameter of 600 μm ; which means that inside our minichannel of 500 μm thickness, the wall proximity influences the bubble evolution. Thus,

it is reasonable to think that wall confinement will influence the vapor bubble behavior and coalescence in the minichannel.

$$D_{\text{bubbles}} = 0.0208\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \quad (1)$$

Now, we can consider that one liberty degree has been removed. The consequence is that bubbles will grow following the two other axes (width and length). Whereas bubbles are supposed to be spherical without influence of any wall, here there are compressed. This shape modification induces an increase of wall friction. Confinement increases the bubble coalescence by reducing the minichannel volume for a given surface; the bubble volumetric density quickly grows and thus bubble groups into slugs. Because of the wall proximity, the wall friction for bubbles and slugs evolution is increased. When vapor slugs flow through the minichannel, they

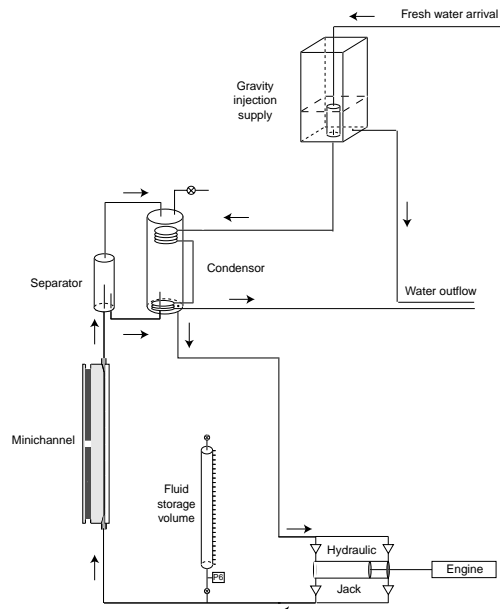


Fig. 1 Complete experimental setup composed of the minichannel, the condensation system, the injection device.

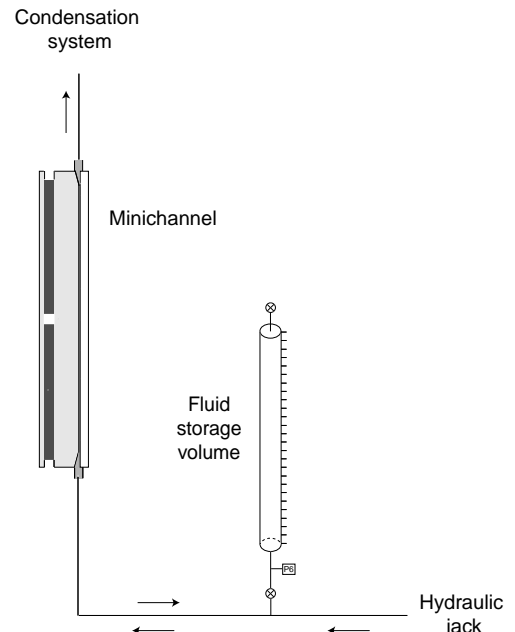


Fig. 2 The coupling system with the minichannel studied and the fluid storage volume.

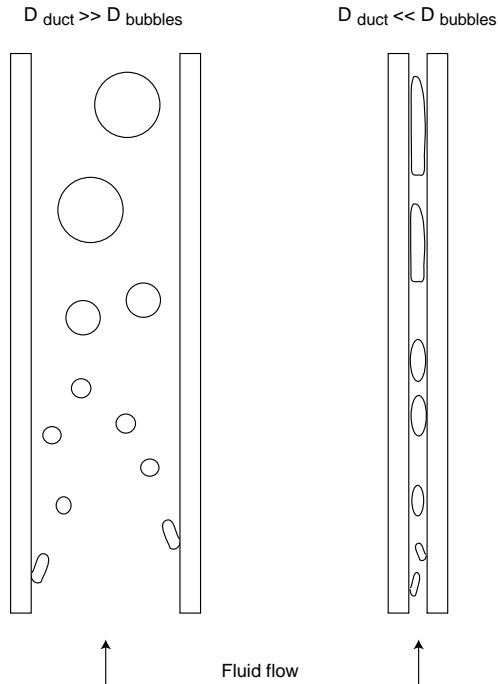


Fig. 3 Wall influence on flow boiling behavior.

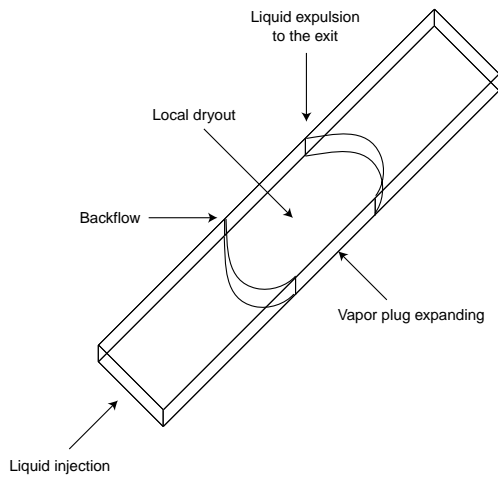


Fig. 4 Local dryout due to a vapor slug.

induce wall overheat due the heat transfer reduction associated with the vapor phase (Fig. 4). These periodical slugs are more and more numerous with heat flux increases or liquid mass flow rate decreases.

Slugs always appear in the first half of the minichannel. This has been confirmed by a detailed analysis of fast camera recording [23] (because a backflow behavior is possible due to the presence of a volume storage before the minichannel entrance, slug expansion is not symmetrical and the characteristic time of an unsteady period can be split into specific steps: the expulsion time and the refilling one).

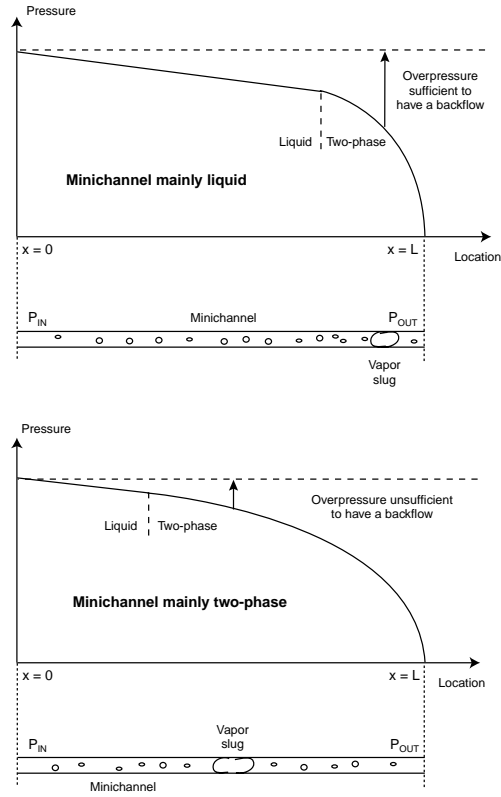


Fig. 5 Local pressure in the minichannel for two situations: a flow mainly liquid and a flow mainly two-phase.

To explain why slugs appear always in the first half of the minichannel, it is necessary to analyze and model the local pressure variation. The slug formation and displacement in the minichannel must be associated to local pressure variations. A backflow behavior can appear only if local pressure is higher compared with the entrance pressure. The slug formation which evolves more and more quickly in the minichannel induces local overpressures. If these overpressures occur fast enough compared with the time to transmit pressure through the two-phase medium, the fluid can flow back to the entrance. If the two-phase zone exists only at the exit of the minichannel (top of Fig. 5), overpressure must be important to have backflow because it has to be higher than the injection pressure. However, when boiling appears at the exit of the minichannel, vapor quality and void fraction are quite small, bubble flow does not create high amplitudes overpressures. If the two-phase zone is mainly present inside the minichannel (bottom of Fig. 5), flow is composed of slugs which evolve quickly. High two-phase overpressure increases locally over the injection pressure inducing a backflow behavior.

Considering the buffer tank connected before the minichannel entrance, when the backflow behavior phenomena occurs, part of the two-phase zone flows back to the entrance and another flows to the exit. The fluid which flows back to the entrance is stored in the buffer tank. Injection pressure is provided by the buffer which stores more and more fluid. As soon as the injection pressure is higher than the minichannel pressure loss, the buffer fluid and the fluid provided by the injection device can be reintroduced to refill the minichannel. The process can be repeated because the obstruction of minichannel conditions can be reproduced. The origins of the flow unsteady state

have been evidenced to come from the slug formation in the two-phase near the minichannel entrance. A model is proposed to predict the transition from steady to unsteady state. The model is based on the local pressure necessary to evacuate all the two-phase fluid inside the minichannel.

III. Theoretical Stability Criterion

A. Model Basis

Based on Fig. 5, we define L_c the location in the minichannel where the flow stops, the slug expands to purge all that out of the minichannel. U_0 is the injection liquid velocity at the bottom of the minichannel, \bar{U} the average two-phase flow evacuation velocity. Two terms have to be quantified: on one side we have to take into account the overpressure induced by the vapor slug expansion and on the other side we have to quantify injection pressure minus the minichannel outlet pressure. The pressure necessary to evacuate all the minichannel of fluid is mainly the minichannel pressure loss because the outlet pressure is above the atmospheric pressure. To estimate the friction pressure loss in the minichannel, we neglect the acceleration and gravity terms. The two-phase flow physical properties are considered to be the average between the inlet and the outlet. When unsteady states appear, we consider the fluid entered saturated. Thus, we can establish the overpressure expression (ΔP_{slug}) to evacuate all the two-phase flow from the minichannel [Eq. (2)]. The flow regime considered just after the flow stops is laminar because this minimizes the energy used for the evacuation; a turbulent regime would necessitate much more enthalpy and thus the overpressure would be much higher. In the expression $\lambda = \alpha/\bar{Re}$, we take $\alpha = 82.36$ for our geometry aspect ratio. The minichannel pressure loss is $\Delta P_{\text{minichannel}}$. Overpressure created by the vapor slug is scaled by the dynamic pressure $\frac{1}{2}\rho_0 U_0^2$.

$$\Delta P_{\text{slug}} = \lambda \frac{L}{D_H} \frac{\rho_m U_m^2}{2} = \frac{\alpha L \bar{v} \rho_m U_m}{2 D_H^2} \quad (2)$$

$$\frac{\Delta P_{\text{slug}}}{\frac{1}{2}\rho_0 U_0^2} = \lambda \frac{L}{D_H} \frac{\bar{v} U_m^2}{\rho_0 U_0^2} = \frac{\alpha L \bar{v} \rho_m U_m}{\rho_0 U_0^2 D_H^2} \quad (3)$$

If the overpressure created by the vapor slug is higher to the minichannel pressure loss, the slug can grow and purge the minichannel. This condition can be written as Eq. (4) and in nondimensioned form as Eq. (5).

$$\Delta P_{\text{slug}} > \Delta P_{\text{minichannel}} \quad (4)$$

$$\frac{\Delta P_{\text{slug}}}{\frac{1}{2}\rho_0 U_0^2} > K_1 \quad (5)$$

Thus, K_1 is the critical threshold to reach. Viscosity, density, and average velocity of the two-phase flow to purge have to be determined. The average vapor quality allows one to estimate the product between the density and average velocity of the two-phase flow. Thus, if we consider Eq. (6), the solution of the enthalpy equation gives Eq. (7). The heated perimeter ($d + 2e$) will be designed in the future by δ for mathematical simplification purposes.

$$\rho_0 U_0 L_V \frac{d\chi_V}{dz} = \frac{Q_w(d + 2e)}{A_H} \quad (6)$$

$$\chi_V(z) = \frac{Q_w \delta z}{A_H L_V \rho_0 U_0} \quad (7)$$

The average vapor quality ($\bar{\chi}_V$) is obtained by the continuous averaging of the vapor quality along the minichannel. It can also be defined as the ratio between the average vapor mass flow rate and the total liquid flow injected [Eq. (9)].

$$\bar{\chi}_V = \frac{1}{L} \int_{z=0}^{z=L} \chi_V(z) dz = \frac{Q_w \delta L}{2 A_H L_V \rho_0 U_0} \quad (8)$$

$$\bar{\chi}_V = \frac{\bar{m}_V}{\bar{m}_0} = \frac{\rho_m U_m}{\rho_0 U_0} \quad (9)$$

$$\rho_m U_m = \frac{Q_w \delta L}{2 A_H L_V} \quad (10)$$

The average viscosity \bar{v} is estimated from the Dukler correlation [Eq. (11)] for a homogeneous media. Using the average vapor quality, we deduce the average two-phase flow viscosity to be $v_0/2$.

$$\bar{v}(z) = v_V \chi_V(z) + v_L [1 - \chi_V(z)] = v_L - \chi_V(z) [v_L - v_V] \quad (11)$$

B. Criterion

The criterion to satisfy in order to enable the vapor slug expansion is given by Eq. (12). When, it is expressed using the inlet control parameters (the heat flux Q_w , the liquid inlet velocity U_0), we obtain:

$$\frac{\alpha L v_0 \rho_m U_m}{2 \rho_0 U_0^2 D_H^2} > K_1 \quad (12)$$

$$\frac{Q_w}{U_0^2} > K_1 \frac{4 \rho_0 A_H L_V D_H^2}{\alpha v_0 \delta L^2} \quad (13)$$

Equation (13) threshold will be named K_2 in further calculations. The relation between K_1 and K_2 is given by Eq. (14) which does only depend on physical and geometric parameters. A numerical application gives the ratio $K_1/K_2 = 3.92 \times 10^{-6} \text{ s} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{Kg}^{-1} \pm 7.5\%$. The threshold uncertainty is only due to the minichannel hydraulic diameter uncertainty

$$\frac{K_2}{K_1} = \frac{\alpha v_0 \delta L^2}{4 \rho_0 A_H L_V D_H^2} \quad (14)$$

This theoretical threshold allows one to link the critical pressure loss to a critical heat flux through Eq. (15). It exists a critical pressure loss for a given heat flux, fluid, and geometry which destabilize the two-phase flow. For our study, the ratio given Eq. (15) is $1.23 \times 10^{-3} \text{ s} \cdot \text{m}^{-1}$.

$$\frac{\Delta P_{\text{minichannel}}^c}{Q_w^c} = \frac{\rho_0 K_2}{2 K_1} = \frac{\alpha v_0 \delta L^2}{8 A_H L_V D_H^2} \quad (15)$$

IV. Flow Stability and Scaling Laws

A. Experimental Stability Criterion

In a previous paper, we presented experimental exit vapor quality (χ_v^{out}) obtain for five different heat fluxes (Fig. 10 in [21]). On this figure a transition criteria appear for all heat fluxes and is materialized by a dash line [$\chi^c = f(Re^c)$]. Thereby, a marginal stability line can be proposed. Thus, a linear relation between the critical exit vapor quality and the critical inlet Reynolds number is proposed [Eq. (16)], using the exit vapor quality definition with the phase change number [N_{pch} in Eq. (17)] and the subcooling number [N_{sub} in Eq. (18)].

$$\chi_v^{\text{out}} = N_{\text{pch}} - N_{\text{sub}} = A Re^c \quad (16)$$

$$N_{\text{pch}} = \frac{4 q_w}{\rho_0 U_0 L_V D_H} \quad (17)$$

$$N_{\text{sub}} = \frac{\Delta h_i}{L_V} \quad (18)$$

In Eq. (16), Re^c and χ_{out}^c are related using a constant A. For all Reynolds numbers above this critical value, convective boiling is steady whatever is the heat flux, whereas above this critical value convective boiling is unsteady. So, flow boiling stability can be characterized by the ratio $(N_{\text{pch}}^c - N_{\text{sub}}^c)/Re^c$. The constant A differs

as a function of the inlet conditions. The unsteady states are all located in the first part of the curve: pressure loss function of inlet Reynolds number. The objective is using the analysis previously detailed to find a common way to express all the experimental results to analyze the physical mechanisms of heat and mass transfer in the minichannel.

B. Pressure Loss Scaling Law

Figure 6 of Brutin and Tadrast [21] presents the total minichannel pressure loss as a function of the inlet Reynolds number. The total pressure loss includes the liquid, two-phase and vapor depending of the boiling stage in the minichannel. The curve behavior in *N* shape is observed for all the heat fluxes studied. With the increasing heat fluxes, the pressure loss shift for higher values and the *N* shape is more and more pronounced. Using the experimental results of the previous section, it is possible to propose a global behavior of the fluid flow in the minichannel with the nondimensioned pressure loss variation. If we remove all points that present liquid flow operating conditions and those for mainly vapor flow in the minichannel, we obtain only the operating condition which satisfies the exit vapor quality in strictly in between 0 and 1 (Fig. 6). Two cases are studied: the “confinement case” with a constant mass flow rate provided to the channel entrance and the “compliant case.” This last one is studied to introduce inlet pressure fluctuations using a buffer tank. All the results on the pressure loss are only one line which means a same variation law. Equation (19) provides numerically the pressure loss scaling law. It is also possible from Fig. 6 to extract the transition criteria from steady to unsteady. This law provides an equivalent friction factor for the two-phase flow.

$$\Delta P_{comp}^* = 4.4 \times 10^4 \left(\frac{N_{pch}}{Re_0} \right)^{0.818} \quad (19)$$

Figure 6 evidences a possible generalization of the steady and unsteady results. The stability transition appears for a given abscissa and thus a given ordinate. These coordinates are summarized by the ratio K_2/K_1 previously detailed with Eq. (14). The experimental values of K_2/K_1 are given in Table 2 with a comparison to the theoretical ones. We obtain a good agreement between the experimental threshold and the theoretical one. For the coupling case a gap of 14 and 26% for the confinement case compared with the total

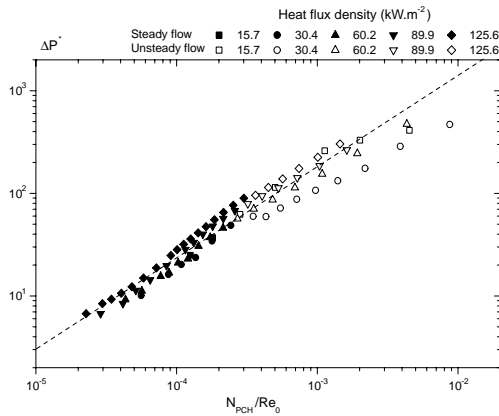


Fig. 6 Pressure loss scaling law for all heat flux densities provided: nondimensioned pressure loss function of the ratio between the phase change number and the Reynolds one for only exit vapor qualities in between 0 and 1 excluded.

Table 2 Experimental and theoretical determination on the two-phase flow destabilization threshold (unit: $s \cdot m^2 \cdot Kg^{-1}$) for both flow inlet situations

Case	Experimental threshold	Theoretical threshold	Exp-Th. Gap
Coupling	$4.48 \times 10^{-6} \pm 30\%$	$3.92 \times 10^{-6} \pm 7.5\%$	14%
Confinement	$4.94 \times 10^{-6} \pm 30\%$	$3.92 \times 10^{-6} \pm 7.5\%$	26%

uncertainty of 37.5% due to the experimental and theoretical destabilization threshold determination [Eqs. (20) and (21)] complexity with uses 4 times the liquid inlet velocity, 4 times the hydraulic diameter, the total pressure drop, the heat flux

$$\Delta P^* = \frac{\Delta P}{\frac{1}{2} \rho_0 U_0^2} \quad (20)$$

$$\frac{N_{pch}}{Re_0} = \frac{Q_w}{U_0^2 \rho_0 D_H} \quad (21)$$

C. Oscillation Frequency Scaling Law

The two-phase flow oscillation frequencies observed can also be analyzed using a nondimensional approach. Their experimental values are obtained based on the pressure drop fast Fourier transformation which evidence frequencies of high energy. The fundamental is the frequency we deal with here. The oscillation mechanism is based on the two-phase transport along the minichannel, it is mainly a convective phenomenon which drives pressure oscillations. Thus, the convective time (τ) defined in Eq. (22) is used.

$$\tau = \frac{L}{U_0} \quad (22)$$

The nondimensional two-phase flow frequency ($F \cdot \tau$) is plotted as a function of (N_{pch}/Re_0). A unique curve is found for all the operating conditions. This behavior confirms that the oscillation frequency is mainly driven by the phase change phenomena and inertia effects (Fig. 7). The dispersion is probably due to the uncertainty associated with the frequency measurement.

D. Heat Transfer Coefficient Scaling Law

The heat transfer coefficient calculated here is based on the average surface and fluid temperature. A total heat flux is provided (Q_w) whereas locally the heat flux redistributes inside the aluminum rod. Thus, the local surface and fluid temperatures cannot be used to

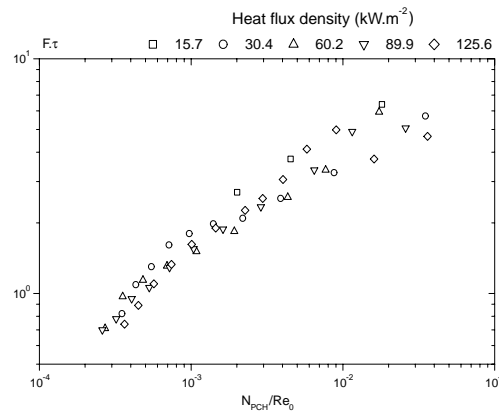


Fig. 7 Nondimensioned oscillation frequency function of N_{pch}/Re_0 .

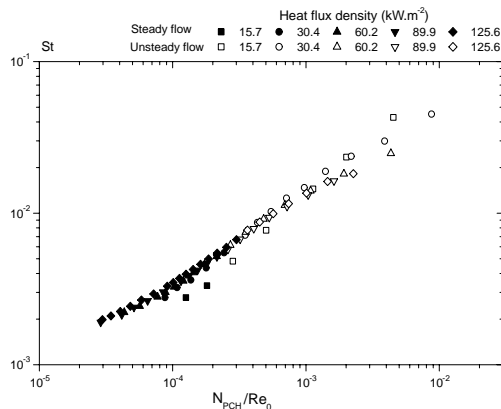


Fig. 8 Heat transfer scaling law for all heat flux densities studies and exit vapor qualities in between 0 and 1 excluded.

calculate a local heat transfer coefficient but can provide only a global heat transfer coefficient. Using the average temperature difference between surface and fluid ($\bar{T}_S - \bar{T}_F$) and the total heat flux transferred to the fluid, we calculate a global heat transfer coefficient [Eq. (23)]. We presented with Fig. 12 of [21] only operating conditions which correspond to a two-phase zone in the minichannel are considered. The objective is to analyze the two-phase flow contribution on heat transfer.

For increasing heat fluxes, the N shape is more and more pronounced. Dark points on Fig. 12 of [21] represent a steady flow, whereas the white points are for an unsteady flow. A mean heat transfer coefficient is deduced. Introducing the Stanton number, we compare the heat flux transferred to the fluid to the heat transported with the fluid. If we consider only the operating conditions which satisfy a two-phase zone mainly in the minichannel (Fig. 8); it appears a heat transfer scaling law [Eq. (25)]. Thus, it is possible to predict a mean heat transfer coefficient when a two-phase zone is mainly inside the minichannel.

$$\bar{h} = \frac{\bar{Q}_w}{\bar{T}_S - \bar{T}_F} \quad (23)$$

$$St = \frac{\bar{h}}{\rho_0 C p_0 U_0} \quad (24)$$

$$St = 0.776 \left(\frac{N_{pch}}{Re_0} \right)^{0.589} \quad (25)$$

V. Conclusion

We developed a model based on a vapor slug expansion. A critical nondimensioned number is found to characterize the flow stability transition. This theoretical criteria is in good agreement with experimental values. This model based on the flow pattern observation allows one to explain the onset of the unsteady state. Based on this criterion we proposed pressure loss, heat transfer, and oscillation frequency scaling laws. This characteristics number allows to analyze quite well the experimental results. It evidences the coupling phenomena between the liquid–vapor phase change and the inertia effects.

Acknowledgment

We thank the “Centre National d’Études Spatiales” for its financial assistance Grant No. 793/2002/CNES/8665.

References

- [1] Kandlikar, S. G., “Fundamental Issues Related to Flow Boiling in Minichannels and Microchannels,” *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics, ExHFT-5*, Vol. 1, Edizioni ETS, Pisa, Sept. 2001, pp. 129–146.
- [2] Kandlikar, S. G., “Heat Transfer Mechanisms During Flow Boiling in Microchannels,” *Journal of Heat Transfer*, Vol. 126, 2004, pp. 8–16.
- [3] Steinke, M., and Kandlikar, S., “An Experimental Investigation of Flow Boiling Characteristics of Water in Parallel Microchannels,” *Journal of Heat Transfer*, Vol. 126, No. 4, 2004, pp. 518–526.
- [4] Stenning, A. H., and Veziroglu, T. N., “Flow Oscillation Modes in Forced Convection Boiling,” *Proceedings of the Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, 1965, pp. 301–316.
- [5] Davies, A. L., and Potter, R., “Hydraulic Stability: An Analysis of the Causes of Unstable Flow in Parallel Channels,” *Proceedings of the Symposium on Two-Phase Flow Dynamics*, 1967, pp. 1225–1266.
- [6] Bouré, J. A., Bergles, A. E., and Tong, L. S., “Review of Two-Phase Flow Instability,” *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 25, 1973, pp. 165–192.
- [7] Bergles, A. E., “Review of Instabilities in Two-Phase Systems,” *Two-Phase Flows and Heat Transfer*, NATO Advanced Study Institute, Istanbul, 1976, pp. 383–423.
- [8] Blum, J., Marquard, W., and Auracher, H., “Stability of Boiling Systems,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, No. 14, 1996, pp. 3021–3033.
- [9] Kew, P. A., and Cornwell, K., “On Pressure Fluctuations During Boiling in Narrow Channels,” *Proceedings of the 2nd European Thermal-Sciences and 14th UIT National Heat Transfer Conference*, 1996, pp. 1323–1327.
- [10] Chang, S. H., Kim, Y. I., and Baek, W.-P., “Derivation of Mechanistic Critical Heat Flux Model of Water Based on Flow Instabilities,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 23, No. 8, 1996, pp. 1109–1119.
- [11] Umekawa, H., Ozawa, M., Miyazaki, A., Mishima, K., and Hibiki, T., “Dryout in a Boiling Channel under Oscillatory Flow Condition,” *JSME International Journal, Series B (Fluids and Thermal Engineering)*, Vol. 39, No. 2, 1996, pp. 412–418.
- [12] Yan, Y., and Kenning, D. B. R., “Pressure Fluctuations During Boiling in a Narrow Channel,” *HTFS Research Symposium*, 1998.
- [13] Kim, Y. I., Baek, W.-P., and Chang, S. H., “Critical Heat Flux Under Flow Oscillation of Water at Low-Pressure, Low-Flow Conditions,” *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 193, 1999, pp. 131–143.
- [14] Roach, G. M., Abdel-Khalik, S. I., Ghiaasiaan, S. M., Dowling, M. F., and Jeter, S. M., “Low-Flow Onset of Flow Instability in Heated Microchannels,” *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 133, 1999, pp. 106–117.
- [15] Kennedy, J. E., Roach, G. M., Dowling, M. F., Abdel-Khalik, S. I., Ghiaasiaan, S. M., Jeter, S. M., and Quershi, Z. H., “The Onset of Flow Instability in Uniformly Heated Horizontal Microchannels,” *Journal of Heat Transfer*, Vol. 122, February 2000, pp. 118–125.
- [16] Babelli, I., and Ishii, M., “Flow Excursion Instability in Downward Flow Systems. Part 2: Two-Phase Instability,” *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 206, 2001, pp. 97–104.
- [17] Peles, Y. P., Yarin, L. P., and Hestroni, G., “Steady and Unsteady Flow in a Heated Capillary,” *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 27, 2001, pp. 577–598.
- [18] Qu, W., and Mudawar, I., “Measurement and Prediction of Pressure Drop in Two-Phase Micro-Channels Heat Sinks,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, 2003, pp. 2737–2753.
- [19] Li, H. Y., Lee, P. C., Tseng, F. G., and Pan, C., “Two-Phase Flow Instability of Boiling in a Double Microchannel System at High Heating Powers,” *Proceedings of the 1st International Conference on Microchannels and Minichannels*, American Society of Mechanical Engineers, Fairfield, NJ, 2003, pp. 615–621.
- [20] Brutin, D., Topin, F., and Tadriss, L., “Experimental Study of Unsteady Convective Boiling in Heated Minichannels,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, No. 16, 2003, pp. 2957–2965.
- [21] Brutin, D., and Tadriss, L., “Pressure Drop and Heat Transfer Analysis on Flow Boiling in a Minichannel: Influence of the Inlet Condition on Two-Phase Flow Stability,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, No. 10–11, 2004, pp. 2365–2377.
- [22] Fritz, W., “Maximum Volume of Vapor Bubbles,” *Physikalische Zeitschrift*, Vol. 36, 1935, p. 379.
- [23] Brutin, D., “Écoulements Liquides en Microtubes et Ébullition Convective en Minicanaux : Étude Expérimentale et Modélisation,” Ph. D. Thesis, Université d’Aix-Marseille I, Marseilles, France, October 2003.

B.2.3 JHT08

Référence : Luciani S., Brutin D., Rahli O., Le Niliot C., Tadrist L., Flow Boiling In Minichannels Under Normal, Hyper and Microgravity : Local Heat Transfer Analysis Using Inverse Methods, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 130, Issue 10, 2008.

Genèse de l'article : dans cet article nous faisons le point sur l'utilisation des méthodes inverses en conduction de la chaleur pour l'application en ébullition convective. L'approche présentée est uniquement 2D stationnaire. Il s'agit de détailler les particularités liées à la géométrie utilisée ainsi que le type de résultats que l'on peut obtenir.

Flow Boiling in Minichannels Under Normal, Hyper-, and Microgravity: Local Heat Transfer Analysis Using Inverse Methods

Sébastien Luciani

e-mail: sebastien.luciani@polytech.univ-mrs.fr

David Brutin

Christophe Le Niliot

Quamar Rahli

Lounès Tadriss

Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille,
Technopôle de Château-Gombert,
5, rue Enrico Fermi,
13453 Marseille, France

Boiling in microchannels is a very efficient mode of heat transfer since high heat and mass transfer coefficients are achieved. Here, the objective is to provide basic knowledge on the systems of biphasic cooling in mini- and microchannels during hyper- and microgravity. The experimental activities are performed in the frame of the MAP Boiling project founded by ESA. Analysis using inverse methods allows us to estimate local flow boiling heat transfers in the minichannels. To observe the influence of gravity level on the fluid flow and to take data measurements, an experimental setup is designed with two identical channels: one for the visualization and the other one for the data acquisition. These two devices enable us to study the influence of gravity on the temperature and pressure measurements. The two minichannels are modeled as a rectangular rod made up of three materials: a layer of polycarbonate ($\lambda = 0.2 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) used as an insulator, a cement rod ($\lambda = 0.83 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) instrumented with 21 K-type thermocouples, and in the middle a layer of Inconel® ($\lambda = 10.8 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) in which the minichannel is engraved. Pressure and temperature measurements are carried out simultaneously at various levels of the minichannel. Above the channel, we have a set of temperature and pressure gauges and inside the cement rods, five heating wires provide a power of 11 W. The K-type thermocouple sensors enable us to acquire the temperature in various locations (x , y , and z) of the device. With these temperatures and the knowledge of the boundary conditions, we are able to solve the problem using inverse methods and obtain local heat fluxes and local surface temperatures on several locations. The experiments are conducted with HFE-7100 as this fluid has a low boiling temperature at the cabin pressure on Board A300. We applied for each experiment a constant heat flux ($Q_w = 33 \text{ kW m}^{-2}$) for the PF52 campaigns (Parabolic Flights). The mass flow rate varies in the range of $1 < Q_m < 4 \text{ g s}^{-1}$ and the fluid saturation temperature (T_{sat}) is 54°C at $P_{sat} = 820 \text{ mbars}$. [DOI: 10.1115/1.2953306]

Keywords: convective flow boiling, microchannel, microgravity, inverse methods, truncated S.V.D., local heat transfer coefficient

1 Introduction

On convective boiling in microchannels, studies are limited and under investigation Kandlikar [1]. Unsteady flows and flow boiling instabilities are related to the confined effects on bubble behavior in the microducts. Yan and Kenning [2] observed high surface temperature fluctuations in a minichannel with hydraulic diameter of 1.33 mm. Surface temperature fluctuations ($1\text{--}2^\circ \text{C}$) are caused by gray level fluctuations of liquid crystals. The authors evidenced a coupling between flow and heat transfer by obtaining the same fluctuation frequencies between the surface temperature and two-phase flow pressure fluctuations. Kennedy et al. [3] studied convective boiling in circular minitubes of 1.17 mm diameter and focused on the nucleate boiling and unsteady flow thresholds using distilled water. They obtained these results experimentally analyzing the pressure drop curves of the inlet mass flow rate for several heat fluxes. Qu and Mudawar [4] found two kinds of unsteady flow boiling. In their parallel microchannel ar-

rays, they observed either a spatial global fluctuation of all the two-phase zones for all the microchannels or anarchistic fluctuations of the two-phase zones: overpressure in one microchannel and underpressure in another. However, it is important to have a constant mass flow rate at each microchannel entrance. Flow visualization analysis has previously been realized by Brutin and Tadriss [5]. They developed a model based on a vapor slug expansion and defined a nondimensioned number to characterize the flow stability transition. Based on this criterion, they proposed pressure loss, heat transfer, and oscillation frequency scaling laws. These characteristic numbers allow us to analyze quite well the experimental results. It highlights the coupling phenomena between the liquid-vapor phase change and the inertia effects.

It is of interest to further understand these instabilities. Indeed, two-phase and boiling flow instabilities are complex, due to phase change and the presence of several interfaces. To fully understand the high heat transfer potential of boiling flows in microscale's geometry, it is vital to quantify the heat transfer occurring in the microchannel. To perform this, analysis is made up by using an inverse method, which allows us to estimate the local heat coefficient. In the past few years, it has appeared that the resolution of inverse heat conduction problems could be applied to many industrial applications when the direct measurement of the fluxes or the heat sources is impossible, for instance, because the direct mea-

Contributed by the Heat Transfer Division of ASME for publication in the JOURNAL OF HEAT TRANSFER. Manuscript received August 20, 2007; final manuscript received March 18, 2008; published online August 8, 2008. Review conducted by Satish G. Kandlikar. Paper presented at the Fifth International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels (ICNMM2007), Puebla, Mexico, June 18–20 2007.

surement would impair the accuracy of the searched variable or because the sensor would not survive on a boundary exposed to a severe environment.

In our configuration, the use of inverse methods is essential since it is impossible to place a thermocouple on the surface of the studied minichannels without disturbing the established flow. The direct problem in heat conduction consists in the resolution of the fundamental heat transfer equation in order to calculate the temperature variations in time and space. From the point of view of the experiments, in most cases the numerical solutions of the direct problem are compared to experimental values in a validation procedure. The resolution is inverse when one of the conditions necessary to solve the direct problem is missing. For instance, we can find some inverse problems devoted to the estimation of thermal parameters, unknown initial or boundary conditions (here the local heat transfer coefficient), and unknown heat source terms. The latter problems are called inverse heat conduction problems (IHCPs).

For IHCP resolution, the measurements are necessary to estimate the unknown parameters or functions. Such a procedure is based on an inverse formulation of the classical scheme "causes \rightarrow effects." The latter is an ill-posed problem in the sense of Hadamard [6]; actually, the obtained solution is highly sensitive to measurement errors and in some cases the obtained solution might be nonunique. This means that the experimental design and the associated measurement procedure are the main factors in the quality of the results. In this paper, we will present a multidimensional IHCP, which consists of the unknown boundary condition using data measurements. For the IHCP related to unknown boundary estimation, the main variable is the heat flux history applied on a surface unsuited to direct measurement. Of course in some simple geometries, it is possible to apply some analytical methods but most of the time a numerical method has to be applied to cope with transient multidimensional problems.

An alternative to finite element method (FEM) is the boundary element method (BEM), which permits a direct connection between the measurements and the unknown boundary condition. This method is described in detail by Brebbia et al. [7] and applied by some authors for IHCP resolution [8–11]. Compared to the FEM, BEM gives a direct solution of the IHCP replacing the usual iterative process with the resolution of a linear system. One consequence of using a Green function as the weighting function T^* is that the calculation code does not require any internal mesh but allows the computation of singularities as internal points and point heat sources. Because of these particularities, BEM is well adapted to cope with internal measurements provided by thermocouples and surface measurements obtained by infrared thermography. Here, the use of inverse methods will enable us to estimate the local heat transfer and more especially the local heat transfer coefficient. Actually, we do not find in literature some examples of 3D inverse problems using BEM [12,13] and also FEM [14,15] using the adjoint method. None of them use real experiments. However, the main difficulties for inverse problem are their ill-posed problem character. As a consequence, the solution might become unstable considering measurement errors. In order to obtain a stable solution, we use some regularization procedures; here, we used the truncated singular value decomposition (SVD) method.

For this purpose, an experimental rack has been designed to observe flow patterns depending on the mass flow rate. With regard to applications, the expected results will contribute to the development of microgravity models for heat transfer coefficients and pressure loss. The fluid flow is temporally stored in the compressible volume (damper). When the minichannel pressure loss is too high and when the pressure in the buffer is higher than the minichannel pressure loss, the fluid is reinjected. A constant mass flow rate condition is considered in front of the buffer. We applied for each experiments a constant heat flux ($Q_w=33 \text{ kW m}^{-2}$). The

mass flow rate varies in the range of $1 < Q_m < 4 \text{ g s}^{-1}$ and the fluid saturation temperature (T_{sat}) is 54°C at $P_{\text{sat}}=820 \text{ mbars}$.

The objective of this paper is to acquire better knowledge of the boundary conditions that influence the two-phase flow and the local heat transfer in the minichannel. The expected results will contribute to the development of microgravity models and create a database for convective boiling in minichannels and microgravity conditions, which is necessary to elaborate future two-phase systems on board space vehicles and stations. In this line, this paper aims to complete the actual studies by analyzing and explaining the phenomena of heat transfer suitable in minichannels during microgravity. The original feature of this experiment consists in providing new results for local heat transfer using an inverse method coupled with experimental data.

2 Conception

2.1 Description of the Experiment. For safety purposes, the main experiment is kept inside a confinement box, where we store the fluid needed to perform the experiments during the flight. The rack is divided into four areas: the confinement box, the material storage zone below it, the visualization zone with Computer 2, and the loop control zone with Computer 1. The entire fluid loop is inside the confinement box in order to avoid any fluid leakage inside the cabin during microgravity. The heating system is composed of a small cement rod of dimensions $16 \times 10 \times 70 \text{ mm}^3$ with five heating wires (0.4 mm diameter). The cooling system is made using Peltier elements with heat sinks and the investigated fluid is HFE-7100. It is chosen for its many advantages: This fluid has a low boiling temperature (54°C at 835 mbars) and a low latent heat of vaporization (20 times less than water), and is compatible with almost all materials. Channels (Fig. 1) with three hydraulic diameters are investigated: 0.49 mm ($6 \times 0.254 \text{ mm}^2$), 0.84 mm ($6 \times 0.454 \text{ mm}^2$), and 1.18 mm ($6 \times 0.654 \text{ mm}^2$). The width of the channel is kept constant to allow comparison of the influence with regard to the thickness.

The channels are engraved in a thin Inconel® plate ($2 \times 16 \times 70 \text{ mm}^3$) to obtain a measurable temperature gradient under the heating surface needed in the use of the inverse methods. A transparent polycarbonate cover plate is used to close the geometry and to perform the flow visualization. Two preheaters are used to warm up the fluid to 2°C below its saturation temperature. Pressure measurements are acquired at 133 Hz to allow observation of nonstationary flow. Fluid temperatures are also acquired at this frequency, and the gravity level is given by an accelerometer. Flow visualization is performed using a Photron® FastCam.

2.2 Dimension of the Minichannel. The dimensions are as follows: 50 mm long, 6 mm width, and $254 \mu\text{m}$ deep (Fig. 2). Above the channel, there is a series of temperature and pressure sensors and inside the cement rod, 21 thermocouples (of Chromel-Alumel type) are located at a height of 9 mm and are also distributed lengthwise (1 mm under the minichannel), as shown in Fig. 3. These K -type thermocouples ($140 \mu\text{m}$ diameter) are used to measure the temperatures of the cement rod at several locations under the minichannel heating surface. To observe the influence of gravity on the flow and the behavior of the convective boiling, two instrumented test tubes are embarked during the parabolic flights: one for the visualization using a high speed camera and the other one for the data acquisition using thermocouples and pressure gauges. They make it possible to check the influence of gravity on the temperature and pressure measurements for three levels of gravity: terrestrial gravity ($1g$), hypergravity ($1.8g$), and microgravity (μg).

3 Sensitivity Analysis and Inverse Problem

3.1 Overdetermined Problem. The inverse problem described in this paper (21 temperature measurements to inverse) is an underdetermined problem [9]: it presents fewer equations than

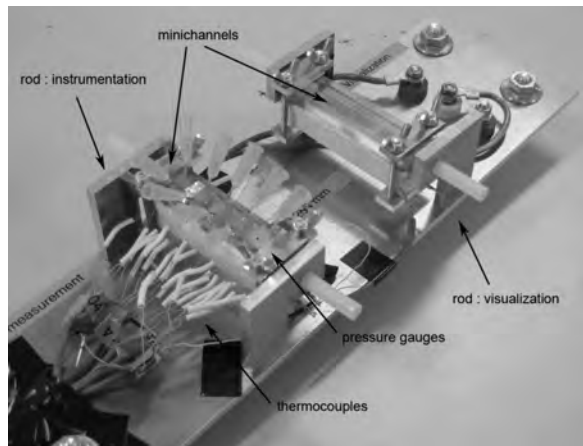


Fig. 1 Coupling of the two rods used during parabolic flights (the left minichannel is used for measurements and the right minichannel for visualization). The thermocouples are located along the minichannel and the pressure gauges on top of it.

unknowns. In other words, there is not enough information in the system, and this lack of temperature measurements is increased in this case. Indeed, let us suppose that some of the sensors are broken during the process: it is not possible to recover these measurements. The number of equations (one per sensor) is no longer 21 and must be brought down to a lower number. It is thus necessary to deal with this problem by increasing the number of measurements. We transform the inverse underdetermined problem in order to have an overdetermined inverse problem. We use the property that our geometrical model has a symmetry axis in the cross section (x, z) : Each thermocouple measurement is thus

duplicated by taking the symmetrical one from a preset mirror axis according to y . As a result, we obtain 42 (21×2) measurements, which are not all independent (see Fig. 4).

3.2 Noises and Locations. The main point is to identify the parameters that affect the solution of our inverse problem. To perform this task, we test the following:

1. the influence of the noise with regard to thermocouples' temperatures on the surface minichannel temperature

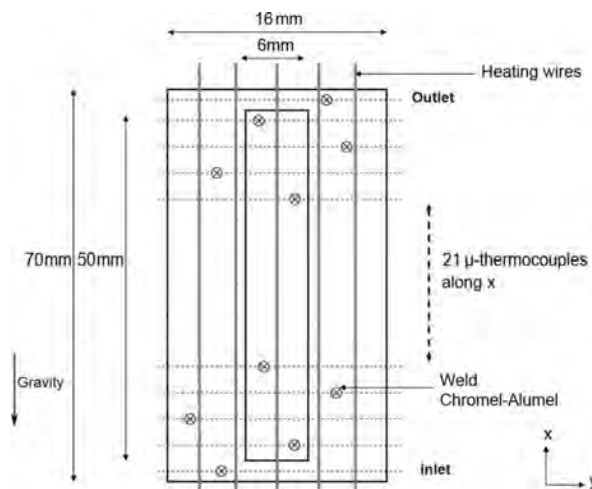


Fig. 2 Top view of the minichannel cross-sectional components. The minichannels are engraved in the Inconel plate. The gravity direction is opposite to x .

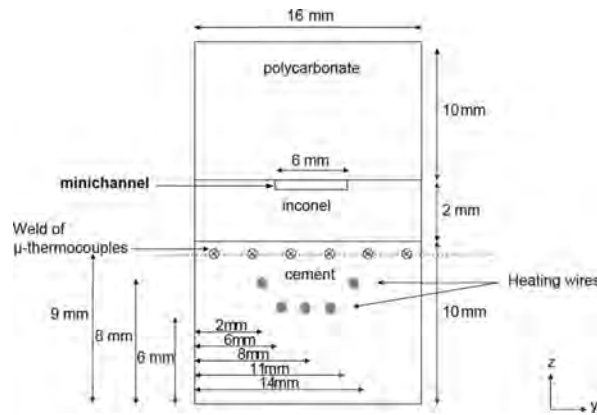


Fig. 3 Front view of the minichannel cross-sectional components. We can see the five heating wires and the several thermocouples weld represented in circles.

2. the influence of the estimation error on thermocouples' locations

For the first step, we inverse the thermocouples' temperature by adding some Gaussian noise to the measurements. We compare then it with two profiles: one obtained without noise and the other one obtained by solving a direct problem. First results show that the direct and the inverse profile obtained without noise are similar (Fig. 5), which means that our numerical model is well adapted. A second result highlights that the noise of our measurement has an influence on the resolution process. Indeed, there is a difference around 4°C in some sections of the curves that change the estimated value of the local coefficient (Eq. (5)). Second, we test the influence of the location of the thermocouples. Actually, the locations of the sensors are given using pictures that were taken before we cast the cement rod. During this process, the coordinates of the thermocouples may have changed so that it can influence the solution. From our study, we assume that there is no influence of the location with the (x,y) location since the heat transfers are located on the z-axis. It is on this axis that we have to

estimate the sensitivity to the location errors. In order to calculate the influence, we change the coordinates of the sensors by shifting the coordinates (± 0.5 mm and ± 0.75 mm). Then, we inverse the modified temperature profile and compare the result to the original one.

Figure 6 highlights the fact that the z-coordinate is a critical parameter since the different profiles present important variations from one to another. Compared to the original profile, we obtain some differences of 6°C. This variation is very high and causes some instability in our numerical solution. As the sensitivity of the solution to measurements is high, these errors will have to be well estimated.

3.3 Meshing. We studied the convergence meshing for several cases. We made a first meshing with N elements ($N=184$) then we double it ($2N$, $4N$, and $6N$) and compare with a direct simulation (boundary conditions known) the solution for each meshing. When we put side by side the heat flux and the wall temperature on the minichannel for each mesh, we observe that the profiles for $2N$ elements and N elements are the same. This

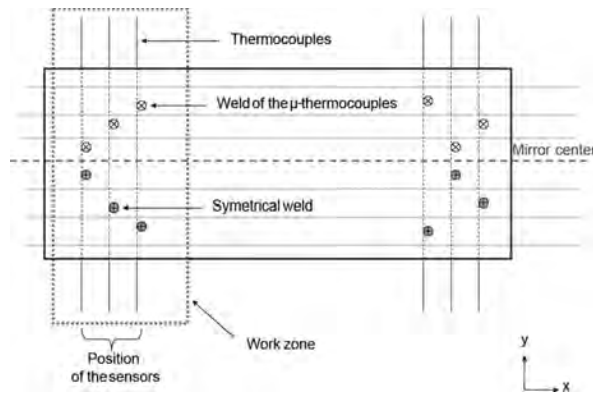


Fig. 4 Doubling of the sensors. We copy the symmetrical weld thermocouple through the x-axis and pass from 21 thermocouples to 42.

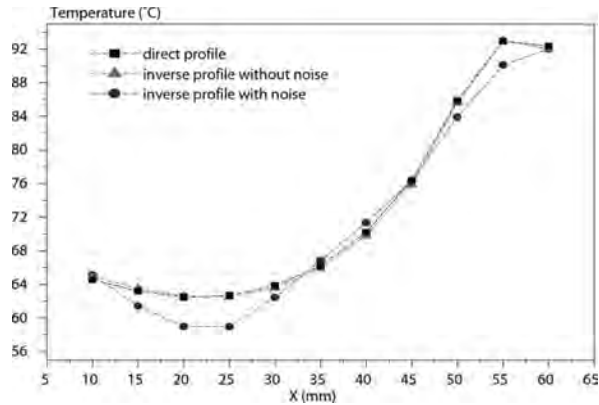


Fig. 5 Influence of the thermocouples' noise measurements on the predicted wall

result validates the fact that the N meshing is well adapted for the 2D model (in Fig. 7). Moreover, using the 2D analysis, we mesh only domains (cement-Inconel) and we found the same solution with the three domains meshed (cement-Inconel-Polycarbonate). These two results validate the assumptions concerning the boundary conditions of the system (the polycarbonate has no influence) as well as the step of the meshing (N is sufficient). We made the same convergence meshing study for the 3D model (Fig. 8).

3.4 Inverse Heat Conduction Problem With BEM. The inverse problem under investigation deals with the resolution of IHCP [16], where we want to estimate the unknown boundary conditions on the modeled minichannel. The numerical scheme used here is based on the BEM. BEM is attractive for our inverse problem resolution because it provides a direct connection between the unknown boundary heat flux and the measurements (thermocouples). The other advantage of the BEM is to take into account singularities such as point line heat sources or internal points (thermocouple) without domain mesh. In the case of linear heat conduction, the solution can be obtained by solving a linear system of simultaneous equations without any iterative process.

3.5 Boundary Condition Estimation. As N' is the number of domain Ω interior points given here by the thermocouples and N the number of boundary elements on our rod, the system has got $(N+N')$ equations. The number of unknowns, noted M , is a function of the boundary conditions applied on the different elements of Γ (Fig. 9). Namely, for element Γ_i , we have at least one unknown per element for the following boundary conditions:

1. first kind condition for which heat flux φ_i is unknown and temperature θ_i is imposed
2. second kind condition for which temperature θ_i is unknown and heat flux φ_i is imposed
3. third kind condition $\varphi_i = f(\theta_i)$

The elements, for which we have one equation, where the boundary condition is missing, let appear two unknowns. The only way to solve the fundamental heat transfer equation is to find some extra information, provided by measurements. In our case, we have interior measurements, given by thermocouples. They enable us to solve the problem and to calculate local heat flux and

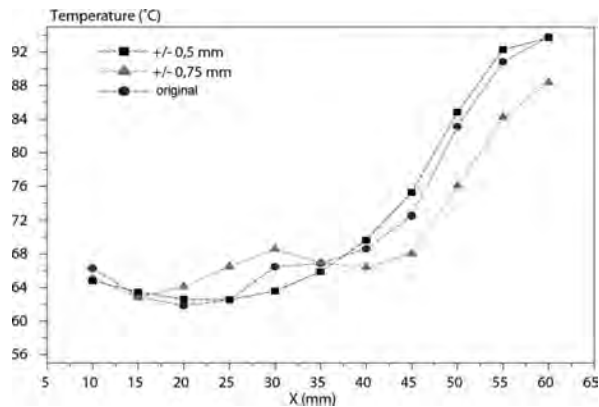


Fig. 6 Influence of the error estimation induced by the thermocouples' locations on the surface temperature

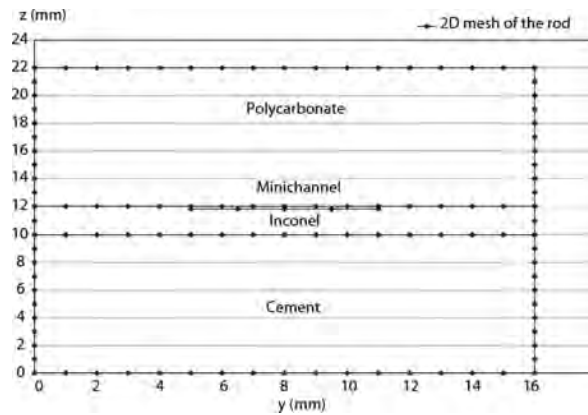


Fig. 7 2D meshing of the minichannel—the three domains are meshed but due to the adiabatic condition on the polycarbonate; we work with only two domains, the cement rod and the Inconel where the minichannel is engraved

local surface temperatures along the minichannel with the knowledge of the boundary conditions. This estimation procedure consists in inverting the temperature measurements under the minichannel in order to estimate the local boiling heat transfer coefficient $h(x)$, knowing the local heat flux and the local surface temperatures $(\phi_{\text{surface}}, T_{\text{surface}})$. Those functions of space are the results of the inverse problem. The estimation of the solution is obtained using the BEM as the solution of the following optimization problem:

$$\hat{T}_{\text{surface}}, \hat{\phi}_{\text{surface}} = \arg\{\min(\|T_{\text{mod}} - T_{\text{meas}}\|)\} \quad (1)$$

In this last expression, the vectors T_{meas} and T_{mod} , respectively, represent the vector of temperature measurements and the vector

of the calculated temperatures. The unknown factors $(\phi_{\text{surface}}, T_{\text{surface}})$ are obtained by minimizing the difference between measurements and a mathematical modeling. Taking into account the specificity of formulation BEM, this minimization is not obtained explicitly but done through a function utilizing a linear combination of the measurements. This formulation leads to a system of simultaneous equation

$$AX = B \quad (2)$$

In this last equation, A is a matrix of dimension $((N+N') \times M)$, X the vector of the M unknowns including $(\phi_{\text{surface}}, T_{\text{surface}})$, and B a vector of dimension $(N+N')$ gathering a linear combination of the data measurements and the contribution of the

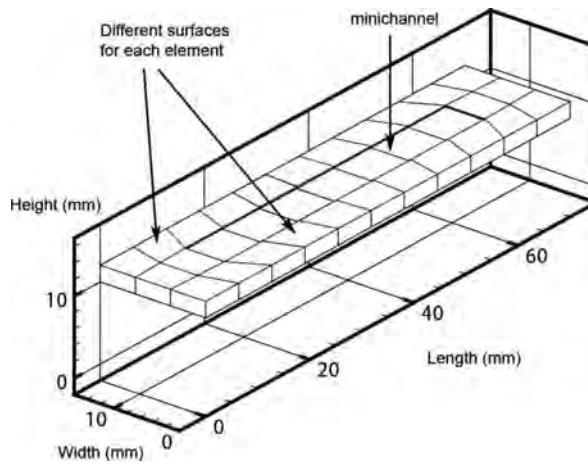


Fig. 8 3D Inconel meshing—only the faces are meshed with the BEM. All the elements are connected with each other. The minichannel is divided into seven parts in order to have good correspondence with three thermocouples located in the cement rod. We have then for each mesh, three thermocouples to have significant gradient to solve the inverse problem.

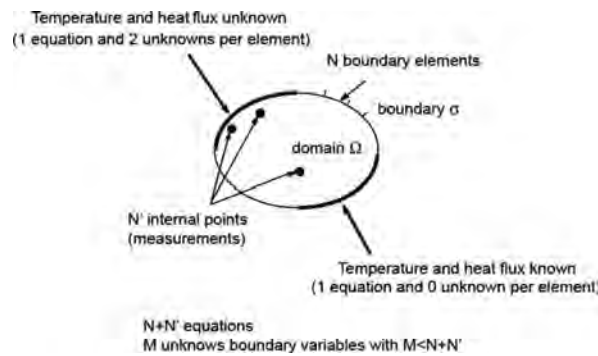


Fig. 9 The problem of the unknown boundary conditions. We have N' internal points (42 thermocouples) and we want to obtain the temperature and the heat flux density on the minichannel boundary where we have one equation and two unknowns.

heat sources. If $M=N+N'$, we obtain a square system of linear equation but most of the time we have $M < N+N'$ and has more equations than unknown (see Sec. 3): Our system presents 270 equations for 255 unknown factors (overdetermined system). A solution can be found by minimizing the distance between vector AX and vector B . In order to find out an estimation \hat{X} of the unknown exact solution X , we have to solve the optimization problem using a cost function (Eq. (3)). Assuming that the difference between AX and B can be considered as distributed according to a Gaussian law, we can find \hat{X} solution of the matricial system in the meaning of the least squares. Using this last property leads to the ordinary least squared solution as follows:

$$\hat{X} = \arg(\min(\|AX - B\|^2)) \quad (3)$$

$$A\hat{X} = B \quad (4)$$

As a result, the estimated vector \hat{X} contains all the estimated surface temperatures (\hat{T}_{surface}) and the surface heat flux ($\hat{\phi}_{\text{surface}}$), so that we can calculate the local boiling coefficient $\hat{h}(x)$ in the minichannel knowing the saturation temperature of the liquid (T_{sat}) as follows:

$$\hat{h}(x) = \frac{\hat{\phi}_{\text{surface}}(x)}{\hat{T}_{\text{surface}}(x) - T_{\text{sat}}} \quad (5)$$

Actually, the inverse heat condition problem is ill posed and very sensitive to the measurements errors. Thus, we observe for the system numerical resolution instabilities of the solution \hat{X} with regard to the measurement errors introduced into the vector B . As a consequence, we need to obtain a stable solution of this system by using regularization tools such as the truncated SVD solution [17] or Tikhonov regularization method [18–20]. We propose in the following paragraph an example of regularization procedure, which can be applied. In order to smooth the solution, we used in our study the truncated SVD solution.

3.6 Troncature Using SVD (Singular Value Decomposition). The regularization of an inverse problem consists in adding information to improve the stability of the solution with regard to the measurement noise and/or to select a type of solution among all those possibilities. The ill-conditioned character of matrix A results in the presence of low singular values. They are a consequence of linear dependent equations: indication of a strong correlation between the unknown factors. Actually, the

SVD method makes it possible to deal with 3D inverse problem where the mesh is structured, i.e., the pavements of the elements do not have all the same surfaces and thus the same sensitivity (Fig. 8). This property increased the ill posedness of the problem. Indeed, the solution is much more unstable when the space discretization is refined. This singular behavior is due to the fact that the conditioning number of the linear system (see Sec. 3.7) is a function of the power of the meshing step.

In our problem, the truncated SVD method consists in removing the too small singular values that affect the stability of the system in order to find one solution among several, which best fits. It can seem contradictory to improve the system by removing equations and thus information: The suppression of the equations involves a reduction in the rank of our system and consequently an increase in the space of the plausible solutions. However, the action of removing these equations improves the stability because it deliberately removes the equations that disturb the solution. Matrix A can be built into a product of square matrices (U and V are orthogonal matrices and W is the diagonal matrix of the singular values w_j) as follows:

$$\hat{A} = U W V^T \quad (6)$$

$$\hat{X} = \left(V \text{diag} \left(\frac{1}{w_j} \right) U^T \right) B$$

A is ill conditioned when some singular values $w_j \rightarrow 0 (1/w_j \rightarrow \infty)$. As a result, the errors are increased. By using SVD, W^{-1} is truncated from the too high $(1/w_j)$.

$$W = \begin{bmatrix} w_1 & \dots & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \vdots & & & \ddots \\ 0 & \dots & \dots & w_n \end{bmatrix} \quad (7)$$

The truncated matrix can be built up as in

$$W_t = \begin{bmatrix} w_1 & \dots & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & \dots & w_p \\ & & & 0 \end{bmatrix} \quad (8)$$

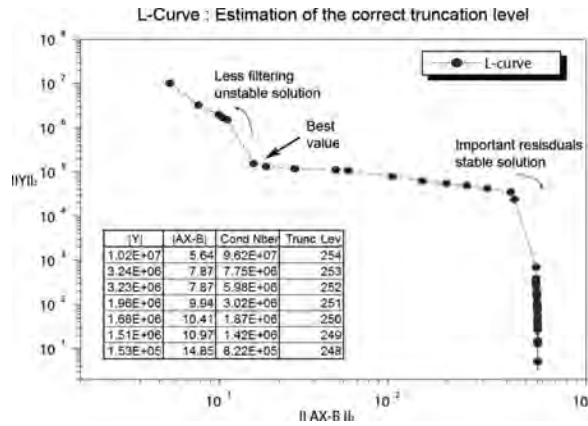


Fig. 10 The L-curve approach applied to the BEM. The optimal value is in the bend of the L where the best compromise is between stable results and low residuals (on the distinct corner separating the vertical and the horizontal part of the curve). It is around this corner at the maximum curvature that we find the best compromise.

The estimate solution vector \hat{X}_t is a function of the new truncated matrix W_t^{-1} as follows:

$$\hat{X}_t = (U^T W_t^{-1} V) B \quad (9)$$

We observe a smoothing of the solution like in the regularization method by modifications of the functions to be minimized (for example, see Ref. [18]). However, it is necessary to explain how is carried out the choice of the ignored singular values. There is a "criterion" making it possible to quantify the balance between a stable solution and low residuals: the condition number. It is defined by the ratio of the highest to the weakest of the singular values of matrix A . All the singular values lower than a limit value are eliminated. The numerical procedure can be found in the LAPACK [21]. This technique requires the use of a threshold, which allows the choice of values to be canceled. The level of truncation is determined by the technique known as the L-curve [17].

3.7 L-Curve Analysis. The obtained solution \hat{X} depends on the best truncated value selected by the user. To avoid entering extremes and losing information, a tool called L-curve is introduced to estimate the correct condition number. The goal is to trace on a logarithmic scale the norm of the solution on the norm of the residuals $\|A\hat{X}-B\|$ (Fig. 10). The optimal value is in the hollow of the L where the best compromise is between stable results and low residuals (on the distinct corner separating the vertical and the horizontal part of the curve). It is around this corner that we find the best compromise. Thus, this value makes it possible to define the truncation level and the number of conditioning associated. In our problem, this value is around 10^7 , which is very high and illustrates the ill posedness of our problem.

4 Results Concerning Heat Transfer

4.1 Boundary Reduction. The modeled system was made up of three domains. According to our 2D study, we consider only two domains: the cement and the Inconel. We made this choice simply because the polycarbonate had no influence on the studied zone (adiabatic condition). A variation in the different coefficients on the edge of the device does not change the output temperature profiles (Fig. 11). Concerning the thermal conduction, we work with a cement rod to have a significant temperature gradient nec-

essary for the inversion and as we work in a stationary state, we did not take into account the accumulation term due to the heat capacity.

4.2 Processing. The following results were obtained during the PF52 CNES flight. The inversion of the temperature measurements is made for an x -coordinate. The local boiling coefficient $\hat{h}(x)$ is calculated as a function of the heat flux and the wall temperature according to Eq. (5). The profiles obtained are made up of seven points, as shown in Fig. 13. Indeed, as the system is very resistive, the assumption of an isolated system (adiabatic) is correct since a variation in the different coefficients on the edge of the device does not change the output temperature profiles. It is thus reasonable not to model the polycarbonate. A direct result is that the system is no longer overloaded. The computing time is shorter and the matrix containing the parameters of the meshing is

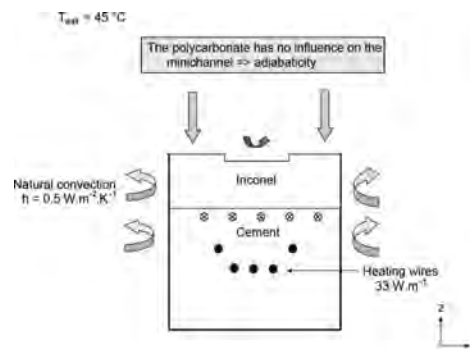


Fig. 11 Boundary conditions. According to our study, we consider only two domains: the cement and the Inconel. We made this choice simply because the polycarbonate had no influence on the studied zone (adiabatic condition). A variation in the different coefficients on the edge of the device does not change the output temperature profiles.

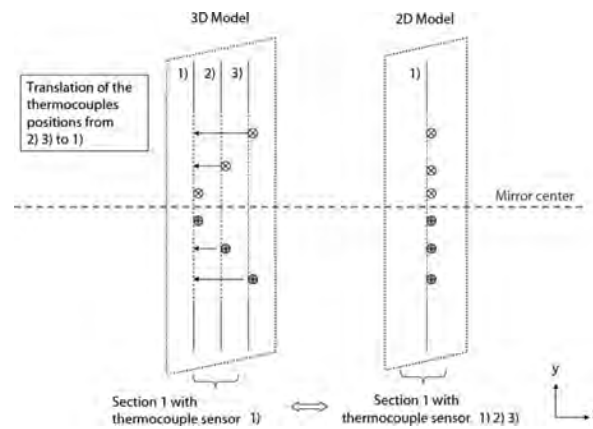


Fig. 12 Grouping of the sensors by section. As we work on different sections of the bar, it is necessary that they contain the inversed information. However, the cutting cannot contain the real positions of the thermocouples and the temperatures. An additional step is required to bring the sensors to the edges of the cutout sections. Their grouping is done by translating the three closer (and their symmetrical) next to the section.

of a smaller size. This saving of time and space (smaller rank of matrix) is significant since the matrix is ill conditioned (any action decreasing its component count is beneficial). Moreover, within the framework of our next studies concerning a nonstationary state, this simplification will be useful because during the resolution, the matrix is calculated every other second and requires significant resources for calculations (allowance of a great range of memory).

4.3 2D Analysis. For the 2D approach, we cut the minichannel into seven sections. The choice of this cutting is due to the fact that our model is optimized so that we want to obtain seven values of the heat flux and the wall temperature on the minichannel. Among these seven cross sections, only five are directly below the studied zone. The two others, located at $x=5$ mm and $x=65$ mm, are not useful to us in the 2D model since they describe positions, respectively, exceeding the minichannel. Nevertheless, their presence is necessary because they characterize the transfers on the edges. Moreover, to be able to take into account the 21 sensors duplicated along the bar, it is necessary to align them 3×3 for each portion in order best to fit our model. The error introduced is minimized since the disparity between the sensors, noted as d , is very low compared to the overall length L of the minichannel ($d/L < 0.1$). The bar is thus cut into seven parts and on each part we have six sensors (described in Sec. 4.4).

As we work on different sections of the bar, it is necessary that they contain the inversed information. However, the cutting cannot contain the real locations of the thermocouples. An additional step is required to bring the sensors to the edges of the cutout sections. Their grouping is done by translating the three closer (and their symmetrical) next to the section (see Fig. 12). It is then necessary to repeat this operation for the seven sections with various values of x . The various x -positions are as follows ($x = 10, 15, 25, 35, 45, 50, 55$). Then, the local heat transfer coefficient is calculated (Fig. 13) as a function of the heat flux and the wall temperature related to Eq. (5). The profiles obtained are made up of seven points corresponding to the couples ($x \in [10; 60]$; $y = 8$; $z = 11.8$), which are independent of each other.

A first result validating the use of the inverse methods is the fact that the wall temperature is higher than the saturation tem-

perature ($T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$), which is in agreement with the fact that the liquid boils. Moreover, the rising temperature profile is coherent: It confirms the overheating due to the vapor pockets, which are visible on the edge of the minichannel. To conclude, this 2D approach makes it possible to validate the assumptions concerning the boundary conditions of the system as well as the step of the meshing. However, considering the geometry of the minichannel, it seems more logical to work with a 3D model, which shows the real influence of the thermocouples and particularly the diffusive effects.

4.4 3D Analysis. This 3D study presents the results obtained in normal gravity during the PF53 ESA flight campaign. The interest of 3D modeling lies in the fact that it is better adapted to the geometry of the problem since in our case the longitudinal effects intervene. However, the conditioning number is higher (because of the denser meshing), which accentuates the ill-posed character of the system. It is thus necessary to pay particular attention to the regularization of the solution, which is much more unstable than in two dimensions. The temperature profiles obtained in the minichannel are in agreement with the inversed values of the thermocouples. As regards the surface flow, the power injected by the heating wires equals to 11 W minus losses (delivered by the heating wires). In the cement, the power is 10.8 W and in the Inconel 10.3 W. All the power delivered by the heating wires in the cement rod are transmitted to the upper surface in contact with the Inconel and pumped directly via the minichannel.

The lost power is used to heat the surrounding air (about 0.7 W). The cement temperature is of the same order of magnitude as the profile of the inversed temperatures (approximately 70°C) and in the Inconel the temperature is higher than the saturation temperature of the boiling fluid ($T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$). Indeed, in the cement rod, the temperature distribution is high on the edges and low on the top surface (Fig. 14) because the heat is pumped by the minichannel. Moreover, concerning the heat flux, all the power of the heating wires are injected into the minichannel, which validates the choice of the materials (the total power of the heating wire is well pumped by the minichannel due to the low heat conductivity of the cement). However, on the edges of the minichannel, the estimation of the flux presents significant variations in

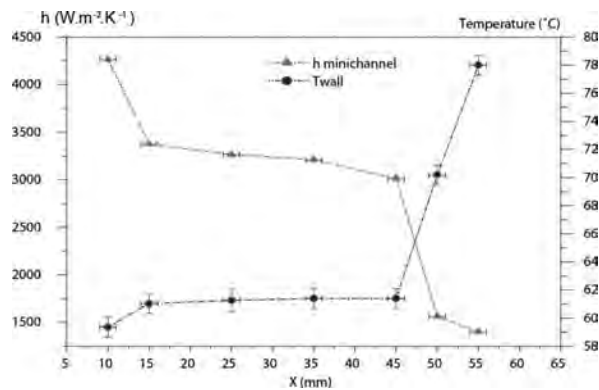


Fig. 13 Profile of the heat transfer coefficient h and the wall temperature along the minichannel obtained with a 2D model ($Q_w=32 \text{ kW m}^{-2}$, $Q_m=0.45 \text{ g s}^{-1}$, $\chi=0.66$). The sharp decrease at the inlet and the outlet of the minichannel is due to the edge effects, which are not taken into account in the 2D model.

spite of the regularization tools. This result is mainly due to the errors contained in the thermocouples, which cannot be corrected here. The profiles of the wall temperature and heat flux (Fig. 15) are less accurate to those evaluated in the 2D model. Indeed, the precision of the 3D model is greater especially in the evaluation of the transfers. Furthermore, with regard to the transfer coefficient, its profile is different (higher values) from that in two dimensions since we take into account the diffusive effects of the rod. This leads to a modification of the values of the flux especially on the edges of the minichannel. Indeed, there are much instabilities here due to edge effects.

4.5 Influence of Gravity on Heat Transfer. To analyze the flow boiling heat transfer coefficient profile, the measurements are continuously taken at three gravity levels. The differences induced by gravity level on the heat transfer coefficient are obtained using the data of parabolic flights for three ranges; corresponding to μg , $1g$, and $1.8g$ levels. The local heat transfer coefficient in Fig. 16 is higher in the inlet minichannel. This is in agreement with the analysis of the recorded movies, which highlights that on the minichannel inlet the flow has a low percentage of insulated bubbles.

The more significant the sizes of the bubbles are, the larger is the surface of the superheated liquid is. Besides, concerning the microgravity phase, the results present variations by ratio to the terrestrial gravity and the hypergravity, which evidence an influence of the gravity level on the confined flow boiling. During the phase of microgravity, at the inlet of the minichannel ($x=12 \text{ mm}$), the heat transfer coefficient is higher with a value around $5500 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ in comparison with the $1.8g$ and the $1g$, where it is equal to $3500 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

Furthermore, as soon as the vapor completely fills the pipe, the heat exchange strongly decreases because there is no more phase change (Fig. 17), only heat transfer through the vapor (heat insulator). The study of the transfers confirms a higher heat transfer coefficient at the inlet minichannel during the phase of microgravity. This is due to the decrease in size of the vapor bubbles. In Fig. 17, the local quality increases along the main axis from the inlet to the outlet of the channel. This result is in good agreement with the temperature profile we have on the boundary minichannel since at the outlet the temperature is higher. Second result shows that the evolution is not linear because in our case the heat flux density is

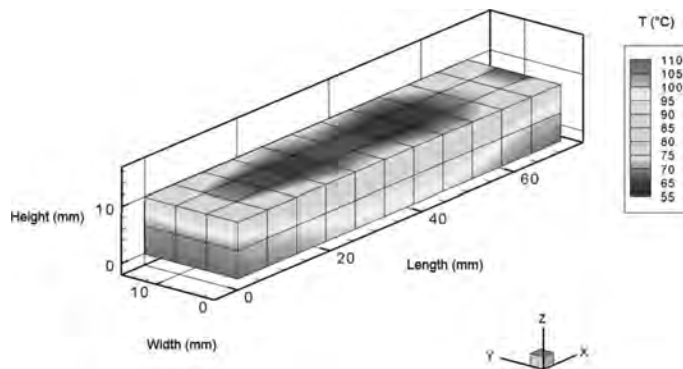


Fig. 14 3D temperature distribution inside the cement rod. The temperature decreases on top in the cement surface because the heat is pumped directly to the minichannel.

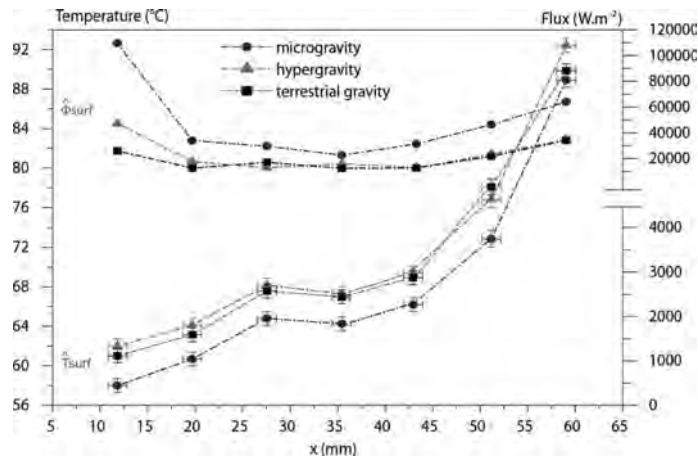


Fig. 15 Local wall temperature and local heat flux along the minichannel ($Q_w = 32 \text{ kW m}^{-2}$, $Q_m = 0.26 \text{ g s}^{-1}$, $\chi = 0.26$) depending on the gravity level

not constant. Indeed, the heat flux calculated on the wall minichannel varies around 2%. This result is explicit at the inlet minichannel where we observe a short decrease since the error estimation is higher around these points. Besides, at the outlet minichannel, the local vapor quality ($x = 60 \text{ mm}$) tends to reach a value corresponding to the outlet vapor quality.

Another result shows that the heat transfer coefficient decreases along the x length in the flow direction. Whatever the choice of gravity, as soon as the vapor occupies the whole of the minichannel, the boiling coefficient falls strongly to reach a level that characterizes a kind of heat transfer with only a vapor phase. Concerning the temperature profile (Fig. 15), the temperature in the minichannel increases according to x (increase around 30°C — $x = 15 \text{ mm}$, $T = 62^\circ\text{C}$ and $x = 60 \text{ mm}$, $T = 92^\circ\text{C}$). This phenomenon translates a heating at the origin of convective boiling (formation of the bubbles). First point, the results in terrestrial gravity and hypergravity are similar (less than one degree of difference). Second, in microgravity, we notice a variation of 4°C (a value higher

than uncertainties of measurements). Concerning the heat flux, it remains constant except at the inlet and outlet of the minichannel since we have edge effects in these two zones.

5 Conclusions and Perspectives

In this study, we highlighted the influence of gravity on convective boiling in minichannels. The microgravity generates vapor pocket structures, which fill the width of the minichannel and the heat transfer coefficient is locally higher. Consequently, we can assume that μg influences the appearance of the vapor bubbles whose size varies depending on parameter g . In the case of hypergravity, a classical bubble structure is observed. The analysis of temperature as a function of parameter g evidences that gravity has an influence on the flow. However, as the profiles of the temperatures of the thermocouples do not present enough variations (difference of less than 1°C between the temperatures at hypergravity and microgravity), in the future it will be important to

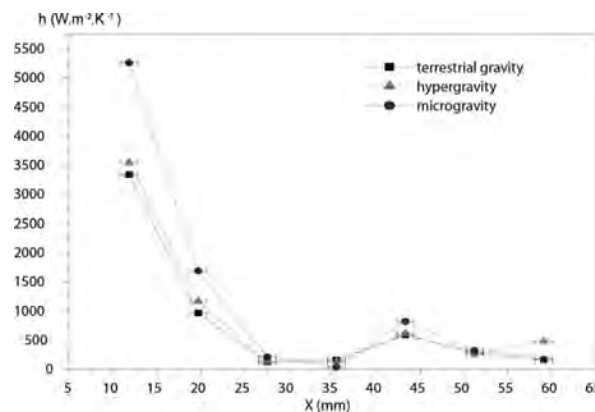


Fig. 16 Local heat transfer coefficient as a function of the main flow axis ($Q_w = 32 \text{ kW m}^{-2}$, $Q_m = 0.26 \text{ g s}^{-1}$, $\chi = 0.26$)

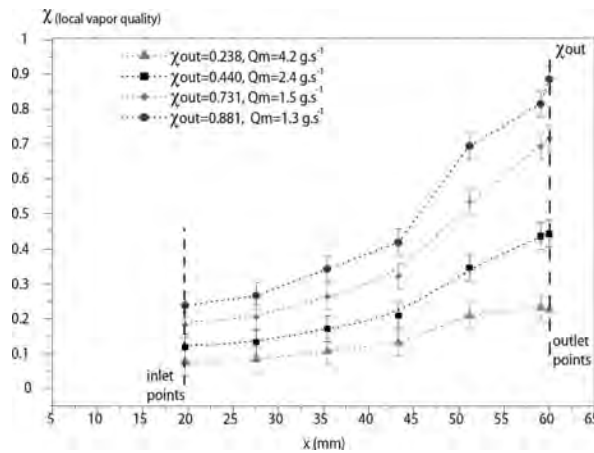


Fig. 17 Local vapor quality as a function of the main flow axis ($Q_w = 32 \text{ kW m}^{-2}$) depending on the mass flow rate. We plot the curves for seven points. The profiles increase from the inlet to the outlet minichannel. We observe that the final point corresponds to the outlet vapor quality, which is a way to validate our results. The error estimation is here around 2%.

determine their precise locations. For the inverse methods, the sensors induce too many disturbances and accentuate the ill-posed character. In our case, the temperatures cannot be evaluated without taking into account the relative error due to the accuracy of the measurements (noise) and to the position of the thermocouples (z-axis). These uncertainties lead to clear variations in the solution and particularly in the surface heat flux. It has been also shown that combined application of the known measurement errors leads to substantial errors in our numerical calculation. One solution would be to use an X-ray tomography of our cement rod in order to estimate with accuracy the exact locations of the thermocouples and the heating wires. Besides, an additional issue would be to add infrared (IR) measurements while painting the lower face of the cement in black and placing a camera directly below.

Acknowledgment

We would especially like to thank the CNES (793/2002/CNES/8665) and ESA (MAP Boiling) for their financial support. We thank them for giving us access to the experimentation in microgravity on Board A300 Zero-G. We would also like to express our gratitude to Novespace® and more especially to Mr. Mora and Mr. Gai for their technical assistance during the Campaigns PF52/CNES and PF53/ESA.

Nomenclature

Symbols

- A = matrix
- B = right hand vector
- X = vector of the unknowns
- U, V = orthogonal matrices
- W = diagonal matrix
- T = temperature, K
- h = local heat transfer coefficient, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
- Q_w = heat flux density, W s^{-2}
- Q_m = mass flow rate, kg s^{-1}

Indices

- mod = model
- meas = measurements

sat = saturated

Superscript

$\hat{}$ = estimated variable

Subscript

i, j = heat flux, temperature indices

Greek Symbols

- ϕ = heat flux, W m^{-2}
- λ = heat conductivity, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
- Γ = boundary of the domain
- Ω = diffusive domain
- θ = temperature on the boundary, K
- χ = vapor quality

References

- [1] Kandlikar, S. G., 2004, "Heat Transfer Mechanisms During Flow Boiling in Microchannels," ASME J. Heat Transfer, **126**, pp. 8–16.
- [2] Yan, Y., and Kenning, D. B. R., 1998, "Pressure Fluctuations During Boiling in a Narrow Channel," HTFS Research Symposium 1998.
- [3] Kennedy, J. E., Roach, G. M., Dowling, M. F., Abdel-Khalik, S. I., Ghiaasiaan, S. M., Jeter, S. M., and Quershi, Z. H., 2000, "The Onset of Flow Instability in Uniformly Heated Horizontal Microchannels," ASME J. Heat Transfer, **122**, pp. 118–125.
- [4] Qu, W., and Mudawar, I., 2003, "Measurement and Prediction of Pressure Drop in Two-Phase Micro-Channels Heat Sinks," Int. J. Heat Mass Transfer, **46**, pp. 2737–2753.
- [5] Brutin, D., and Tadrist, L., 2003, "Destabilization Mechanisms and Scaling Laws of Convective Boiling in a Minichannel," J. Thermophys. Heat Transfer, **20**, pp. 851–855.
- [6] Hadamard, J., 1932, *Le Problème de Cauchy et les Équations aux Dérivées Partielles Linéaires Hyperboliques*, Hermann, Paris.
- [7] Brebbia, C. A., Telles, J. C. F., and Wrobel, L. C., 1984, *Boundary Element Techniques*, Springer-Verlag, Berlin.
- [8] Pasquetti, R., and Le Niliot, C., 1991, "Boundary Element Approach for Inverse Conduction Problems: Application to a Bidimensional Transient Numerical Experiment," Numer. Heat Transfer, Part B, **20**, pp. 169–189.
- [9] Martin, T. J., Dulikravitch, and G. S., 1996, "Inverse Determination of Boundary Conditions and Sources in Steady Heat Conduction With Heat Generation," ASME J. Heat Transfer, **118**, pp. 546–554.
- [10] Lesnic, D., Elliott, L., and Ingham, D. B., 1996, "Application of The Boundary Element Method to Inverse Heat Conduction Problems," Int. J. Heat Mass Transfer, **39**, pp. 1503–1517.
- [11] Lagier, G. L., 1999, "Application de la méthode des éléments de frontière à la résolution du problème inverse de diffusion de la chaleur multidimensionnel:

- régularisation par troncature de spectre," Ph.D. thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, France.
- [12] Dulikravitch, G. S., and Martin, T. J., 1996, "Inverse Determination of Boundary Conditions and Sources in Steady Heat Conduction With Heat Generation," *ASME J. Heat Transfer*, **118**, pp. 546-554.
- [13] Le Niliot, C., and Lefèvre, F., 2001, "A Method for Multiple Steady Line Heat Sources Identification in a Diffusive System: Application to an Experimental 2D Problem," *Int. J. Heat Mass Transfer*, **44**, pp. 1425-1438.
- [14] Yang, C.-Y., 1999, "The Determination of Two Heat Sources in an Inverse Heat Conduction Problem," *Int. J. Heat Mass Transfer*, **42**, pp. 345-356.
- [15] Silva Neto, A. J., and Ozisik, M. N., 1992, "Two-Dimensional Inverse Heat Conduction Problem of Estimating the Time-Varying Strength of a Line Heat Source," *J. Appl. Phys.*, **71**, pp. 5357-5362.
- [16] Beck, J. V., Blackwell, B., and St. Clair, C. R., 1985, *Inverse Heat Conduction, Ill-Posed Problems*, Wiley Interscience, New York.
- [17] Hansen, P. C., 1998, *Rank-Deficient and Discrete Ill-Posed Problems*, SIAM, Philadelphia PA.
- [18] Tikhonov, A. N., and Arsenin, V. Y., 1977, *Solutions of Ill-Posed Problems*, V. H. Winston & Sons, Washington, DC.
- [19] Alifanov, O. M., 1977, *Inverse Heat Transfer Problems*, Springer, Washington, DC.
- [20] Le Niliot, C., 2002, *La Méthode des Eléments de Frontière Pour la Résolution de Problèmes Inverses en Conduction de la Chaleur: Applications Numériques et Expérimentales*, Hdr, Marseille.
- [21] Press, W. H., Flannery, B. P., Teulosky, S. A., and Vetterling, W. T., 1990, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, Cambridge.

B.2.4 ATE09

Référence : Barber J., Sefiane K., Brutin D., Tadriss L., Hydrodynamics, heat transfer and infrared measurements during flow boiling instabilities in a single microchannel, *Applied Thermal Engineering*, 29, pp. 1299-1308, 2009.

Genèse de l'article : cet article est le premier issue de la collaboration avec l'Université de Edinburgh sur les instabilités de l'ébullition convective en microcanaux transparents. Le dispositif expérimental original utilisé est détaillé ainsi que les mécanismes de déclenchement des instabilités qui se produisent au sein de microcanaux lors de l'ébullition convective. La transparence du microcanal en verre qui est chauffé sur une face par un dépôt métallique résistif transparent met en évidence des explosions de vapeur.



Hydrodynamics and heat transfer during flow boiling instabilities in a single microchannel

Jacqueline Barber^{a,b,*}, Khellil Sefiane^a, David Brutin^b, Lounes Tadrist^b

^aSchool of Engineering and Electronics, The University of Edinburgh, King's Buildings, Mayfield Road, Scotland, Edinburgh EH9 3JL, United Kingdom

^bDépartement de Mécanique Energétique, Polytechnique de Marseille, Marseille 13453, France

ARTICLE INFO

Article history:
Received 14 December 2007
Accepted 4 July 2008
Available online 19 July 2008

Keywords:
Boiling
Microchannels
Visualisation
Flow boiling instabilities
Heat transfer

ABSTRACT

Boiling in microchannels is widely considered as one of the front runners in process intensification heat removal. Flow boiling heat transfer in microchannel geometry and the associated flow instabilities are not well understood, further research is necessary into the flow instabilities adverse effect on heat transfer.

Boiling is induced in microchannel geometry (hydraulic diameter 727 μm) to investigate several flow instabilities. A transparent, metallic, conductive deposit has been developed on the exterior of rectangular microchannels, allowing simultaneous heating and visualisation.

Presented in this paper is data for a particular case with a uniform heat flux of 4.26 kW/m^2 applied to the microchannel and inlet liquid mass flowrate, held constant at 1.13×10^{-5} kg/s . In conjunction with obtaining high-speed images, a sensitive infrared camera is used to record the temperature profiles on the exterior wall of the microchannel, and a data acquisition system is used to record the pressure fluctuations over time. Various phenomena are apparent during the flow instabilities; these can be characterised into timescales occurring at 100's seconds, 10's seconds, several seconds and finally milliseconds. Correlation of pressure oscillations with temperature fluctuations as a function of the heat flux applied to the microchannel is possible.

From analysis of our results, images and video sequences with the corresponding physical data obtained, it is possible to follow simultaneously particular flow, pressure and temperature conditions leading to nucleate boiling, flow instabilities and transition regimes during flow boiling in a microchannel. The investigation allowed us to quantify and characterise the timescales of various observed instabilities during flow boiling in a microchannel. High speed imaging revealed some of the controlling physical mechanisms responsible for the observed instabilities.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Boiling heat transfer can be applied to heat exchange processes and energy conversion. High heat and mass transfer coefficients are associated with single-phase flow and flow boiling in narrow channels. This has already made microchannels attractive in electronics cooling applications [1,2], developments in Microelectromechanical systems (MEMS) devices, in the design of compact evaporators and heat exchangers [3,4], inkjet printers and for process intensification, such as in space laboratories. Boiling flows are particularly important; they provide an effective method of fluid movement, less pumping power is required than single-phase liquid flow to achieve a given heat removal, and they have large

heat dissipation capabilities. Microchannels can be used as micro-cooling elements for laptop computer chips, electronic components and aerospace avionics components; in these situations their compact size and heat transfer abilities are unrivalled.

The heat transfer process and hydrodynamics occurring in microchannels are distinctly different than that in macroscale flows [3,5–7], so only some of the available macroscale knowledge can be applied to the microscale. Currently there is poor understanding of the mechanism of flow boiling heat transfer in microchannel geometry [8]. It was previously concluded by researchers that nucleate boiling controls evaporation in microchannels [9]. However, now it is thought that the controlling heat transfer mechanism is the evaporation of the thin liquid film around the bubbles inside microchannels [10]. There are several general literature reviews on the subject [11–13].

The modelling of the thin liquid film region and the meniscus region of capillary flows can be found in the literature [14–17]. The mechanisms concerning the development and the progression

* Corresponding author. Address: School of Engineering and Electronics, The University of Edinburgh, King's Buildings, Mayfield Road, Scotland, Edinburgh EH9 3JL, United Kingdom. Tel.: +44 131650 5691; fax: +44 131650 6551.
E-mail address: J.Barber@ed.ac.uk (J. Barber).

Nomenclature

<i>Bi</i>	Biot number
d_h	hydraulic diameter (m)
<i>h</i>	heat transfer coefficient ($W/m^2 K$)
<i>L</i>	channel length (m)
<i>m</i>	liquid mass flowrate (kg/s)
<i>P</i>	pressure (Pa)
<i>Q</i>	heat flux (W/m^2)
<i>t</i>	time period (s)
<i>T</i>	temperature ($^{\circ}C$)

<i>Greek</i>	
ΔP	pressure drop ($\Delta P = P_{in} - P_{out}$) (Pa)

<i>Subscripts</i>	
avg	average
in	inlet conditions
out	outlet conditions
sat	saturation

of a liquid–vapour interface through a microchannel are still unclear. Physical phenomena such as bubble confinement [3] and thin film evaporation have been recorded by researchers, and subsequently attempts have been made to explain these observations. It is thought that surface tension, capillary forces and wall effects are dominant in small diameter channels. Various phenomena are observed as the bubble diameter approaches the channel diameter; that is as the bubbles become more confined. The channel's diameter can become so confining that only one bubble exists in the cross-section, sometimes becoming elongated. This is in stark contrast to flows seen in macrochannels, where numerous bubbles can exist at one time.

There are various flow instabilities noted in the literature [18–20] including temperature excursions, flow excursions, pressure fluctuations, channel dry-out and even reverse flow (possibly triggered by vapour recoil) in microchannels. It is of interest to further comprehend these instabilities. However two-phase and boiling flow instabilities are complex, due to phase change and the presence of several interfaces. To fully understand the high heat transfer potential of boiling flows in microchannels, it is vital to first understand the interline phenomena and how to model the evaporating meniscus in such a channel, as well as understanding the occurrence of the flow instabilities.

There are references in the literature to reverse flow [18,21]. Flow visualisation was made with a high speed camera by Brutin et al. [18]. The flowing liquid enters the microchannel and nucleation begins. The wall superheat allows the vapour bubble produced to grow rapidly, coalescing and forming a vapour slug. Several investigators [17] have considered this vapour slug as an elongated bubble. This rapid bubble growth is greater than the rate the vapour can exit the channel. There is hence a vapour build-up in the channel, with a thin liquid film at the channel walls. Channel dry-out can occur and the over-pressure produced by the vapour slugs reduces the upstream boiling flowrate. Bubbles growing before the vapour slug slow down, and quickly the whole channel cross-section is filled. The vapour needs to expand, and the liquid–vapour interface at both sides of the vapour slug is pushed upstream and downstream. This leads to the inflowing liquid being pushed back to the channel entrance, i.e. the vapour bubbles recoil, creating a reverse flow in the microchannel. It has been also noted by Brutin et al. [18] that pressure oscillations accompany the (afore mentioned) visual observations of flow reversal in a microchannel.

Surface temperature rises are expected to occur at equivalent times to the channel filling with vapour. Since the heat flux at the channel walls is usually removed by the fluid boiling, the surface temperature of the vapour-filled channel will rise dramatically. It is also thought that there will be hot spots of temperature at the triple point (bubble edges). Fluctuations in the pressure drop across the channel accompany the occurrence of flow reversal, with flow accelerations to refill the vapour spaces. When the channel is empty, and the pressure drop across the chan-

nel has been re-established, the liquid will once again begin to flow into the channel. Bubbles will be formed again quickly, due to the increased surface temperature of the channel, and the phenomena will be repeated. Physical quantities such as flowrate and pressure drop, as well as temperature variations, will be important variables in understanding and predicting the flow instability. It has been demonstrated by many authors [22–24] that during intense evaporation and high temperatures, vapour recoil instability can develop. The exact role and contribution of this mechanism is still not fully elucidated.

The differential vapour recoil mechanism was first noted by Hickman in 1952 [25] during his experiments on the evaporation of liquids at reduced pressures. A rapidly evaporating liquid in a confined space is not able to remain stable during local variations in the evaporation rate, i.e. the forces exerted at the interface when the vapour rapidly departs in conjunction with the sustaining liquid flows. This same situation can be found during flow boiling in a microchannel.

Several references in this paper are made to boiling experiments in a single microchannel. It is also important to note that there are many similar experiments conducted on multiple, parallel microchannels too. These papers are also of importance and relevance, and a few of these works follow. In the literature there have been several researchers that use non-uniform heating in their microchannel research, i.e. with one face of their channels transparent for visualisation purposes. Peng and Wang [5] provided heating to a rectangular microchannel of cross section $600 \times 700 \mu m$, via three sides of the channel which had been micro-machined into a steel plate. Xu et al. [26] used a platinum film on the back of a silicon wafer to provide heating to ten parallel, triangular silicon microchannels of hydraulic diameter $155 \mu m$. Zhang et al. [27] again used a heater adhered to the back face of a micro-machined silicon wafer, with rectangular microchannels of hydraulic diameter range $27\text{--}171 \mu m$. Piasecka et al. [28] used a rectangular microchannel in which only one channel wall was heated uniformly, all other walls were approximately adiabatic. Qu and Mudawar [29] conducted saturated flow boiling experiments on a 21 parallel, rectangular (cross section $231 \times 713 \mu m$) microchannel heat sink, etched onto a silicon chip and with a heater adhered to the back face. Kenning et al. [30] had a single rectangular minichannel of cross section $2 \times 1 mm$, heated on three sides, with the fourth side used as a flow visualisation window. Brutin and Tadrist [31] used a single rectangular minichannel, of cross-section $0.5 \times 4.0 mm$, with a heater adhered to the back face of the channel with a transparent plexi-glass face for visualisation purposes. Brutin typically uses two identically dimensioned minichannels; one which is used to gather heat transfer data, with thermocouples placed along the flow length of the channel, and another that is used purely for flow visualisation with no thermocouples present. This is a common trend among researchers.

Also in the literature there are many researchers who provide uniform heating to their microchannels, typically via electrical resistance to metal tubing. Kew and Cornwell [3] used as their minichannels, stainless steel circular tubing of inner diameter range 1.39–3.69 mm, heated via d.c. current. Wambsganss et al. [7] used a circular minichannel of inner diameter 2.92 mm, constructed of stainless steel and heated via d.c. current. Tran et al. [9] used two different geometry minichannels; one circular of inner diameter 2.46 mm and the other rectangular of hydraulic diameter 2.40 mm, both channels were heated by means of electrical resistance and d.c. current. Even though these researchers manage to provide uniform heating to their mini and microchannels, they are not able to visualise the flow inside the channels whilst heating it.

Infrared thermography has been previously used in the literature in determining heat transfer measurements. Hetsroni et al. [32] conducted an experimental study where they coupled an IR camera with high speed imaging for temperature and flow pattern analysis inside mini and microchannels. Temperature profiles generated by evaporative cooling of meniscus interfaces inside capillary tubes have also been investigated with the use of an IR camera by Buffone and Sefiane [33]. The IR technique has also been successfully applied to study boiling [34], mainly due to its fast time response.

The objective of this work is to look in detail at a particular flow instability, under set experimental conditions, using various data; namely IR camera for temperature profiles, pressure sensors measuring the channel pressure drop, and high speed camera imaging the flow. It is possible to measure the local heat transfer coefficient at the same time as recording the local flow visualisation. This data will be analysed and discussed in detail, paying particular attention to the three timescales evidenced in the occurrence of flow instabilities.

2. Experimental apparatus

The novel aspect of this research is the simultaneous data acquisition of pressure, temperature, wall heat transfer parameters and flow visualisation. This has been made possible due to a transparent, metallic deposit of Tantalum on the exterior wall of rectangular microchannels of hydraulic diameter 727 μm , and the use of an infrared camera. This tantalum deposit is both conductive and transparent at the thickness sputtered, hence enabling *simultaneous* uniform heating and visualisation of the microchannel flow.

The IR camera allows us to measure the local temperature on the microchannel wall, and hence to deduce the heat transfer coefficient along the microchannel whilst simultaneously visualising the fluid flow inside. This, to the best of our knowledge, has not been achievable before due to the intrinsic difficulty of obtaining the heat transfer coefficient, at the same time as visualising the flow.

An experimental apparatus has been designed to induce boiling, to measure parameters across the channel such as temperature and pressure drop and to visualise and record the phenomena occurring inside a microchannel test section. The working fluid chosen is *n*-pentane, due to its low saturation temperature and hence its low power requirements to induce boiling. The final flow loop consists of an injection system, a test section with a microchannel, a condensation system, a flow visualisation system, and a data acquisition system, all housed inside a temperature regulated box, of volume 1 m³, see Fig. 1. The flow loop is regulated at a temperature of 34 °C, (and at atmospheric pressure), just below the saturation temperature of *n*-pentane which is 35.5 °C.

The injection system uses a glass Luer[®] lock syringe pump to produce the required constant low liquid mass flowrate through the system. The microchannels in the test section can be interchanged. This is considered so as to demonstrate the influence of the channels dimensions on the flow patterns and heat transfer data achieved. The rectangular geometries have parallel faces which, once aligned, allow flow visualisation without distortion. The inlet and outlet pressures and temperatures of the microchannel test section can be read and recorded simultaneously via a National Instruments[®] data acquisition system. The pressure sensors used (Honeywell[®] 24PC differential series) are accurate to $\pm 0.25\%$ span, and the thermocouples used are *k*-type, and accurate to ± 0.05 °C.

The heating method is electrical resistance via an external metallic deposit, tantalum (Ta), on the exterior wall of the microchannels. This is novel, since it allows simultaneous heating and visualisation of the microchannels. The metallic deposit has been sputtered at such a thickness that it is both transparent and conductive, and uniform across and along the microchannel. The resistance of the metallic deposits varies between 3 and 10 k Ω . The channel is connected to a power supply by means of two thin wires held in place by a conductive silver epoxy, see Fig. 2. A cold light (Dedolight[®] 400D) is used providing back lighting, in conjunction with a high-speed camera (Nanosense[®] MKII, IDT systems) and an interchangeable macro or micro-lens as appropriate.

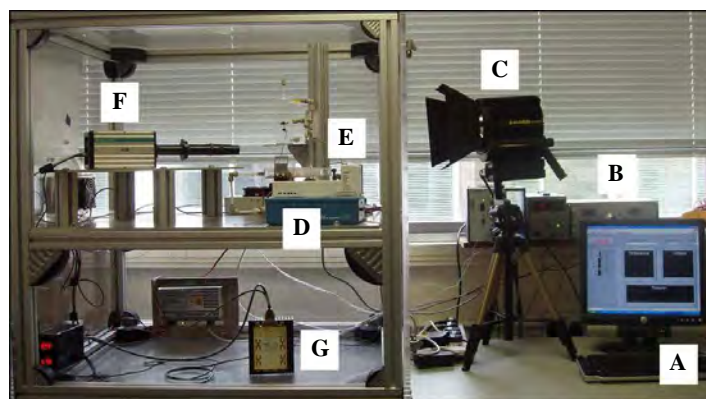


Fig. 1. Experimental set-up with back lighting; (A) computer data acquisition system, (B) power regulator for microchannel, (C) cold light (Dedolight[®] 400D), (D) syringe pump (Fisher Bioblock Scientific[®]), (E) microchannel test section, (F) highspeed camera (Nanosense[®] MKII, IDT systems) and (G) heat regulation system.

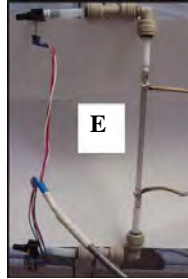


Fig. 2. Microchannel test section with pressure (Honeywell® 24PC differential series) and temperature sensors at the inlet and outlet of the microchannel, and wires connected via silver epoxy across the microchannel.

An infrared camera (FLIR Systems® ThermaCam SC3000) is used to obtain the temperature profile along the microchannel during the flow boiling experiments. The IR technique is a non-contact, non-destructive test method. Its unobtrusive nature makes it very appealing for temperature determination at the microscale. The IR camera used here is a multi detector one, with a spatial resolution in the order 10 μm . Other thermal detection techniques, such as unsealed thermochromic liquid crystals (TLCs) have a greater spatial resolution of approx. 1 μm . However, TLCs are time consuming due to their necessary in situ calibration, and also not suitable for our application. This is due to the fact that a layer of black paint is required on the surface to be measured, which would not only interfere with our metallic deposit, but also ruin the visibility of our transparent microchannels for flow visualisation. Another positive feature of IR cameras with photon detectors is their quick time response, in the order of micro-seconds, since radiation travels at the speed of light. The camera has a thermal sensitivity of 20 mK at 30 °C, an accuracy of 1% or 1 °C for temperatures up to 150 °C, a resolution of 320 \times 240 pixels, and is Stirling cooled to 70 K. The system provides for automatic transmission correction of temperature, based on the atmospheric temperature, relative humidity, and input distance from the object. The frame rate of the system is up to 50 Hz. The IR camera was used with a microscope lens and a dedicated PC for acquisition, with specialised software (Thermacam Researcher Professional®) for image analysis. The emissivity of the microchannel and its deposit is calculated using a function contained within the Thermacam software. All our rectangular microchannels are fabricated from borosilicate glass, which is an opaque material to IR radiation.

The IR camera detects the temperature profile at the exterior wall of the microchannel, and not the temperature profile of the fluid inside the microchannel. It is hence important to make a calculation of the diffusion time, i.e. the time taken for the temperature at the inner wall touching the fluid, to reach the external wall of the microchannel. Assuming that the thickness of the metal deposit (nm) is negligible, and the thickness of the borosilicate glass is in the order of micrometers. An estimate of the diffusion time can be quickly calculated from the thickness of the wall squared, divided by the thermal diffusivity of the wall. A diffusion time of approximately 0.2 s is calculated, which is relatively small in front of the flow characteristic time (transit time in the microchannel). The mean transit time of the liquid in the microchannel is 7.83 s, based on the mass flowrate through the channel and the channel length. Calculation of the Biot number (Bi), which relates the heat transfer resistance inside and at the surface of a heated body, will allow us to better understand the heat transfer occurring. Comparing the conduction resistance to the convection resistance, a Biot number of 0.02 was calculated. Since $Bi \ll 0.1$,

it can be said that the heat conduction inside the body is much faster than the heat conduction away from its surface, and temperature gradients are negligible inside of it. From this, we can state that the exterior wall temperature field is approximately the temperature field of the interior wall of the microchannel.

3. Experimental procedure

The *n*-pentane liquid is degassed to remove non-condensables before it enters the flow loop. The inlet liquid mass flowrate is held constant by the syringe pump during an experimental run. It is also possible to apply a range of heat flux to the test section via electrical resistance, and the power regulator that is connected to the microchannel. Bubble nucleation, expansion and coalescence, slug flow, plug flow, dry-out and other instability phenomena can be observed in the test section with the use of a high-speed camera and macro lens. Observations of a liquid–vapour interface, its progression, and subsequent evaporation of the thin liquid film are recorded through the test section.

Pressure and temperature readings at the inlet and outlet of the channel, IR temperature profiles at the exterior of the microchannel wall, in conjunction with flow visualisation images obtained, have provided simultaneous data showing flow reversal and other flow instabilities.

4. Results

Presented in the following sections are results highlighting the flow instabilities, in terms of pressure, temperature and heat transfer coefficient data, and high speed flow images. The conditions of the case chosen are: rectangular microchannel of hydraulic diameter 727 μm , cross-section 0.4 \times 4.0 mm, heated channel length 0.08 m, uniform heat flux (Q) applied to the microchannel was 4.26 kW/m² and inlet liquid mass flowrate (m) was held constant at 1.13 \times 10⁻⁵ kg/s (injection speed of inlet liquid = 1.15 \times 10⁻² m/s).

Several interesting features are noted during the high speed flow images; the evaporation of the thin liquid film, droplets entrained in this film, slug flow, bubble nucleation, dry-out, 'vapour explosions' and the exiting liquid falling back down into the vapour.

Flow instabilities during two-phase flow boiling are recorded in the microchannel test section, producing peaks in the pressure and temperature signals, see Figs. 3–5. The pressure drop (ΔP) is simply the difference between the inlet and outlet pressure across the microchannel, and is measured in mbar. The average temperature (T_{avg}) is the average temperature of one heated face (larger cross-section of 80 \times 0.04 mm) of the microchannel calculated using *Thermacam Researcher Professional* software, and is measured in degrees Celsius (°C). The average heat transfer coefficient (h_{avg}) is measured in (W/m² K), and is calculated directly from the IR temperature data, using the equation shown:

$$h_{\text{avg}} = \frac{Q}{T_{\text{avg}} - T_{\text{sat}}},$$

where Q is the heat flux measured in W/m², and T_{sat} is the saturation temperature of the working fluid (°C).

An infrared profile of the temperature at the exterior wall of the microchannel illustrated as both a 3D and a contour plot, can be seen in Fig. 3a and b, showing the microchannel during a uniform heating, with applied heat flux 4.26 kW/m², over a time period of 80 s. In Fig. 3a, it is evident along the time axis that there are periodic fluctuations in the temperature profile, these are also evident in the 2D graphs of Fig. 5, where they are observed in more detail. It is interesting to note the periodic oscillations of temperature are at similar

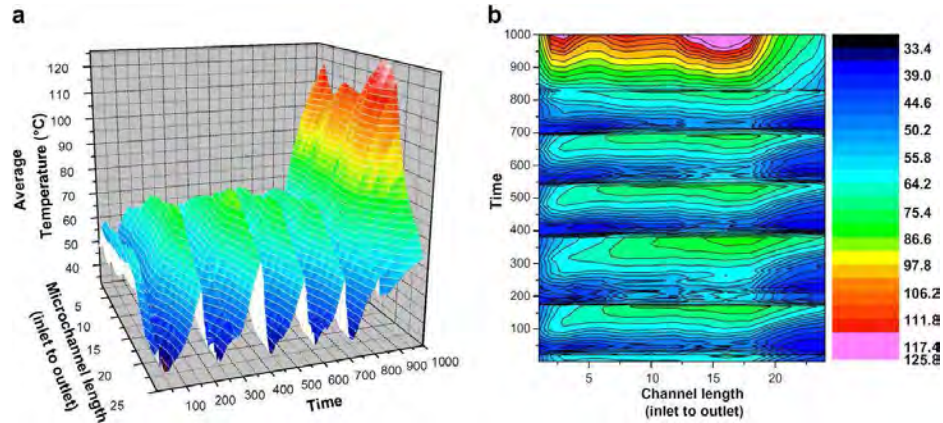


Fig. 3. (a and b) 3D plot and contour plot, respectively, showing an IR temperature profile at the exterior of the microchannel during a flow instability. Experimental conditions: uniform heat flux applied to the microchannel = 4.26 kW/m^2 , constant inlet liquid mass flowrate = $1.13 \times 10^{-5} \text{ kg/s}$, time period: 1 time unit = 0.08 s (total time = 80 s), and heated microchannel length is (from left to right) the inlet of the microchannel to the outlet, where 1 length unit = 3.33 mm (total heated channel length = 0.08 m). The temperature scale ($^{\circ}\text{C}$) is shown at the right-hand side of the contour plot.

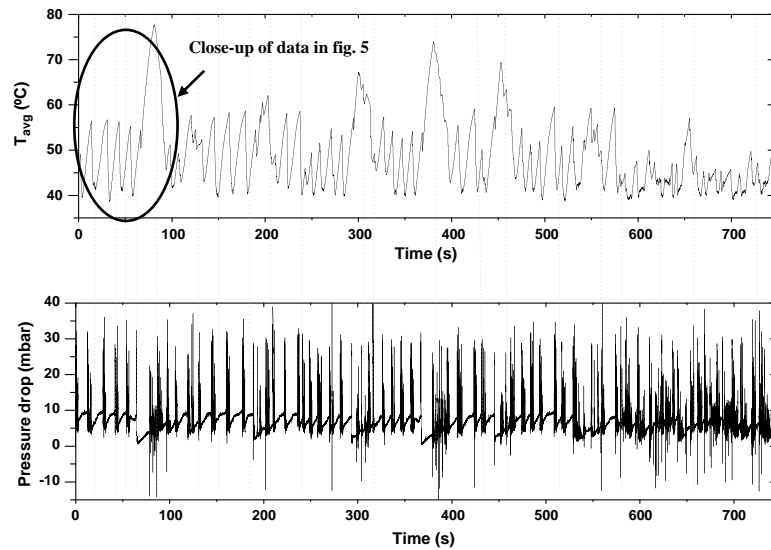


Fig. 4. Simultaneous data measurements of average temperature profile and pressure drop across the microchannel. Experimental conditions: uniform heat flux applied to the microchannel = 4.26 kW/m^2 , constant inlet liquid mass flowrate = $1.13 \times 10^{-5} \text{ kg/s}$, and time period of 750 s .

amplitude approx. $16 \text{ }^{\circ}\text{C}$, culminating in one larger peak of amplitude approx. $35 \text{ }^{\circ}\text{C}$. The initial, smaller oscillations are due to vapour slugs entering and filling the channel cross section before exiting the microchannel. The larger peak represents an instance of channel dry-out, caused by entire evaporation of the thin liquid film at that instant. These flow observations were enabled from analysing the corresponding high-speed movies recorded.

The temperature fluctuations on the outside wall of the microchannel, as recorded by the IR camera above, are correlated to the

passage of vapour bubbles and slugs inside the microchannel, see Figs. 4–6. It is important here to point out that there are three time-scales involved in the analysis of these pressure and temperature data: there is data as expressed in Fig. 4 over a time period of 100's of seconds, data as illustrated in Fig. 5 over a time period of 10's of seconds, and data as illustrated in Fig. 6 over a time period of several seconds.

The experimental conditions for Figs. 3–9 are: microchannel heat flux = 4.26 kW/m^2 , constant inlet liquid mass flow-

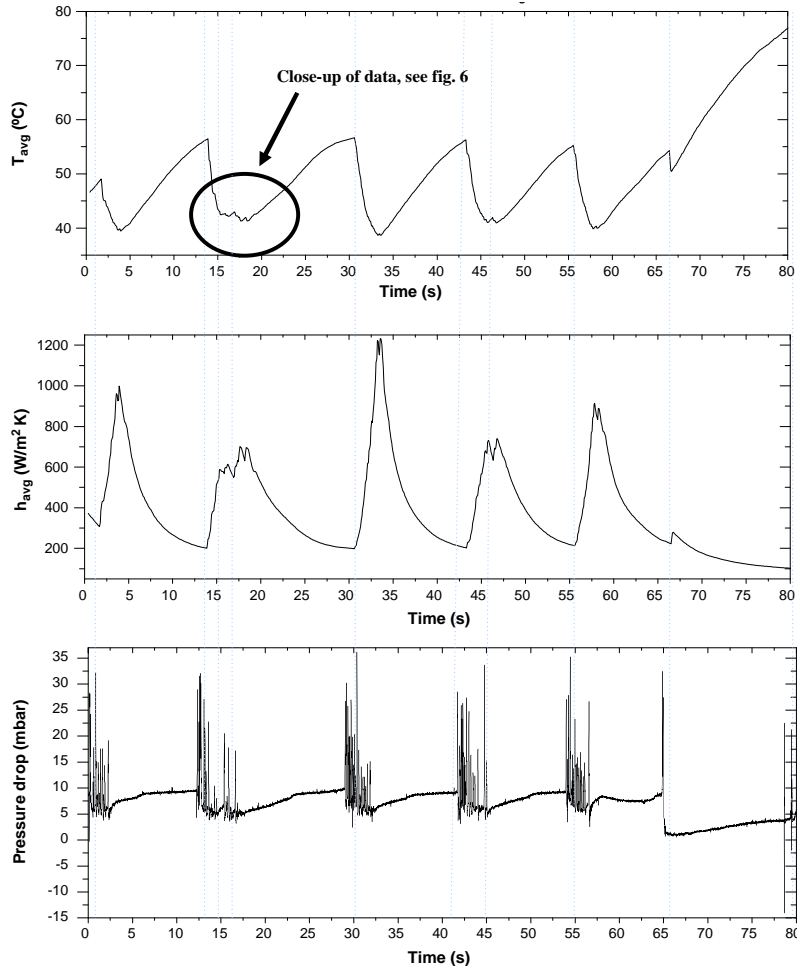


Fig. 5. Close-up of simultaneous data measurements of Fig. 4, looking at a time period of 80 s where there are several periodic pressure fluctuations occurring at the same moment as the periodic temperature fluctuations (same experimental conditions as Fig. 4).

rate = 1.13×10^{-5} kg/s and microchannel hydraulic diameter = $727 \mu\text{m}$, which implies for all cases that the flow has already passed the onset of boiling condition for the hydraulic diameter microchannel given, based on previous data obtained. In Figs. 4–6 shown, the pressure and temperatures fluctuations are those during periodic boiling.

In Fig. 4, data over a time period of 750 s is presented. Large temporal fluctuations can be seen in both the temperature data and the pressure data. These peaks in the temperature and pressure data are well correlated over the whole time period. It can be seen in the temperature data of Fig. 4, that there exists both larger amplitude fluctuations (approx. 35 and 25 °C) with long periods (approx. 300 and 150 s), and also smaller amplitude fluctuations (approx. 16 °C) with a short period (approx. 15 s).

During the temperature and pressure data collection process, the boiling phenomena are captured simultaneously by a high speed

camera. From analysis of the video images (see Fig. 7), these small-amplitude/short-period fluctuations appeared to have been caused by the bubble dynamic instabilities during the two-phase flow period. This finding is very similar to that noted by Wu and Cheng [35], who also presented correlated temperature and pressure data. In addition to this behaviour observed in our experiments; fluctuations at shorter timeframes were revealed, see Fig. 7. Thanks to the high sensitivity of our pressure and temperature measurements, we could pick out fluctuations at much smaller timescales.

In Fig. 5, data over a time period of 80 s is presented. Again the various peaks in both the temperature, average heat transfer coefficient and the pressure data are well correlated. There are periodic fluctuations in both the temperature, heat transfer and pressure data, of approx. frequency 0.067 Hz, with the magnitude of the temperature fluctuations being approx. 16 °C and the magnitude of the pressure fluctuations approx. 25 mbar. The pressure fluctu-

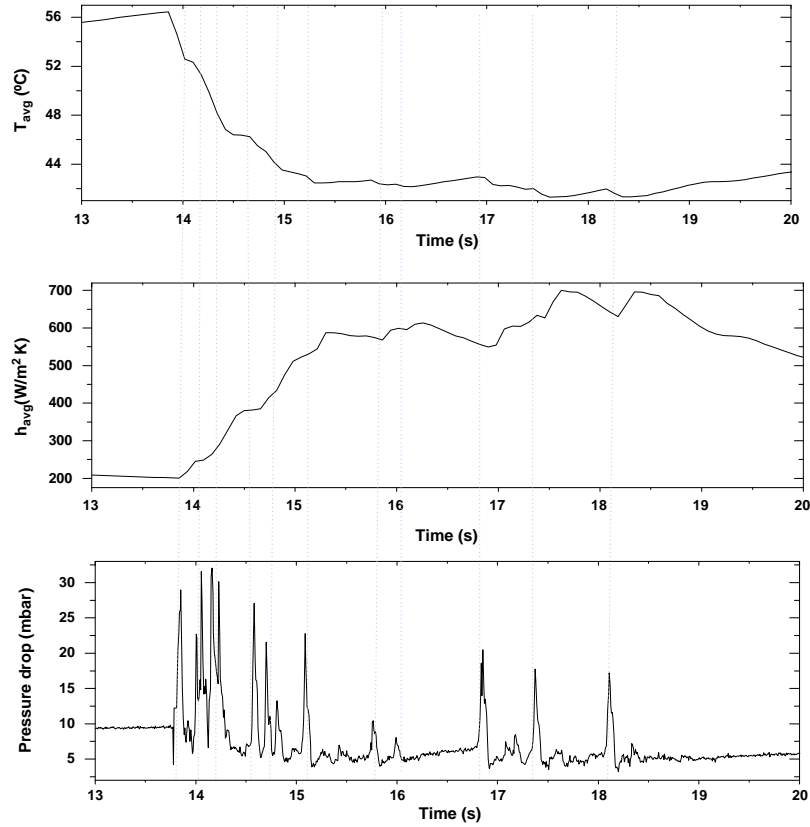


Fig. 6. Close-up of simultaneous data measurements of Figs. 4 and 5, looking at a time period of 7 s where there are several simultaneous pressure and temperature fluctuations occurring during an increase in the local heat transfer coefficient, (same experimental conditions as Fig. 4).

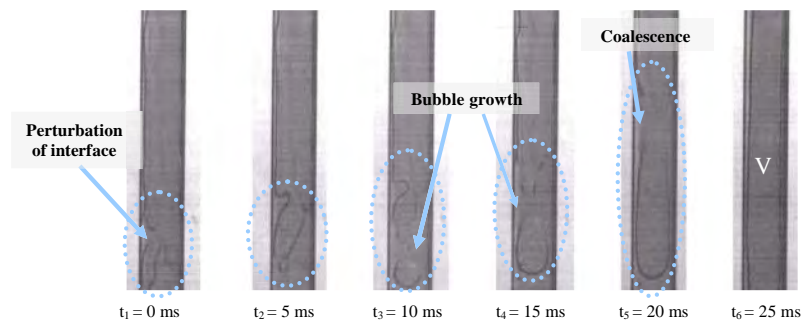


Fig. 7. Six consecutive frames illustrating bubble growth and coalescence, leading to a vapour slug filling the channel cross-section within 25 ms, at a camera frame rate of 200 fps (same experimental conditions as Fig. 4).

ations occur just after the peak of the temperature fluctuation has been reached. The pressure continues to fluctuate during the negative gradient region of temperature peak. The pressure has a more constant increasing tendency (from 5–10 mbar) during the positive gradient region of the temperature peak.

As intrinsically expected, the average heat transfer coefficient is at its maxima during the minima of the average temperature fluctuations, and vice versa. The maximum fluctuation in the average heat transfer coefficient was approx. $1000 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ at time $t = 33 \text{ s}$, with average fluctuations at around $500\text{--}700 \text{ W/m}^2 \text{ K}$.

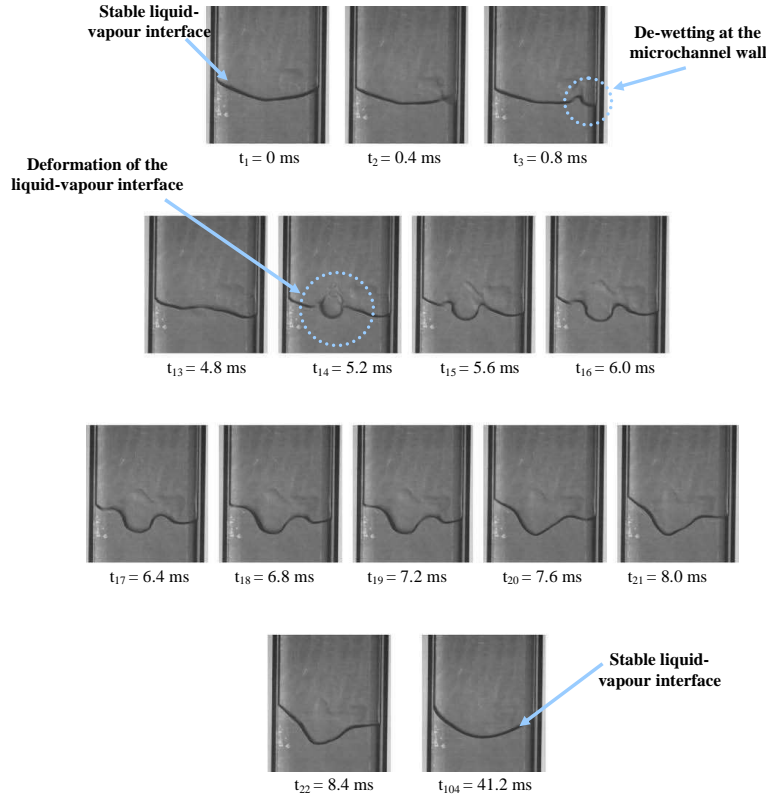


Fig. 8. Frames illustrating the breakdown of the liquid–vapour interface during an instability inside the microchannel, at a camera frame rate of 2500 fps (same experimental conditions as Fig. 4).

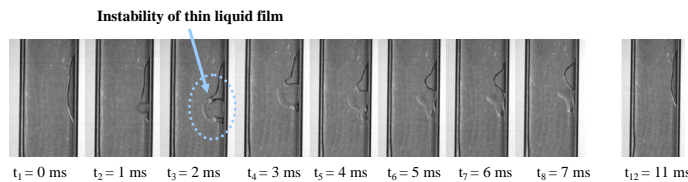


Fig. 9. Frames illustrating the instability of the thin liquid film at the microchannel wall, at a camera frame rate of 1000 fps (same experimental conditions as Fig. 4).

It is interesting to note here that the pressure is positive during the first four re-occurring peaks of frequency 0.067 Hz (in the time period of 0–58 s). The following peak, that starts to occur at time $t = 58$ s has an inflection at time $t = 66$ s with $T_{avg} = 54$ °C, which follows the cyclic pattern of the first four peaks. However this peak is just an inflection point, and the actual peak continues to increase to reach a maxima at time $t = 80$ s of $T_{avg} = 77$ °C. The corresponding fluctuations of pressure produce a negative pressure drop across the microchannel of approx. -14 mbar which increases to $+22.5$ mbar over a time period of acquisition of 7.5 ms. This is indeed a fast phenomenon.

The data shown in Fig. 6 demonstrates that during a flow instability where periodic pressure and temperature data can be corre-

lated, there are also instabilities occurring at the microscale too. A pressure fluctuation of magnitude 16 mbar occurs during a temperature fluctuation of approx. 0.9 °C at time $t = 16.8$ s, where the corresponding fluctuation in the average heat transfer coefficient is approx. $50 \text{ W/m}^2 \text{ K}$. The same occurs again at time $t = 18.0$ s, where a temperature fluctuation of approx. 0.8 °C results in a pressure fluctuation of approx. 11 mbar, and a fluctuation in the average heat transfer coefficient of approx. $70 \text{ W/m}^2 \text{ K}$. (Although it is important to mention here that these temperature fluctuations of 0.8 and 0.9 °C are within the range of uncertainty of the IR camera.)

As previously discussed, there are phenomena occurring at three different timescales. The data presented in Fig. 7, shows images taken with a high speed camera at a relatively low frame

rate of 200 fps. This was done so as to observe the phenomena occurring over 100's of seconds timeframe.

A vapour slug fills the microchannel. The liquid–vapour interface of this slug begins to perturbate, and deform. This perturbation of the interface grows over time. This produces a bubble to be generated in the bulk fluid. Interpreting this observation further, the mechanisms of vapour evaporation must be looked at in more detail. Vapour recoil could be the dominant effect here. As molecules are leaving the vapour phase, they exert a recoil force on the liquid phase, hence prompting reverse flow and thermocapillary instabilities. During strong evaporation it can be seen that the interface deforms, this also appears to be a cyclic phenomenon, occurring over a time period of approximately 38 s. This breakdown of the liquid–vapour interface can be seen in more detail in Fig. 8, where the frame rate of the high speed camera was 2500 fps.

Fig. 8 demonstrates very clearly, that the deformation of the liquid–vapour interface is a very fast phenomenon. Over a time period of 0.4 ms, the meniscus has interacted with the microchannel wall, and begun to deform at the edge. This deformation has an almost ripple effect across the whole interface. The deformation that initially appeared at the right-hand wall, has now progressed as far as the centre of the meniscus, and is much more defined. The high speed video recorded also allows the buoyancy effect of the meniscus in the microchannel to be seen. This particular flow instability settles down after a time period of approximately 40 ms, and is also a cyclic phenomenon.

Initially in Fig. 8, there is de-wetting at the edge of the microchannel, first occurring at $t = 0.4$ ms. Over a time period of 0.4 ms we can clearly see that the meniscus starts to become de-stabilised, and de-wetting at the wall is observed. This instability propagates across the interface; a likely mechanism for this is vapour recoil, due to intense evaporation at the microchannel walls and the de-wetting phenomenon. The onset of this interface oscillation led to a corresponding overpressure in the microchannel.

The images seen in Fig. 9 were taken with a high speed camera at a frame rate of 1000 fps. Instability of the thin liquid film at the microchannel wall can be visualised here. It is also a cyclic phenomena, re-occurring over 12 frames (time period = 12 ms). The high curvature at the edges of the microchannel, due to the nature of the geometry, leads to strong capillary effects, where the liquid is sucked towards the channel edges. This liquid film becomes unstable due to the high wall temperatures and high evaporation rates present in the microchannel.

All the flow imaging data presented has added another depth to aid in understanding the phenomena occurring inside the microchannel at equivalent instances to the global data across the microchannel, such as average temperature, average heat transfer coefficient and pressure drop. The flow and interface instabilities described in Figs. 8 and 9 are clearly correlated to pressure and temperature fluctuations. This corroborates the idea that various mechanisms operating at different timescales are present during flow boiling in a microchannel.

5. Conclusion

Understanding two phase flow boiling in microchannels is of paramount importance to many applications. Many gaps in microchannel research and knowledge are still challenging boiling researchers, particularly in the area of flow instabilities.

Several types of flow reversal and instabilities are observed experimentally in rectangular microchannels (here presented $d_h = 727 \mu\text{m}$). The novel aspect of this work is the simultaneous measurement of the local heat transfer coefficient in conjunction with local flow visualisation, and pressure drop measurements across the microchannel. This was achieved through the use of a

sensitive infrared camera, and a novel, transparent, conductive metallic deposit on the exterior of the microchannels. The flow instabilities are captured both in terms of temperature and pressure fluctuations, as well as visually with a high speed camera. Vapour recoil instabilities are believed to be responsible for triggering flow reversal and high fluctuations in both temperature and pressure. High speed imaging gave evidence for flow reversal and liquid–vapour interface instability.

It was possible to correlate the temperature and heat transfer coefficient data to the pressure data collected, during experimental runs. Phenomena over three timescales could be noted.

Acknowledgements

The authors thank the Engineering and Physical Sciences Research Council (EPSRC) for their support through a DTA grant.

References

- [1] D.B. Tuckerman, R.F.W. Pease, High-performance heat sinking for VLSI, *IEEE Letters*, EDL-2 (4) (1981) 126–129.
- [2] S. Lin, K. Sefiane, J.R.E. Christy, Prospects of Confined Flow Boiling in Thermal Management of Microsystems, *App. Therm. Eng.* 22 (7) (2002) 825–837.
- [3] P.A. Kew, K. Cornwell, Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels, *Appl. Thermal Eng.* 17 (8–10) (1997) 705–715.
- [4] V.P. Carey, *Liquid–Vapour Phase-change Phenomena*, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1992.
- [5] X.F. Peng, B.-X. Wang, Forced convection and flow boiling heat transfer for liquid flowing through microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer* 36 (14) (1993) 3421–3427.
- [6] S.G. Kandlikar, Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 26 (2–4) (2002) 389–407.
- [7] M.W. Wambsganss et al., Boiling heat transfer in a horizontal small-diameter tube, *J. Heat Transfer Trans. ASME* 115 (4) (1993) 963–972.
- [8] G. Hetsroni et al., Fluid flow in micro-channels, *Int. J. Heat Mass Transfer* 48 (10) (2005) 1982–1998.
- [9] T.N. Tran, M.W. Wambsganss, D.M. France, Small circular- and rectangular-channel boiling with two refrigerants, *Int. J. Multiphase Flow* 22 (3) (1996) 485–498.
- [10] A.M. Jacobi, J.R. Thome, Heat transfer model for evaporation of elongated bubble flows in microchannels, *J. Heat Transfer* 124 (6) (2002) 1131–1136.
- [11] J.R. Thome, Boiling in microchannels: a review of experiment and theory, *Int. J. Heat Fluid Flow* 25 (2) (2004) 128–139.
- [12] S.G. Kandlikar, W.J. Grande, Evolution of microchannel flow passages—thermo-hydraulic performance and fabrication technology, *Heat Transfer Eng.* 24 (1) (2003) 3–17.
- [13] A.E. Bergles, Boiling and evaporation in small diameter channels, *Heat Transfer Engineering Microchannels—Short History and Bright Future*, 24(1) (2003) 18–40.
- [14] S. Moosman, G.M. Homsy, Evaporating menisci of wetting fluids, *J. Colloid Interface Sci.* 73 (1) (1980) 212–223.
- [15] V.E.B. Dussan, Moving contact line, in: *In Waves on Fluid Interfaces*, Proceedings of a Symposium, 1983. Madison, WI, USA, Academic Press Inc., New York, USA, 1983.
- [16] F. Renk, P.C.J. Wayner, G.M. Homsy, On the transition between a wetting film and a capillary meniscus, *J. Colloid Interface Sci.* 67 (3) (1978) 408–414.
- [17] V.S. Ajaev, G.M. Homsy, S.J.S. Morris, Dynamic response of geometrically constrained vapor bubbles, *J. Colloid Interface Sci.* 254 (2) (2002) 346–354.
- [18] D. Brutin, F. Topin, L. Tadrist, Experimental study of unsteady convective boiling in heated minichannels, *Int. J. Heat Mass Transfer* 46 (16) (2003) 2957–2965.
- [19] G. Hetsroni, L.P. Yarin, E. Pogrebnik, Onset of flow instability in a heated capillary tube, *Int. J. Multiphase Flow* 30 (12) (2004) 1421–1449.
- [20] M. Ledinegg, Instability flow during natural forced circulation, *Warne* 61 (8) (1938) 891–898.
- [21] S.G. Kandlikar et al., High-speed photographic observation of flow boiling of water in parallel mini-channels, in: *In 2001 National Heat Transfer Conference (NHTC2001)*, June 10–12 2001, American Society of Mechanical Engineers, Anaheim, CA, United States, 2001.
- [22] H.J. Palmer, The hydrodynamic stability of rapidly evaporating liquids at reduced pressure, *J. Fluid Mech.* 75 (1976) 487–511.
- [23] A. Bose, H.J. Palmer, Interfacial stability of binary mixtures evaporating at reduced pressure, *J. Fluid Mech.* 126 (1983) 491–506.
- [24] K. Sefiane, D. Benielli, A. Steinchen, New mechanism for pool boiling crisis, recoil instability and contact angle influence, *Colloids Surf. A Physicochem. Eng. Aspects* 142 (2–3) (1998) 361–373.
- [25] K. Hickman, Surface Behaviour in the Pot Still, *Ind. Eng. Chem.* 44 (8) (1952) 1892–1902.

- [26] J. Xu et al., Microscale boiling heat transfer in a micro-timescale at high heat fluxes, *J. Micromech. Microeng.* 15 (2) (2005) 362–376.
- [27] L. Zhang et al., Phase change phenomena in silicon microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer* 48 (8) (2005) 1572–1582.
- [28] M. Piasecka, S. Hozejowska, M.E. Poniewski, Experimental evaluation of flow boiling incipience of subcooled fluid in a narrow channel, *Int. J. Heat Fluid Flow* 25 (2) (2004) 159–172.
- [29] W. Qu, I. Mudawar, Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks-I. Experimental investigation and assessment of correlation methods, *Int. J. Heat Mass Transfer* 46 (15) (2003) 2755–2771.
- [30] D.B.R. Kenning, Y. Yan, D.S. Wen, Saturated flow boiling of water in a narrow channel: time-averaged heat transfer coefficients and correlations, *Appl. Thermal Eng.* 24 (2004) 1207–1223.
- [31] D. Brutin, L. Tadrist, Pressure drop and heat transfer analysis of flow boiling in a minichannel: influence of the inlet condition on two-phase flow stability, *Int. J. Heat Mass Transfer* 47 (10–11) (2004) 2365–2377.
- [32] G. Hetsroni et al., Two-phase flow patterns in parallel microchannels, *Int. J. Multiphase Flow* 29 (3) (2003) 341–360.
- [33] C. Buffone, K. Sefiane, IR measurements of interfacial temperature during phase change in a confined environment, *Exp. Thermal Fluid Sci.* 29 (1) (2004) 65–74.
- [34] T.G. Theofanous, The boiling crisis phenomenon. Part I: nucleation and nucleate boiling heat transfer, in: *Fourth International Congress on Multiphase Flow, Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (6–7) (2002) 775–792.
- [35] H.Y. Wu, P. Cheng, Visualization and measurements of periodic boiling in silicon microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer* 46 (14) (2003) 2603–2614.

B.2.5 MST09

Référence : D. Brutin, Z.Q. Zhu, O. Rahli, J.C. Xie, Q.S. Liu, and L. Tadrif, Sessile drop in microgravity : creation, contact angle and interface, *Microgravity Science and Technology*, 21 (1), 67-76.

Genèse de l'article : cet article est le premier de la collaboration établie en 2007 avec l'institut de mécanique de l'académie des sciences de Pékin en Chine. Les travaux présentés concernent la formation et le comportement de gouttes posées en microgravité. La technique utilisée pour créer les gouttes influence considérablement l'angle de mouillage final de la goutte. Trois fluides de tension de surface différente sont testés et valident tous les trois la faisabilité de l'expérience en microgravité.

Sessile Drop in Microgravity: Creation, Contact Angle and Interface

David Brutin · ZhiQuiang Zhu · Ouamar Rahli ·
JingChang Xie · QuiSheng Liu · Lounes Tadriss

Received: 24 February 2009 / Accepted: 26 May 2009
© Springer Science + Business Media B.V. 2009

Abstract We present in this paper the results obtained from a parabolic flight campaign regarding the contact angle and the drop interface behavior of sessile drops created under terrestrial gravity (1g) or in microgravity (μg). This is a preliminary study before further investigations on sessile drops evaporation under microgravity. In this study, drops are created by the mean of a syringe pump by injection through the substrate. The created drops are recorded using a video camera to extract the drops contact angles. Three fluids have been used in this study : de-ionized water, HFE-7100 and FC-72 and two heating surfaces: aluminum and PTFE. The results obtained evidence the feasibility of sessile drop creation in microgravity even for low surface tension liquids (below 15 mN m^{-1}) such as FC-72 and HFE-7100. We also evidence the contact angle behavior depending of the drop diameter and the gravity level. A second objective of this study is to analyze the drop interface shape in microgravity. The goal of the these experiments is to obtain reference data on the sessile drop behavior in microgravity for future experiments to be performed in an French-Chinese scientific instrument (IMPACT).

Keywords Wettability · Contact angle · Sessile drop · Drop interface · Drop creation

Introduction

Evaporation is a process commonly met in nature with salt-water, spots of coffee, weed killers and industrial processes like cooling, welding, drying of paintings, desalinization, micro-electronics and evaporators. The heat transfer during evaporation is much larger than that obtained with traditional techniques without phase change. During evaporation the mass transfer and the heat transfer along the fluid interfaces and their optimization are often a vital objective. The control of these processes where the liquid-vapor phase change intervenes is still badly known at the present time even if it is largely used in industry to transfer important heat fluxes. A clear identification of the physical phenomena and a better knowledge of the role of the parameters should make it possible to work out apparatuses at the same time more powerful and with sizes more reduced than those existing at the present time. The modeling of the mass and heat fluxes from the liquid to the interface gas poses many problems related to the nature of the liquids and gases in contact, and the configuration and geometry of the interface. It is also necessary to or not take account of the presence or not of surface-active, volatile liquids and of the incondensable ones. We showed within the framework of the thesis of Grandas (2004) that the evaporation of a drop posed on a support is strongly localized at the level of the triple line. At the liquid-gas interface level, this mechanism is controlled being given the various movements induced by the effects of gravity and surface tension. In

D. Brutin (✉) · O. Rahli · L. Tadriss
Laboratoire I.U.S.T.I., Ecole Polytechnique Universitaire
de Marseille, Technopôle de Château Gombert,
5 rue Enrico Fermi, 13453 Marseille, France
e-mail: david.brutin@polytech.univ-mrs.fr

Z.Q. Zhu · J.C. Xie · Q.S. Liu
National Microgravity Laboratory of China,
Institut of Mechanics, Chinese Academy of Sciences,
Bei Si Huan Xi Road, 15, Beijing 100190, China

Published online: 06 June 2009

 Springer

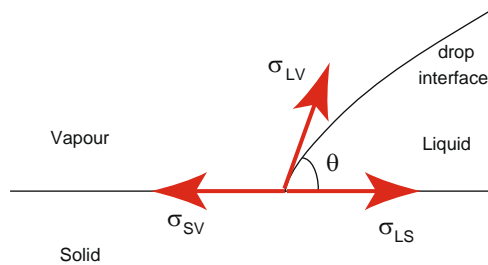


Fig. 1 Contact angle definition for a sessile drop

particular the influence of the radius of curvature is currently badly known. Evaporation is for example used to create ordered mono layers nanoparticles deposition for industrial applications (Bigioni et al. 2006). The convection inside the drop enable an accumulation at the drop interface of particles initially dispersed inside the fluid. The drop pinning process on the surface is possible through the particles adhesion on the surface. The evaporation phenomena can generate temperature variations in the vicinity of the solid surface and along the drop interface. The Marangoni effect can produce instabilities at the interface. The purpose of the experiments presented here is to analyze the mechanisms of drop creation and its consequences in the solid, liquid and the gas phases as the variations of the contact angle and dimensions of the drop (profile and perimeter of contact). An important area to take into account in the analysis is the contact line. This line represents the location where the three interfaces meet. In this zone, an intense evaporation takes place.

The drop evaporation research subject is strongly related to the vicinity of the triple line. Thus, the

contact angle of a sessile drop on a heated surface is of great important to predict and analyze the drop evaporation (Fig. 1). In the frame of an instrument developed for satellite experiment on drop evaporation in microgravity; in a first time, we investigated here the contact angle behavior in normal, hypergravity and microgravity of sessile drop on different wall nature. The prediction of contact angle in microgravity is not investigated in the community based on the literature review of Table 1. All the studies found are performed under normal gravity. Ponter and Boyes (1972) firstly studied the sessile drop contact angle behavior depending of the drop diameter for a pressure range of 50 to 760 Torr. They worked with saturated vapor conditions only at the boiling point on copper surfaces. They did not observed any change of the contact angle for drop bigger than 5 mm. The changes were observed for small drop below 5 mm when the competition between gravity and surface tension exist.

Bernardin et al. (1997), Panwar et al. (2003), Grandas et al. (2005) and Takata et al. (2005) investigated water sessile drops behaviors on different surfaces such as glass, polycarbonate, PTFE, TiO₂ or SiO₂. All authors observe contact angle behaviour depending on the thermal properties and surface roughness of the substrate. Gajewski (2008) evidence the hysteresis effect on the sessile drops contact angles with increasing drop diameters and decreasing diameters even on metallic surfaces. They evidence that aluminum and stainless steel loose their hydrophobic properties during the drop diameter increase or decrease procedure while they do not observe this behaviour with copper and brass. They confirm that the critical contact angle value depends on the chemical properties of the surface and on the surface roughness. Whyman and Bormashenko (2009) present in their paper, a model

Table 1 Publications related to sessile drop contact angles [several approaches using numerical simulation (*num.*), experiments (*exp.*) or theoretical investigations (*th.*)]

Author (reference)	Approach	Liquid used	Solid surface
Ponter and Boyes (1972)	Exp.	Water	Copper
Bourges-Monnier and Shanahan (1995)	Num., Exp.	Water, <i>n</i> -decane	PTFE, glass, epoxy
Chandra et al. (1996)	Exp., Th.	Water with surfactant	Stainless steel
Bernardin et al. (1997)	Exp.	Water	Aluminium
Zhang and Chao (2001)	Exp.	Silicon oil, Freon 113, Ethanol	Aluminized glass plate
Panwar et al. (2003)	Exp.	Water	Glass, polycarbonate
Grandas et al. (2005)	Exp.	Water	PTFE
Takata et al. (2005)	Exp.	Water	TiO ₂ , SiO ₂
Frassy et al. (2006)	Exp., Num.	Water	SiO ₂ , silane, polycarbonate
Letellier et al. (2007)	Th., Exp.	Water, silicon oil	Teflon, FC725, PMMA, silica
Gajewski (2008)	Exp.	Water	Aluminium, brass, stainless steel
Whyman and Bormashenko (2009)	Th., Exp.	Water	Polyethylene
Kulinich and Farzaneh (2009)	Exp.	Water	Super-hydrophobic polymer

for the calculation of the shape and contact angles of heavy droplets, the model is relevant when heavy droplets are investigated. Consequently, this model is relevant when gravity plays an important role on the drop shape. The authors provide comparison with experimental results for very small drops and conclude that for these light drops the spherical model is still relevant however when the drop diameter reach the capillary length, the spherical model is no more accurate to describe the drop shape interface. Kulinich and Farzaneh (2009) evidence different evaporation modes on super-hydrophobic polymer surfaces (with drops contact angles higher than 150°). They also show different hysteresis of contact angle. They observe that water droplets evaporate faster on surfaces with high contact angles hysteresis.

These papers evidence that the drop contact angle depends on several parameters such as the chemical and physical substrate properties. The geometrical surface properties can also deeply modify the contact angle of a sessile drop. Furthermore, these studies evidence that a hysteresis problem exist when the drop contact

angle is measured for increasing drop diameter and decreasing.

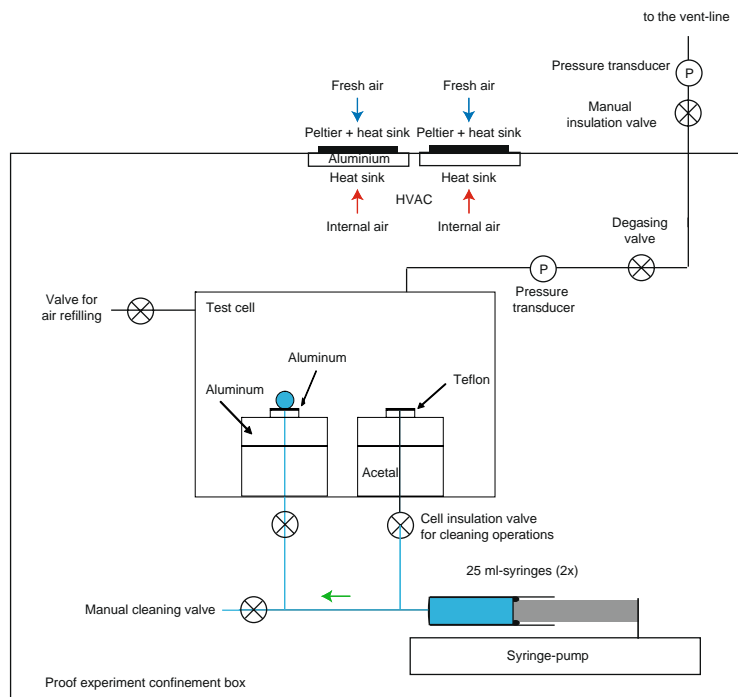
Experimental Set-Up

The experimental setup is designed to enable a sessile drop creation under microgravity. A test cell is located inside a confinement box to create a drop with a thermally controlled environment.

The Rack and the Test Cell

The rack is composed of a confinement box thermally controlled in which a test cell is used to evaporate sessile drops. A $700\text{-}\mu\text{m}$ diameter hole is performed through the heating surface inside the test cell to create the drop by injection at low mass flow rate, as shown with Fig. 2. The injection mass flow rate is a parameter to be determine experimentally in microgravity, to avoid jet formation at high mass flow rate. If the mass flow rate is too low, the drop creation time will be to

Fig. 2 Confinement box and its equipment to achieve drop creation on aluminum or PTFE



important compared to the microgravity time (20 s). The substrate temperature can be modified using heating cartridges. The surface temperature can be increased in temperature of +10°C, +15°C, +20°C, +30°C from the cell air temperature which is for all experiments at 20°C.

The drops are created in terrestrial gravity or microgravity to measure and observe the contact angles behaviour. This is possible since a 10 s period at 1.8g followed by 10 more seconds at 1.5g are obtained before microgravity. Furthermore, the experiments are performed to confirm the sessile drop creation feasibility in microgravity even for low surface tension fluids (FC-72 and HFE-7100). Only one fluid is used for each flight day to ensure to keep clean pipes. Under terrestrial gravity, the drop during the creation is maintained on the surface by gravity. Under microgravity, the drop will be maintained on the surface mainly due to the surface tension and is slightly influenced by the microgravity. For low surface tension fluids, the drop could detach from the surface if the vibration level is too important or if the surface tension is too low.

Data Acquisition

The experimental rack is equipped of a visible camera (800×600 pixels) to record the drop creation. The test cell is regulated in the temperature and pressure which are recorded using respectively K-type thermocouples and a differential pressure sensor. The heating substrate temperature is regulated in temperature using a PT-100 sensors associated with a PID regulator at ± 0.1°C. The substrate heating is obtained using two heating cartridge of 15 W each.

Working Fluids

The fluid properties used in this paper are presented in Table 2. Using the fluid physical properties, it is possible to determine the capillary length for the 3 gravity levels studied. The capillary length is useful to determine the critical diameter between the gravity-deformable drop and non-deformable drop. The critical

diameter is about two times the capillary length give in Table 2. When the drop is very small (droplet) the surface tension is mainly dominating the drop interface curvature. The gravity for this situation have almost no effect on the drop interface. However, when the drop diameter is bigger than the capillary length, the drop interface is strongly influenced by gravity effects. Water is used for its high surface tension value but have a high saturation temperature and phase change enthalpy. On the other way, FC-72 and HFE-7100 are tested for their low surface tension. These two fluids have also a low saturation temperature and phase change enthalpy which will be useful for the next step which concern the mass flow rate of evaporation.

Wettability

To easily access the contact angle by image processing, we need to obtain a picture with a diameter/height ratio of about 1. If the drop diameter is too important in front of the drop height, the contact angle will be difficult to determine due to the difficult determination of the drop interface. Consequently, if the liquid/surface wettability is low, which correspond to wetting situation observed for FC-72 and HFE-7100, the liquid will spread on the surface, so that the contact angle will be below 10–15°. However for non-wetting situations (water and PTFE or aluminum) the drop ratio (drop height/drop radius) is close to 0.5, so that the contact angle is greater around 90°. These two situations are summarized in Fig. 3.

Image Processing

A software program was developed to determine some physical parameters of the experimental liquid drops from the shapes of the drops, such as the volume, surface area and contact angle. And the program improved the classical algorithm proposed by Rotenberg et al. (1983). From the acquired grey pictures, general contour points of a drop were obtained by edge detection. Then, a Laplace equation was constructed based on the contour of the drop. And the contour approach process was performed to approach the true contour

Table 2 Liquid physical properties and capillary lengths at 25°C and 1 atm

	ρ_L	ρ_V	Cp	Lv	λ	μ	σ	L_c (μg)	L_c (1g)	L_c (1.8g)
	kg m^{-3}	kg m^{-3}	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	kJ kg^{-1}	$\text{W m}^2 \text{K}^{-1}$	Pa s	mN m^{-1}	mm	mm	mm
Water	997	0.59	4,180	2,449	0.606	$0.891 \cdot 10^{-3}$	72.7	12.2	2.7	2.0
HFE-7100	1,520	2.84	1,183	111	0.068	$0.562 \cdot 10^{-3}$	13.6	4.3	0.96	0.71
FC-72	1,680	4.35	1,100	88	0.057	$0.638 \cdot 10^{-3}$	12.0	3.8	0.82	0.64

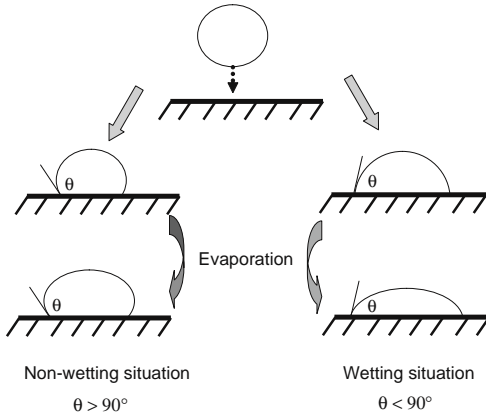


Fig. 3 Possible wetting situations when a liquid drop is posed on solid surface

by use of Newton–Raphson method and Rouge–Kutta method. The volume, surface area and contact angle of the drop is achieved according to the final calculated curve. More details could be found in Ning (2008). Figure 4 presents the geometry analyzed graph.

The equations used in the algorithm are:

$$\frac{dx}{ds} = \cos(\phi) \tag{1}$$

$$\frac{dz}{ds} = \sin(\phi) \tag{2}$$

$$\frac{d\phi}{ds} = 2 + \frac{Bo \times z}{4} - \frac{\sin \phi}{x} \tag{3}$$

where Bo is the Bond number calculated based on R_0 which is the radius of curvature for the origin of the coordinates.

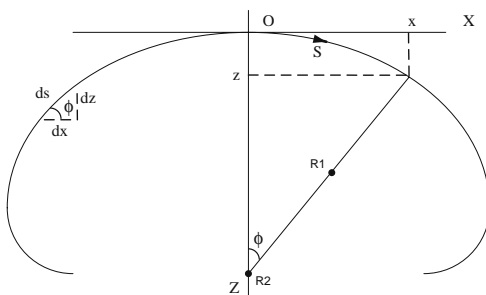


Fig. 4 Geometry analyzed graph

The quality of the picture influences evidently the precision of the calculated curve. The contour approach is performed under the hypothesis that the liquid drop is symmetrical. We only calculate the right half of the drop to minimize the integration time. Therefore, the liquid drop should be created to be as symmetrical as possible. Meanwhile, to minimize the fitting error, the substrate of the drop should be set to be horizontal and the axis of the CCD lens should be set along the center line of drop to distinguish the bottom line of the drop clearly.

Data Analysis

This section is mainly divided into the drop creation results and the created drop analysis (contact angle and interface equation). For each experiment, a typical set of data are recorded: a movie of the drop creation at 7.5 Hz which enable us to check the drop equilibrium for the contact angle measurement, the test cell air temperature and pressure, the acceleration of the three plane axis, the experiment conditions: substrate temperature, fluid and drop creation period. For each experiment, a data treatment is performed to obtain: the left and right sessile drop contact angle to check the drop symmetry, the drop volume, the drop wetting diameter.

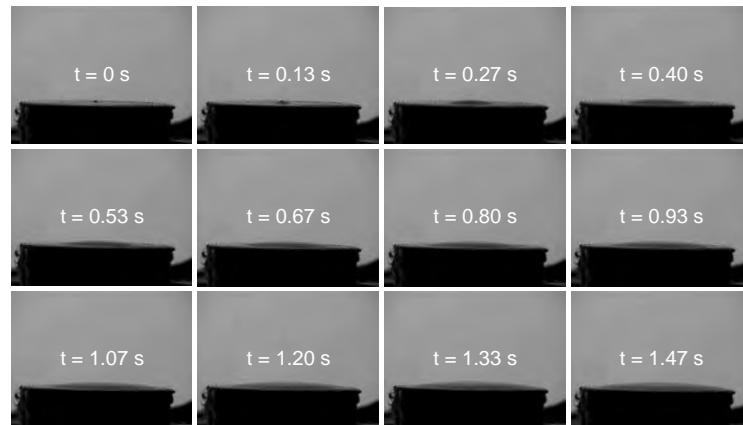
Hereafter, we present the results obtained on water drops contact angle and drop creation with the 3 fluids. The contact angle measurement is not enough accurate for HFE-7100 and FC-72 based on the small contact angle observed (about 10°). Also, the best quality images have been obtained for water which is non-wettable on PTFE. The drop aspect ratio which is about 0.5 enable us to performed good quality pictures for the contact angle determination.

Drop Creation in Microgravity

To study sessile drop evaporation in microgravity, it is necessary to create these drops in microgravity. During parabolic flights, it is possible to use the 1g period before the parabola to create the drop then to analyze the drop behavior (contact angle, wetting diameter and drop interface). However, in the frame of experiments in a scientific satellite, the drop need to be created without gravity. Depending on the surface tension, injection hole diameter and mass flow rate of injection, the liquid can create a jet. Due to the absence of gravity, only the surface tension can hold the drop on the surface.

On Fig. 5, we present a FC-72 drop creation in microgravity with an injection mass flow rate of 6.7 μL/s

Fig. 5 FC-72 drop creation on PTFE in microgravity at $6.7 \mu\text{L/s}$



which correspond to an injection velocity at the injection hole exit of 0.017 m/s . The injection mass flow rate is low enough to avoid jet formation and is high enough in front of the evaporation mass flow rate. The small contact angle observed (below 10°) do not enable an accurate determination. The FC-72 drop wet the PTFE surface and the drop remained posed on the surface during the diameter increase until the liquid reach the edge of the substrate. The liquid clearly remain on the substrate during the drop creation which is less than 1.5 s .

However, if the injection mass flow rate is too important (see Fig. 6), the interface is deformed during the drop formation. The injection mass flow rate is here 10 times greater (compared with Fig. 5) with $67 \mu\text{L/s}$. The injection jet which exit at 0.17 m/s from the hole is visible since the first second of the drop creation. Meanwhile, the injection jet do not break the drop interface. As soon as the liquid reach the substrate boundary, the repealing effect enable the drop volume increase thought the increase of the contact angle. This contact angle, when the drop reach the boundary, do not reflect a static sessile drop contact angle as defined with Fig. 1. When the injection mass flow rate stops, the drop interface come back almost hemispherical.

Drop Contact Angles

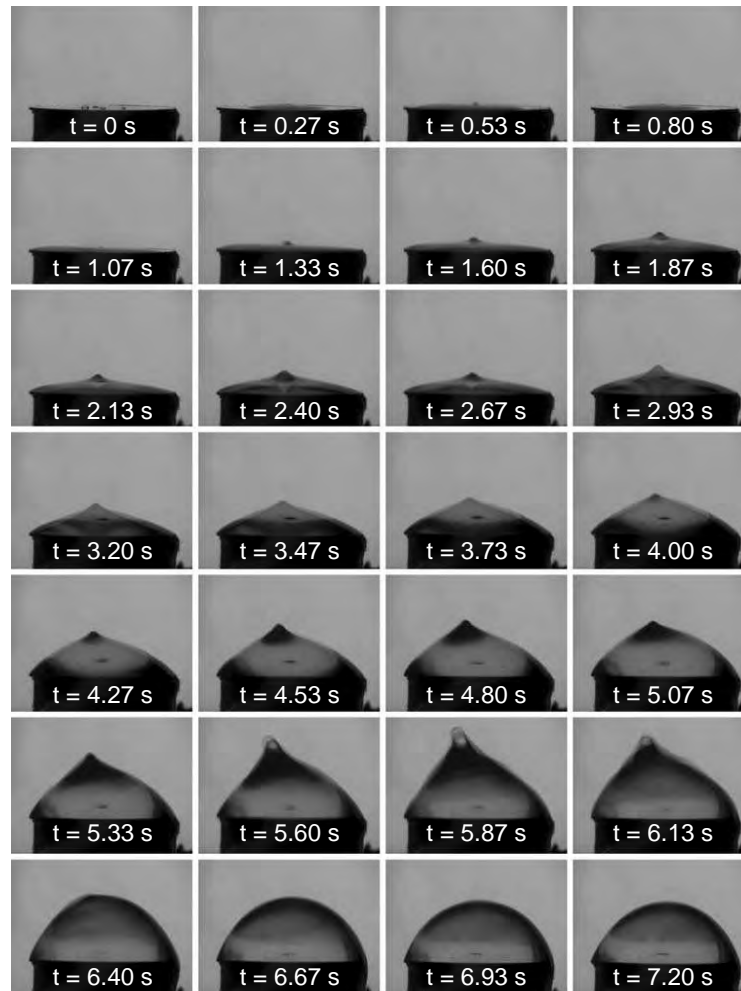
The typical drop contact angle observed for 3 different levels of gravity are presented in Fig. 7. A water drop is created under terrestrial gravity then the drop is put under hypergravity with $1.8g$ then $1.5g$. Finally the drop is in microgravity during 20 s . This sequence of gravity

level changes which is presented in Fig. 7 evidence a particular behavior of the drop contact angle. Under normal gravity the drop contact angle is 95.3° , under hypergravity the contact angle reduce to 76.6° the drop interface is also modified. However under microgravity, the drop contact angle increase to reach 80.8° but remain below the $1g$ value. The initial drop was created under terrestrial gravity, the triple line advanced over the substrate while gravity was acting for this situation. The consequence on the contact angle value should be different is the drop is created in microgravity when triple line behavior on the substrate is not influenced by gravity (Fig. 8).

To check the contact angle behavior under normal gravity on the surface used in microgravity, we performed reference experiments with water on PTFE during the flight before the parabola. Even with the plane vibration, we obtained the results present in Fig. 9 which evidence increasing contact angle with increasing drop diameters. The uncertainty on the drop diameter and contact angle measurement is good enough to observe the effect of the plane vibration on the points location. An increasing behavior of drop contact angle is observed with increasing drop diameter. This is in accordance with the literature results Yekta-Fard and Ponter (1989). The contact angle behavior with gravity evidence a classical behavior with for big drops (diameter greater than the capillary length). The range of contact angle varies from 70° to 100° . When the contact angle measurement is realized on drop in microgravity (but created under normal gravity) the contact angles are more dispersed in the range 80° to 91° for the same range of drop diameter between 4 and 10 mm as shown

Microgravity Sci. Technol

Fig. 6 HFE-7100 drop creation on aluminum in microgravity at $67 \mu\text{L/s}$: the interface is deformed due to the important injection mass flow rate



with Fig. 10. The contact angle in microgravity is very sensitive to the G-Jitter. We observe drop lateral oscillation due to G-Jitter which introduce contact angle variation of about 10° .

On Fig. 8, we present two drops of about the same base diameter but one is created under terrestrial gravity while the other one is created in microgravity. The left picture in Fig. 8 show a drop created during terrestrial gravity, then the drop is put under hypergravity then microgravity. The drop base diameter remain

constant at 6.9 mm, the contact angle in microgravity is $93^\circ \pm 3^\circ$. On the same substrate (PTFE) with the same fluid (water) and the under the same experimental conditions (cell temperature and pressure), a drop is created during microgravity. This drop obtained in microgravity have a base diameter of 6.5 mm and a contact angle of $107^\circ \pm 1^\circ$. Both drops interfaces are different due to the contact angle value which induce a totally different drop volume: $83 \mu\text{L}$ for the drop created under normal gravity and $116 \mu\text{L}$ for the drop

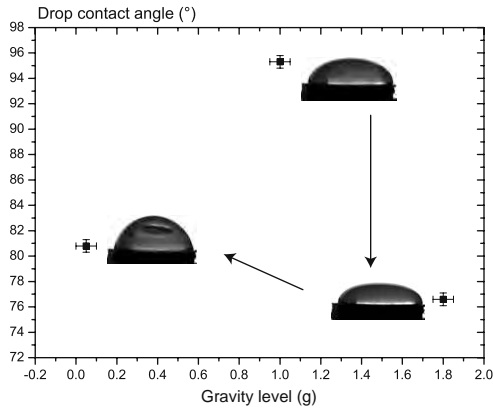


Fig. 7 Water drop contact angle on PTFE during a parabola

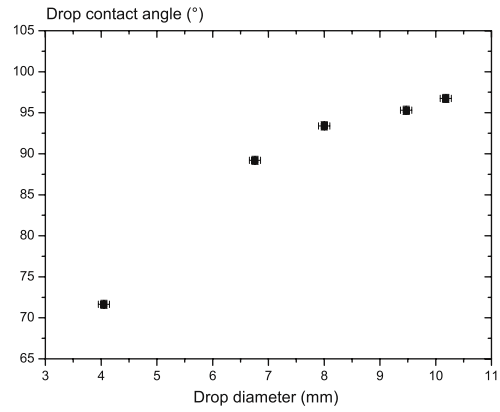


Fig. 9 Water drop contact angle on PTFE under 1g for several drop diameters

created during the microgravity. When the drop is created under normal gravity, the triple line advance over the surface and the fluid wet the surface based on the two physical forces: gravity and surface tension. The fluid is “pushed” on the substrate by the gravity which gives a contact angle of 93° . However, when the drop is created in microgravity, the triple line advance on the surface without the influence of gravity, the fluid is not “pushed” into contact on the surface. Consequently, the liquid seems not to wet the surface in the same way compared to a situation with gravity. The surface properties such as roughness, physico-chemical interactions and gas trapping between the substrate and the liquid seems to play a important role on the contact angle in microgravity. These different behaviors and contact angles with or without gravity when a drop is studied are of great importance to predict the drop volume for future microgravity studies in a satellite or on-board the ISS. The drop volume prediction is requested for the tank design for example; while the contact angle prediction is requested both for an experiment design and for numerical studies.

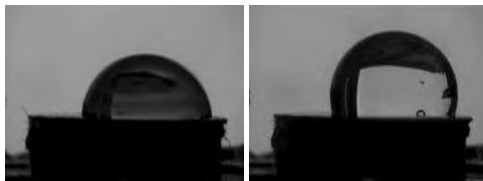


Fig. 8 Water drops on PTFE: drop created during 1g on left picture, drop created during microgravity on the right picture

Sessile Drop Interfaces

The drop interface equation is given by a pressure balance (Eq. 4). At the hydrostatic equilibrium, the overpressure inside the drop is given by the balance of the Laplace pressure and the hydrostatic pressure.

$$P_0 - \rho g z = \sigma \left(\frac{d^2 z}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dz}{dx} \right) \quad (4)$$

where $L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}$ is the capillary length and P_0 the pressure at the top of the drop. The equation to obtain the interface profile is solved in polar coordinate as defined in Fig. 4 (Aussilous 2002). Two parameters are

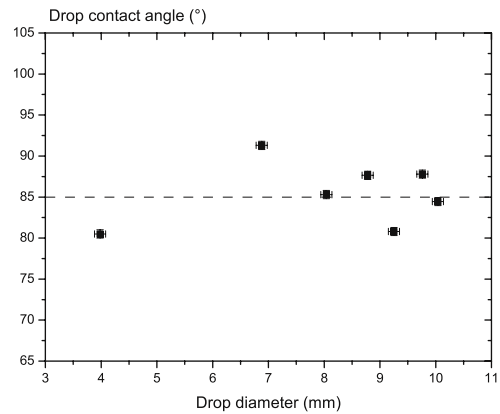


Fig. 10 Water drop contact angle on PTFE under microgravity for several drop diameters

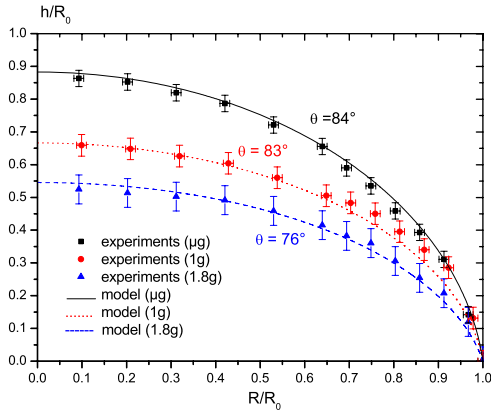


Fig. 11 Water drop non-dimensional interface equation for three level of gravity compared to the Laplace-hydrostatic model ($R_0 = 4$ mm)

used to solve numerically Eq. 4: the pressure at the top of the drop (P_0) and the drop contact angle (θ). These two parameters have to be modified to verify the two other physical parameters which are the drop base diameter and the drop height. Consequently, a drop contact angle is obtained.

Based on the images obtained for three gravity levels during the parabolic flight, we extract the experimental drop interfaces and plot them on Fig. 11. The contact angles obtained for these 8-mm diameter drops are: 85.3° in microgravity, 93.4° under normal gravity and 89.5° under hypergravity. On the same figure, we plot the drop interface modeled using the Laplace-Hydrostatic equation. We succeed to predict all three drop interfaces within the error margin and we obtain for the contact angle: 84.0° in microgravity, 83.0° under normal gravity and 76.0° under hypergravity. This increasing variation of the contact angle with decreasing gravity level is in accordance with the Laplace-Hydrostatic equilibrium. We obtain a good agreement for the contact angle only in microgravity. When gravity exist, a gap of more than 10° exist. This can be attribute to the difficult repeatability of contact angle experiments with gravity fluctuation and plane vibrations.

Conclusions and On Going Work

In the frame of a long term research plan on sessile drop evaporation in microgravity; we performed basic experiments on sessile drop creation in microgravity. We focused on the drops contact angle and drop interface depending of the gravity levels. We observe that

under terrestrial gravity and hypergravity, the contact angle increase to reach a constant value from small droplets to big drops; we observed in microgravity a different behavior with almost a constant contact angle very sensitive to the gravity level even for small drops with a diameter smaller than the capillary length. On the drop creation, we confirmed the feasibility to create posed drop under microgravity conditions even with low surface tension fluids such as FC-72 and HFE-7100. We evidence two different contacts angles considering water drop creation : if the drop is created under normal gravity then is put under microgravity the contact angle can be 10° lower compared to the same drop created in microgravity.

The next step is now to investigate the drop contact angle with a better gravity level which can be obtain in drop tower. The drop interface is very sensitive to the G-Jitter, thus a good microgravity level and a low noise is required to perform accurate contact angle measurements and to observe drop interface without gravity influence. The drop creation phase influence also the final contact angle, experiments will be perform in microgravity to focus on the possible explanation of the contact angle difference observed (gas trapped under the drop, physico-chemical interactions...). Also, a possible explanation for the change in drop contact angle can be found in the drop pressure change through the gravitational pressure.

Nomenclature

Roman letters

Bo	Bond number $[\frac{g\Delta\rho D_0^2}{\sigma}]$
D	Wetting diameter (m)
g	Gravitational constant: 9.81 m s^{-2}
h	Drop height (m)
L_c	Capillary length (m)
P	Pressure (Pa)
Q	Injection mass flow rate (kg s^{-1})
R	Drop radius (m)
s	curvilinear coordinate (m)
T	Temperature ($^{\circ}\text{C}$)
U	Hole exit fluid velocity (m s^{-1})
x	polar coordinate (m)
z	Polar coordinate (m)

Greek letters

θ	Drop contact angle ($^{\circ}$)
ϕ	Angle used in the polar coordinate (-)
σ	Surface tension (N m^{-1})
ρ	Fluid density (kg m^{-3})

Acknowledgements We would like to thank the “Centre National d’Etudes Spatiales” for the financial assistance for the campaign PF72 realized at Bordeaux, Merignac, France. Also, we would like to thank Novespace for their assistance during the campaign. This research was partly supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10772185). We would like also to thanks Pascale Aussillous for the fruitful discussions on sessile drops.

References

- Aussillous, P.: Les gouttes enrobees, pp. 30–33. Ph.D. thesis, Universite Paris VI (2002)
- Bernardin, J.D., Mudawar, I., Walsh, C.B., Franses, E.I.: Contact angle temperature dependence for water droplets on practical aluminum surfaces. *Int. J. Heat Mass Transfer* **40**(5), 1017–1033 (1997)
- Bigioni, T.P., Lin, X.M., Nguyen, T.T., Corwin, E.I., Witten, T.A., Jaeger, H.M.: Kinetically driven self assembly of highly ordered nanoparticle monolayers. *Nat. Mater.* **5**, 265–270 (2006)
- Bourges-Monnier, C., Shanahan, M.: Influence of evaporation on contact angle. *Langmuir* **11**, 2820–2829 (1995)
- Chandra, S., Di Marzo, M., Qiao, Y.M., Tartarini, P.: Effect of liquid solid contact angle on droplet evaporation. *Fire Saf. J.* **27**, 141–158 (1996)
- Frassy, J., Lecot, C., Delattre, C., Soucemarianadin, A.: Droplet evaporation on solid substrates of different wetting behaviour. *SHF Microfluidics 2006* (2006)
- Gajewski, A.: Contact angle and sessile drop diameter hysteresis on metal surfaces. *Int. J. Heat Mass Transfer* **51**, 4628–4636 (2008)
- Grandas, L.: Evaporation d’une goutte sessile: etude experimentale des transferts de chaleur et de masse. Ph.D. thesis, Universite de Provence (2004)
- Grandas, L., Reynard, C., Santini, R., Tadrist, L.: Experimental study of the evaporation of a sessile drop on a heat wall. *Int. J. Therm. Sci.* **44**(2), 137–146 (2005)
- Kulinich, S.A., Farzaneh, M.: Effect of contact angle hysteresis on water droplet evaporation from super-hydrophobic surfaces. *Appl. Surf. Sci.* **255**, 4056–4060 (2009)
- Letellier, P., Mayaffre, A., Turmine, M.: Drop size effect on contact angle explained by nonextensive thermodynamics. Young’s equation revisited. *J. Colloid Interf. Sci.* **314**, 604–614 (2007)
- Ning, Q., Zhu, Z.Q., Li X.T., Yu, Q., Yuan, Z.F.: Determine the surface tension and contact angle of drop by image processing method. *Chin. J. Space Sci.* **28**, 74–79 (2008)
- Panwar, A.K., Barthwal, S.K., Ray, S.: Effect of evaporation on the contact angle of a sessile drop on solid substrates. *J. Adhes. Sci. Technol.* **17**(10), 1321–1329 (2003)
- Ponter, A.B., Boyes, A.P.: The relation between contact angle and drop size for water at its boiling point for a pressure range 50–760 Torr. *Can. J. Chem.* **50**, 2419 (1972)
- Rotenberg, Y., Boruvka, L., Neumann, A.W.: Determination of surface tension and contact angle from the axisymmetric fluid interfaces. *J. Colloid Interf. Sci.* **93**, 169–183 (1983)
- Takata, Y., Hidaka, S., Cao, J.M., Nakamura, T., Yamamoto, H., Masuda, M., Ito, T.: Effect of surface wettability on boiling and evaporation. *Energy : (Oxford)* **30**(2–4), 209–220 (2005)
- Whyman, G., Bormashenko, E.: Oblate spheroid model for calculation of the shape and contact angles of heavy droplets. *J. Colloid Interface Sci.* **331**, 174–177 (2009)
- Yekta-Fard, M., Ponter, A.B.: The influence of vapor environment and temperature on the contact angle drop size relationship. *J. Colloid Interf. Sci.* **126**, 134–140 (1989)
- Zhang, N., Chao, D.F.: Flow visualization in evaporating liquid drops and measurement of dynamic contact angles and spreading rate. *J. Flow Vis. Image Process.* **8**(2–3), 303–312 (2001)

Liste des figures

1.1	Récapitulatif des différentes plateformes d'accès à la gravité réduite (European Users Guide to Low Gravity Platform, ESA)	8
1.2	Structures d'écoulement observées en fonction du diamètre pour différents canaux verticaux a),b),c) et d) maintenus à une pression de 10 bar [Chen et al., 2006]	10
1.3	Coefficient d'échange de chaleur en fonction de la vitesse superficielle : mise en évidence d'une vitesse critique quelque soit le débit massique liquide injecté [Madrid et al., 2007]	13
1.4	Ebullition convective sur une surface en verre disposant localement d'un traitement modifiant sa mouillabilité [Rioboo et al., 2009]	14
1.5	Section d'essai cylindrique transparent en Pyrex recouverte à l'intérieur par un film métallique de $0.01 \mu\text{m}$ en Or pour le chauffage [Ohta, 1997]	18
1.6	Fluctuation du coefficient d'échange due au passage périodique d'ondes et à la propagation de zones d'assèchement près du flux critique [Ohta, 1997]	18
1.7	Influence de la gravité sur le ratio : coefficient d'échange en μg sur 1g pour différents sous refroidissements et pour des températures de liquide quasiment constantes et des températures de thermistances [Straub, 2000]	19
1.8	Système de chauffe pour l'ébullition en vase avec 9, 36 ou 96 éléments. Résultats en hyper et microgravité, sous refroidissement de $34 \text{ }^\circ\text{C}$ [Henry and Kim, 2004]	20
1.9	Bilan entre les forces de pression et la création de vapeur au niveau de la zone de mouillage basé sur le modèle Lift-off [Zhang et al., 2002]	21
1.10	Résultats expérimentaux obtenus en micropesanteur : zoom au niveau de la ligne triple (Puissance de chauffage : 15 W) [Sodtke et al., 2006]	22
1.11	Écoulement diphasique obtenu en micropesanteur mettant en évidence la coalescence d'une bulle avec la surface libre, la flèche donne le sens de l'écoulement [a) $t = 0 \text{ ms}$, b) $t = 120 \text{ ms}$, c) $t = 160 \text{ ms}$] ($Q_L = 5.2 \text{ ml/s}$, $Q_G = 0.62 \text{ ml/s}$) [Salim et al., 2009]	23
1.12	Écoulement et profil de température de surface lors d'une situation de 'quenching' en micropesanteur. Le liquide est injecté en provenance de la gauche [Verthier et al., 2009]	24
1.13	Suspension colloïdale de nanoparticules d'or se répartissant de manière ordonnée en couche mono-atomique au niveau d'une surface spécialement traitée [Bigioni et al., 2006]	30
1.14	Gouttes de sang humain séchées : a) personne en bonne santé b) c) d) personnes avec différentes maladies [Yakhno et al., 2003]	31
1.15	Angle de contact statique de gouttes d'eau de $2 \mu\text{l}$ sur une surface en acier avec ou sans dépôt de nanoparticules [Phan et al., 2009]	36
1.16	Cellule thermoconvective au sein d'un film de 1 mm d'épaisseur de FC-72 en évaporation sur du Téflon à température ambiante. L'épaisseur du film diminue dans le temps, la taille des cellules fait de même puis la surface finalement s'assèche. Les cellules disparaissent complètement pour une épaisseur critique [$T_{room} = 28 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{substrate} = 28 \text{ }^\circ\text{C}$]	38
2.1	Schéma d'estimation des conditions limites inconnues dans le minicanal soumis à l'ébullition convective	44
2.2	Dispositif expérimental ABIMM utilisé pour les campagnes de vols paraboliques	45
2.3	Principe de la boucle expérimentale présente au sein de l'enceinte de confinement	46
2.4	Vue de coupe des barreaux utilisés avec la position des source linéiques et des μ -thermocouples	47
2.5	Évolutions simultanées de la perte de pression et du niveau de gravité ($Q_w = 32 \text{ kW.m}^{-2}$ et $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$)	48
2.6	Perte de pression par frottement diphasique uniquement ($Q_w = 32 \text{ kW.m}^{-2}$ et $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$)	49

2.7	Comparaison des structures d'écoulement observées au sein du minicanal d'épaisseur hydraulique de 454 μm ($Q_w = 32 \text{ kW.m}^{-2}$ et $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$)	50
2.8	Variation du taux de vide dans le minicanal : structures d'écoulement identiques [$Q_w = 2.0 \text{ W.cm}^{-2}$, $U_m = 124 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$]	51
2.9	Variation du taux de vide dans le minicanal : structures d'écoulement différentes [$Q_w = 2.0 \text{ W.cm}^{-2}$, $U_m = 27 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$]	51
2.10	Variation du taux de vide le long du minicanal en microgravité pour différent débit massique injectés en entrée [$Q_w = 4.5 \text{ W.cm}^{-2}$]	51
2.11	Visualisation de l'écoulement en gravité normale et en microgravité ($Q_w = 32 \text{ kW.m}^{-2}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$, $Q_m = 0.26 \text{ g/s}$, $D_H = 0.84 \text{ mm}$)	52
2.12	Visualisation des températures de surface du barreau de ciment ($Q_W = 33 \text{ kW/m}^{-2}$, $Q_m = 0.26 \text{ g/s}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 45^\circ\text{C}$)	53
2.13	Visualisation des températures de surface de la semelle en inconel ($Q_W = 33 \text{ kW/m}^{-2}$, $Q_m = 0.26 \text{ g/s}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 45^\circ\text{C}$)	53
2.14	Températures et flux de chaleur de surface le long du minicanal en fonction du niveau de gravité ($Q_W = 33 \text{ kW/m}^2$, $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 45^\circ\text{C}$)	54
2.15	Coefficient de transfert de chaleur local fonction de la longueur du minicanal pour chaque niveau de gravité ($Q_W = 33 \text{ kW/m}^2$, $Q_m = 0.19 \text{ g/s}$, $T_{\text{sat}} = 54^\circ\text{C}$ et $T_{\text{ext}} = 45^\circ\text{C}$)	54
2.16	Variation du coefficient d'échange pariétal comparé à la corrélation de Kandlikar en fonction du titre vapeur sous gravité normale ($Q_w = 45 \text{ kW/m}^{-2}$)	55
2.17	Plan de la cellule expérimentale de Hele-Shaw avec une face transparente aux rayonnement infrarouge et une autre au rayonnement visible	56
2.18	Schéma de principe de l'expérience	57
2.19	Vue interne de la cellule avec l'écoulement	58
2.20	Influence de la gravité sur le diamètre de détachement de bulle confinée en 2D en fonction de la vitesse débitante de l'écoulement convectif	59
2.21	Modification de la forme et glissement des bulles en microgravité	59
2.22	Visualisation infrarouge et visible d'une bulle unique de vapeur en croissance sur son site de nucléation [$Q_m = 5.7 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $Q_w = 1.3 \text{ W/cm}^{-2}$]	60
2.23	Influence de la croissance et du détachement d'une bulle sur la température du site de nucléation sous gravité terrestre (incertitude sur la température du site : $\pm 0.15 \text{ }^\circ\text{C}$) [$Q_m = 5.7 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $Q_w = 1.3 \text{ W.cm}^{-2}$]	61
2.24	Influence de la croissance et du détachement d'une bulle sur la température du site de nucléation en phase de microgravité (incertitude sur la température du site : $\pm 0.15 \text{ }^\circ\text{C}$) [$Q_m = 5.7 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $Q_w = 1.3 \text{ W.cm}^{-2}$]	61
2.25	Dispositif expérimental : (A) l'ordinateur pour l'acquisition, (B) le système de régulation de puissance du microcanal, (C) la lampe à source froide (Dedolight. 400D), (D) le pousse seringue (Fisher Bioblock Scientific), (E) le microcanal étudié, (F) la caméra rapide visible (Nanosense MKII, IDT systems) et (G) la régulation de chauffage de l'enceinte	63
2.26	Microcanal étudié avec les capteurs de pression (Honeywell 24PC), les thermocouples ainsi que les connections électriques collées à la colle argentique époxy pour chauffer le microcanal	64
2.27	Les figures 'a' et 'b' montrent les champs de température 3D issus de la caméra infrarouge durant une instabilité. [$Q_W = 4.26 \text{ kW.m}^{-2}$, $Q_m = 1.13 \times 10^{-5} \text{ kg/s}$, 1 unité temporelle = 80 ms, 1 unité de longueur sur l'horizontal = 3.33 mm]	65
2.28	Evolution simultanée de la température de surface du microcanal et de la perte de pression [$Q_W = 4.26 \text{ kW.m}^{-2}$, $Q_m = 1.13 \times 10^{-5} \text{ kg/s}$, fenêtre temporelle de 750 s]	66
2.29	Images illustrant la déformation de l'interface liquide-vapeur pendant une instabilité dans le microcanal observé à 2500 images par secondes	67
2.30	Zoom sur une période de 80 secondes avec plusieurs fluctuations de pression, de température et donc du coefficient d'échange (conditions expérimentales identiques à celles de la figure 2.28)	68
2.31	Zoom sur une période de 7 secondes avec une seule fluctuation de pression, de température et donc du coefficient d'échange (conditions expérimentales identiques à celles de la figure 2.28)	69
2.32	Enceinte de confinement avec les équipements nécessaires pour réaliser la création de gouttes sur de l'aluminium ou du Téflon	70
2.33	Différentes situations de mouillage possible avec une goutte posée sur une surface	72
2.34	Création d'une goutte posée de FC-72 sur du Téflon en μg avec un débit massique liquide de 6.7 $\mu\text{L/s}$	73
2.35	Création d'une goutte de HFE-7100 posée sur de l'aluminium en μg avec un débit massique liquide de 67 $\mu\text{L/s}$: l'interface est déformée par le débit trop important	74

2.36	Angle de mouillage de gouttes d'eau posées sur du Téflon pendant une parabole (donc pour 3 niveaux successifs de microgravité : 1g puis 1.8g et enfin μg)	75
2.37	Angle de mouillage de gouttes d'eau sur du Téflon en 1g pour plusieurs diamètres de gouttes	75
2.38	Angle de mouillage de gouttes d'eau sur du Téflon en μg pour plusieurs diamètres de gouttes	75
2.39	Gouttes d'eau sur du Téflon : sur la figure de gauche, la goutte est créée en 1g alors que sur la figure de droite la figure est créée en μg	76
2.40	Système de coordonnées pour l'analyse du contour de la goutte	76
2.41	Représentation sans dimension de l'interface des gouttes d'eau pour les 3 niveaux de gravité. Une comparaison est effectuée avec un simple modèle de Young-Laplace ($R_0 = 4$ mm)	77
2.42	Dispositif expérimental utilisé pour la thermographie infrarouge des gouttes en évaporation	78
2.43	Détails sur les support chauffant et son substrat	78
2.44	Evaporation d'une goutte d'éthanol de 4 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur visualisé en caméra infrarouge [Temps total d'évaporation 140s, $T_{substrat} = 48$ °C]	80
2.45	Evaporation d'une goutte d'éthanol de 4 mm de diamètre et 1 mm d'épaisseur visualisé en caméra visible [Temps total d'évaporation 140s, $T_{substrat} = 48$ °C]	81
2.46	Emmissivité globale de 3 fluides : FC-72, méthanol et éthanol en fonction de l'épaisseur optique du fluide dans la bande spectrale de 3 à 5 μm	82
2.47	3 gouttes de FC-72, méthanol et éthanol en évaporation ; apparition de cellules thermoconvectives visualisable si la transmittivité du fluide le permet [$T_{room} = 28$ °C, $T_{substrat} = 52$ °C]	82
2.48	Thermoconvective cell evolution for different substrate temperature with ethanol drops [$T_{room} = 25$ °C]	83
2.49	Non-dimensional evolution od thermoconvective cell for different substrate temperature with ethanol drops [$T_{room} = 25$ °C]	83
2.50	Définition de l'angle de contact d'une goutte sessile	83
2.51	Tour de chute libre de Brisbane, Australie : 25 mètre de haut pour 2.0 secondes de microgravité à $10^{-4}g$	84
2.52	Dispositif expérimental utilisé en Australie pour étudier l'influence de la gravité sur l'angle de mouillage de gouttes posées	84
2.53	Influence de la microgravité sur la forme et l'angle de mouillage de goutte d'eau posées sur des substrats en aluminium et téflon	85
2.54	Variation de la hauteur et du diamètre des gouttes sur téflon et aluminium à la transition de niveau de gravité	86
2.55	Analyse de l'angle de mouillage d'une goutte d'eau sur aluminium par deux méthodes : analyse du contour et analyse au niveau de la ligne triple (25°C sous gravité terrestre)	86
3.1	Front view of the 2D test cell	94
3.2	Side view of the 2D test cell, in the solid the temperature decrease linearly to reach the surface temperature	95
3.3	Top view of the 2D test cell, the confinement thickness can vary	95
3.4	Design de la cellule expérimental prévu pour l'expérience IMPACHT (COMAT)	98
3.5	Design global de l'instrument IMPACHT (COMAT)	98
3.6	Ethanol drop evaporation on PTFE recorded with a visible camera (on the left) and with an infrared camera (on the right). Convection structures are evidenced, the temperature scale is modified to clearly observed the flow structure ($R = 4$ mm and $T_w = 40$ °C.)	99
3.7	Evolution of the convection structure number during the evaporation of an ethanol drop for several surface temperatures	100
3.8	Micro-phase architecture	102
A.1	Evolution du nombre d'heures complémentaires	113

Liste des tableaux

1.1	Etudes expérimentales de l'ébullition convective en mini & microconduites	11
1.2	Études de 1999 à 2009 traitant d'ébullition en microgravité	19
1.3	Publications liées à l'évaporation de gouttes (plusieurs approches sont regroupées : expériences, simulations numériques ou approches théoriques)	34
2.1	Propriétés physiques des liquides utilisés et longueurs capillaires à 25°C et 1 atm	71
3.1	Campagnes de vols paraboliques réalisées ou restant pour mener à bien le projet IMPACHT	96

Références

- [Agostini, 2002] Agostini, B. (2002). *Etude expérimentale de l'ébullition de fluide réfrigérant en convection forcée dans des mini-canaux*. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble 1.
- [Agostini, 2008] Agostini, B. (2008). High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels - part 1 : Heat. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 51 :5400–5414.
- [Agostini and Bontemps, 2005] Agostini, B. and Bontemps, A. (2005). Vertical flow boiling of refrigerant r134a in small channels. *Int. J Heat and Mass Transfer*, 26 :296–306.
- [Ajaev et al., 2002] Ajaev, V., Homsy, G., and Morris, S. (2002). Dynamic response of geometrically constrained vapor bubbles. *J. Colloid Interface Sci.*, 254(2) :346–354.
- [Arlabosse et al., 2000] Arlabosse, P., Reynard, C., and Tadrist, L. (2000). Overview of pool boiling heat transfer studies in variable gravity. In *AIP Conf. Proc.504, Proceedings of STAIF (Space Technology and Applications International Forum)*, pages 44–750.
- [Aussillous, 2002] Aussillous, P. (2002). *Les gouttes enroulées*. PhD thesis, Université Paris VI.
- [Barber, 2009] Barber, J. (2009). *Flow boiling in microcanaux : instabilités and dewetting*. PhD thesis, University of Edinburgh.
- [Barthès, 2006] Barthès, M. (2006). *Ebullition sur site isolé : étude expérimentale de la croissance d'une bulle et des transferts associés*. PhD thesis, Université de Provence.
- [Bergles, 2003] Bergles, A. (2003). Boiling and evaporation in small diameter channels. *Heat Transfer Engineering*, 24(1) :18–40.
- [Bernardin et al., 1997] Bernardin, J. D., Mudawar, I., Walsh, C. B., and Franses, E. I. (1997). Contact angle temperature dependence for water droplets on practical aluminum surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(5) :1017–1033.
- [Betz and Straub, 2001] Betz, J. and Straub, J. (2001). Numerical and experimental study of heat transfer and fluid flow by thermocapillary convection around gas bubbles. *Heat and Mass Transfer*, 37 :215–227.
- [Bigioni et al., 2006] Bigioni, T. P., Lin, X. M., Nguyen, T. T., Corwin, E. I., Witten, T. A., and Jaeger, H. M. (2006). Kinetically driven self assembly of highly ordered nanoparticle monolayers. *Nature Materials*, 5 :265–270.
- [Birdi and Vu, 1993] Birdi, K. S. and Vu, D. T. (1993). Wettability and the evaporation rates of fluids from solids surfaces. *J.Adhes.Sci.Technol.*, 7(6) :485–493.
- [Birdi et al., 1989] Birdi, K. S., Vu, D. T., and Winter, A. J. (1989). A study of the evaporation rates of small water drops placed on a solid surface. *J. Physical Chemistry*, 93 :3702–3703.
- [Bose and Palmer, 1983] Bose, A. and Palmer, H. (1983). Interfacial stability of binary mixtures evaporating at reduced pressure. *J. Fluid Mech.*, 126 :491–506.
- [Bousman et al., 1993] Bousman, W., McQuillen, J., and Wittte, L. (1993). Pressure drop in gas-liquid flow in microgravity. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(5) :837–849.
- [Bower and Mudawar, 1994] Bower, M. B. and Mudawar, I. (1994). High flux boiling in low flow rate, low pressure drop mini-channel and micro-channel heat sinks. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 37(2) :321–334.
- [Brebba and Wrobel, 1984] Brebba, C. and Wrobel, L. (1984). *Boundary Element Techniques*. Springer-Verlag, Berlin and New-York.
- [Brochard and Gennes, 1984] Brochard, F. and Gennes, P. G. D. (1984). Spreading laws for liquid polymer droplets : interpretation of the foot. *J.Phys. Lett.*, 45 :597–602.
- [Brutin, 2003] Brutin, D. (2003). *Ecoulement de liquides en microtubes et ébullition en minicanaux : étude expérimentale et modélisation*. PhD thesis, Université de Provence (Aix-Marseille 1).

- [Brutin and Tadrict, 2004] Brutin, D. and Tadrict, L. (2004). Pressure drop and heat transfer analysis on flow boiling in a minichannel : influence of the inlet condition on two-phase flow stability. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(10-11) :2365–2377.
- [Brutin and Tadrict, 2006] Brutin, D. and Tadrict, L. (2006). Destabilization mechanisms and scaling laws of convective boiling in a minichannel. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 20(4) :850–855.
- [Brutin et al., 2003a] Brutin, D., Topin, F., and Tadrict, L. (2003a). Experimental study of unsteady convective boiling in heated minichannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(16) :2957–2965.
- [Brutin et al., 2003b] Brutin, D., Topin, F., and Tadrict, L. (2003b). A transient method for the liquid laminar flow friction factor in microtubes. *AIChE Journal - Fluid Mechanics and Transport Phenomena*, 49(11).
- [Buffone and Sefiane, 2004] Buffone, C. and Sefiane, K. (2004). Ir measurements of interfacial temperature during phase change in a confined environment. *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 29(1) :65–74.
- [Carey, 1992] Carey, V. P. (1992). *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena*. Hemisphere Publishing Corporation, New York.
- [Celata et al., 2009] Celata, G., Cumo, M., Gervasi, M., and Zummo, G. (2009). Quenching experiments inside 6.0 mm tube at reduced gravity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(11-12) :280–2814.
- [Chandra et al., 1996] Chandra, S., di Marzo, M., Qiao, Y. M., and Tartarini, P. (1996). Effect of liquid-solid contact angle on droplet evaporation. *Fire Safety Journal*, 27 :141–158.
- [Chen et al., 2006] Chen, L., Tian, Y., and Karayiannis, T. (2006). The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regimes in small tubes. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 49 :4220–4230.
- [Chisholm, 1972] Chisholm, D. (1972). An equation for velocity ratio in two-phase flow. Technical report, NEL Report 535.
- [Chung et al., 2004] Chung, P. Y., , and Kawaji, M. (2004). The effect of channel diameter on adiabatic two-phase flow characteristics in microchannels. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 30 :735–761.
- [Cochran, 1970] Cochran, T. H. (1970). Forced-convection boiling near inception in zero-gravity. Technical report, NASA TN D-5612.
- [Colin et al., 1991] Colin, C., Fabre, J., and Dukler, A. E. (1991). Gaz-liquid flow in microgravity conditions. dispersed bubble andslug flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 17(4) :533–544.
- [Cornwell and Kew, 1992] Cornwell, K. and Kew, P. A. (1992). Boiling in small parallel channels. In *International Conference in Eneergy Efficiency in Process Technology*, volume 14594, pages 624–638.
- [Crafton and Black, 2003] Crafton, E. and Black, W. (2003). Heat transfer and evaporation rates of small liquids droplets on heated horizontal surfaces. *Int.J.Heat and mass transfer*, 47 :1187–1200.
- [Crafton and Black, 2004] Crafton, E. F. and Black, W. (2004). Heat transfer and evaporation rates of small liquids droplets on heated horizontal surfaces. *Int.J.Heat and Mass Transfer*, 47 :1187–1200.
- [David et al., 2006a] David, S., Sefiane, K., and Tadrict, L. (2006a). Experimental investigation of the effect of the ambient gas on evaporating sessile drops. *Defect and diffusion forum*, 258-260 :461–468.
- [David et al., 2006b] David, S., Sefiane, K., and Tadrict, L. (2006b). Experimental investigation of the effect of thermal properties of the substrate in the wetting and evaporation of sessile drops. *Colloid and Surfaces A : Physicochem. Eng. Aspects*.
- [de Gennes et al., 2005] de Gennes, P.-G., Borchard-Wart, F., and Quéré, D. (2005). *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin.
- [Deegan et al., 2000] Deegan, R. D., Bakajin, O., and Dupont T.F., Huber G., N. S. W. T. (2000). Contact line deposits in an evaporating drop. *Physical Review E.*, 62(1) :756–765.
- [Demiray and Kim, 2002] Demiray, F. and Kim, J. (2002). Heat transfer from a single nucleation site during saturated pool boiling of fc-72 using an array of 100 micron heaters. In *Proc. AIAA/ASME Thermophysics and heat transfer conference, (St. Louis, 24-26 Juin 2002)*.
- [DiMarco et al., 2003] DiMarco, P., Grassi, W., Memoli, G., Takamasa, T., Tomiyama, A., and Hosokawa, S. (2003). Influence of electric field on single gas-bubble growth and detachment in microgravity. *International Journal of Multiphase Flow*, 29(4) :559–578.
- [Dunn et al., 2008] Dunn, G. J., Wilson, S., Duffy, B., David, S., and Sefiane, K. (2008). A mathematical model for the evaporation of a thin sessile liquid droplet : Comparison between experiment and theory. *Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng. Aspects*, 323 :50–55.
- [Dussan, 1983] Dussan, V. (1983). Moving contact line, in : In waves on fluid interfaces. In Academic Press Inc., N. Y., editor, *Proceedings of a Symposium. 1983. Madison, WI, USA*.

-
- [Erbil et al., 2002] Erbil, H. Y., Michale, G., and Newton, M. I. (2002). Drop evaporation on solid surfaces : Constant contact angle mode. *Langmuir*, 18(7) :2636–2641.
- [Fang et al., 2005] Fang, X., Li, B., E.Petersen, Ji, Y., Sokolov, J., and Rafailovich, M. (2005). Factors controlling the drop evaporation constant. *J. Phys. Chem. B.*, 109(43) :20554–20557.
- [Fritz, 1935] Fritz, W. (1935). Maximum volume of vapor bubbles. *Phys. Z.*, 36 :379.
- [G.Cuccurullo and Berardi, 2002] G.Cuccurullo and Berardi, P. G. (2002). Radiative field and radiometric temperature measurements in a semi-transparent films. *Int. J. Therm. Sci.*, 41 :412–421.
- [Ginet, 1999] Ginet, N. (1999). *Analyse des mécanismes contrôlant la croissance et l’ascension d’une bulle isolée en ébullition nucléée*. PhD thesis, INSA de Lyon.
- [Grandas, 2004] Grandas, L. (2004). *Evaporation d’une goutte sessile : étude expérimentale du transfert de chaleur et de masse*. PhD thesis, Université de Provence (Aix-Marseille 1).
- [Grandas et al., 2005] Grandas, L., Reynard, C., Santini, R., and Tadrist, L. (2005). Experimental study of the evaporation of a sessile drop on a heat wall. wetting influence. *International Journal of Thermal Sciences*, 44(2) :137–146.
- [Grandas et al., 2004] Grandas, L., Santini, R., and Tadrist, L. (2004). Heat transfer induced by evaporation of a sessile drop. influence of wetting surface. In American Institut of Physics, A., editor, *Proceedings of Space technology and applications international forum (STAIF 2004)*, pages 156–163.
- [Grandas et al., 2003] Grandas, L., Santini, R., Tadrist, L., and Steinchen, A. (2003). Etude de la cinétique d’évaporation d’une goutte sessile à partir de mesures thermiques et optiques. In *Proceedings of Thermique et microtechnologies 2003*, Elsevier, Grenoble.
- [Harirchian and Garimella, 2009] Harirchian, T. and Garimella, S. V. (2009). Effects of channel dimension, heat flux, and mass. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 35 :349–362.
- [Hegseth et al., 1996] Hegseth, J., Rashidnia, N., and Chai, A. (1996). Natural convection in droplet evaporation. *Physical Review E*, 54(2) :1640–1644.
- [Henry and Kim, 2004] Henry, C. D. and Kim, J. (2004). A study of the effects of heater size, subcooling, and gravity level on pool boiling heat transfer. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 25 :262–273.
- [Hetsroni et al., 2005] Hetsroni, G., Mosyak, A., Pogrebnyak, E., and Yarin, L. (2005). Fluid flow in micro-channels. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48(10) :1982–1998.
- [Hetsroni et al., 2003] Hetsroni, G., Mosyak, A., Segal, Z., and Pogrebnyak, E. (2003). Two-phase flow patterns in parallel micro-channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 29 :341–360.
- [Hetsroni et al., 2004] Hetsroni, G., Yarin, L., and E.Pogrebnyak (2004). Onset of flow instability in a heated capillary tube. *Int. J. Multiphase Flow*, 30(12) :1421–1449.
- [Hickman, 1952] Hickman, K. (1952). Surface behaviour in the pot still. *Ind. Eng. Chem.*, 44(8) :1892–1902.
- [Hu and Larson, 2002] Hu, H. and Larson, R. (2002). Evaporation of a sessile droplet on a substrate. *J.Phys.Chem.B*, 106 :1334–1344.
- [Hu and Larson, 2005] Hu, H. and Larson, R. (2005). Analysis of the microfluid flow in an evaporating sessile droplet. *Langmuir*, 21(9) :3963–3971.
- [Hu et al., 1998] Hu, H. Y., Peng, X. F., Du, J. H., and Wang, B. X. (1998). Internal flow boiling heat transfer enhanced in vertical tubes with longitudinal microchannels. In *IHTC 11, Séoul, Korea*, pages 267–271.
- [Jacobi and Thome, 2002] Jacobi, A. and Thome, J. (2002). Heat transfer model for evaporation of elongated bubble flows in microchannels. *J. Heat Transfer*, 124(6) :1131–1136.
- [Jiang et al., 2000] Jiang, L., Wong, M., and Zohar, Y. (2000). Phase change in microchannel heat sink under forced convection boiling. In *13th Annual International Workshop on micro electro mechanical systems*, pages 397–402.
- [J.V. Beck, 1985] J.V. Beck, B. B. (1985). *Inverse Heat Conduction, Ill-Posed Problems*. Wiley Inter-Science, New York.
- [Kaminaga et al., 2003] Kaminaga, F., Sumith, B., and Matsumura, K. (2003). Pressure drop in a capillary tube in boiling two-phase flow. In ASME, editor, *1st International Conference on Microchannels and Minichannels - Rochester*, pages 635–642.
- [Kandlikar, 2002] Kandlikar, S. (2002). Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 26(2-4) :389–407.
- [Kandlikar and Grande, 2003] Kandlikar, S. and Grande, W. (2003). Evolution of microchannel flow passages thermohydraulic performance and fabrication technology. *Heat Transfer Eng.*, 24(1) :3–17.

- [Kandlikar, 2001] Kandlikar, S. G. (2001). Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. In *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics - ExHFT-5*, volume 1, pages 129–146. Edizioni ETS - Pisa.
- [Kang et al., 2003] Kang, K. H., Lee, S. J., and Lee, C. M. (2003). Visualization of flow inside a small evaporating droplet. In *5th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Busan, Korea, Sept. 22-24*.
- [Kassem and Rashidinia, 2000] Kassemi, M. and Rashidinia, N. (2000). Steady and oscillatory thermocapillary convection generated by a bubble. *Physics of Fluids*, 12(12) :3133–3146.
- [Katto and Ohno, 1984] Katto, Y. and Ohno, H. (1984). An improved version of the generalized correlation of critical heat flux for the forced convective boiling in uniformly heated vertical tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, pages 1641–1648.
- [Kawahara et al., 2007] Kawahara, M., Kawamura, F., and Yoshimura, M. (2007). A first-principles study on nitrogen solubility in na flux toward theoretical search for a novel flux for bulk gas growth. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 303 :34–36.
- [Kawanami et al., 2007] Kawanami, O., Azuma, H., and Ohta, H. (2007). Effect of gravity on cryogenic boiling heat transfer during tube quenching. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 50 :3490–3497.
- [Kenning et al., 2004] Kenning, D., Yan, Y., and Wen, D. (2004). Saturated flow boiling of water in a narrow channel : time-averaged heat transfer coefficients and correlations. *Appl. Thermal Eng.*, 24 :1207–1223.
- [Kew and Cornwell, 1997] Kew, P. and Cornwell, K. (1997). Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. *Applied Thermal Engineering*, pages 705–715.
- [Kuz, 1991] Kuz, V. (1991). Evaporation of small drops. *J. Appl. Phys.*, 10(15) :7034–7036.
- [Ledinegg, 1938] Ledinegg, M. (1938). Instability flow during natural forced circulation. *Warme*, 61(8) :891–898.
- [Lee et al., 1997] Lee, H., Merte, H. J., and Chiaramonte, F. (1997). Pool boiling curve in microgravity. *Journal Of Thermophysics and Heat Transfer*, 11(2) :216–222.
- [LeNiliot, 2002] LeNiliot, C. (2002). *La méthode des Eléments de Frontière pour la Résolution de Problèmes Inverses en Conduction de la Chaleur : Applications numériques et Expérimentales*. PhD thesis, Université de Provence.
- [Lin et al., 2002] Lin, S., Sefiane, K., and Christy, J. (2002). Prospects of confined flow boiling in thermal management of microsystems. *App. Therm. Eng.*, 22(7) :825–837.
- [Liu, 2000] Liu, L. H. (2000). Identification of temperature profile and absorption coefficient in one-dimensional semitransparent medium by inverse radiation analysis. *Int. Comm. Heat and Mass Transfer*, 27(5) :635–643.
- [Madrid et al., 2007] Madrid, F., Caney, N., and Marty, P. (2007). Flow boiling study in mini-channels. *Heat Transfer Engineering*, 28(8-9) :753–760.
- [Marco and Grassi, 2002] Marco, P. D. and Grassi, W. (2002). Motivation and results of a long-term research on pool boiling heat transfer in low gravity. *International Journal of Thermal Science*, 41(7) :567–585.
- [Moosman and Homsy, 1980] Moosman, S. and Homsy, G. (1980). Evaporating menisci of wetting fluids. *J. Colloid Interface Sci.*, 73(1) :212–223.
- [Moriyama and Inoue, 1992] Moriyama, K. and Inoue, A. (1992). The thermohydraulic characteristics of two-phase flow in extremely narrow channels. *Heat Transfer - Japanese Research*, 21(8) :838–856.
- [Ohta, 1997] Ohta, H. (1997). Experiments on microgravity boiling heat transfer by using transparent heaters. *Nuclear Engineering and Design*, 175 :167–180.
- [Palmer, 1976] Palmer, H. (1976). The hydrodynamic stability of rapidly evaporating liquids at reduced pressure. *J. Fluid Mech.*, 75 :487–511.
- [Peng and Wang, 1993] Peng, X. F. and Wang, B. X. (1993). Forced convection and flow boiling heat transfer for liquid flowing through microchannels. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(14) :3421–3427.
- [Peng and Wang, 1995] Peng, X. F. and Wang, B. X. (1995). Experimental investigation of heat transfer in flat plates with rectangular microchannels. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 38(1) :127–137.
- [Peng and Wang, 1998] Peng, X. F. and Wang, B. X. (1998). Forced-convection and boiling characteristics in microchannels. In *IHTC 11, Séoul, Korea*, pages 371–390.
- [Perigaud and Saurel, 2005] Perigaud, G. and Saurel, R. (2005). A compressible flow model with capillary effects. *Journal of Computational Physics*, 209 :139–178.
- [Phan et al., 2009] Phan, H., Caney, N., Marty, P., Colasson, S., and Gavillet, J. (2009). Surface wettability control by nanocoating : The effects on pool boiling heat transfer and nucleation mechanism. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :5459–5471.

-
- [Piasecka et al., 2004] Piasecka, M., Hozejowska, S., and Poniewski, M. (2004). Experimental evaluation of flow boiling incipience of subcooled fluid in a narrow channel. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 25(2) :159–172.
- [Qu and Mudawar, 2002] Qu, W. and Mudawar, I. (2002). Prediction and measurement of incipient boiling heat flux in micro-channel heat sinks. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 :3933–3945.
- [Qu and Mudawar, 2003a] Qu, W. and Mudawar, I. (2003a). Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks - i : Experimental investigation and assesment of correlations methods. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46 :2755–2771.
- [Qu and Mudawar, 2003b] Qu, W. and Mudawar, I. (2003b). Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks-i. experimental investigation and assessment of correlation methods. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 46(15) :2755–2771.
- [Qui and Dhir, 2002] Qui, D. M. and Dhir, V. (2002). Single-bubble dynamics during pool boiling under low gravity condtions. *Journal of thermophysics and heat transfer*, 16(3) :336–345.
- [Renk et al., 1978] Renk, F., Wayner, P., and Homsy, G. (1978). On the transition between a wetting film and a capillary meniscus. *J. Colloid Interface Sci.*, 67(3) :408–414.
- [Revellin et al., 2008] Revellin, R., Haberschilla, P., J.Bonjour, and Thome, J. (2008). Conditions of liquid film dryout during saturated flow boiling in microchannels. *Chemical Engineering Science*, 63(24) :5795–5801.
- [Revellin and Thome, 2008] Revellin, R. and Thome, J. R. (2008). A theoretical model for the prediction of the critical heat. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 51 :1216–1225.
- [Rioboo et al., 2009] Rioboo, R., Marengo, M., Dall’Olio, S., Voue, M., and Coninck, J. D. (2009). An innovative method to control the incipient flow boiling through grafted surfaces with chemical patterns. *Langmuir*, 25(11) :6005–6009.
- [Roshsenow, 1962] Roshsenow, W. (1962). A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. *Trans ASME*, 84 :969.
- [Ruiz and Black, 2002] Ruiz, O. E. and Black, W. (2002). Evaporation of water droplets placed on a heated horizontal surface. *J.Heat Transfer.*, 124 :854–863.
- [Rymkiewicz and Zapalowicz, 1993] Rymkiewicz, J. and Zapalowicz, Z. (1993). Analysis of the evaporation process for water droplet on flat heated surface. *Int.Comm.Heat Mass Transfer*, 20 :687–697.
- [Salim et al., 2009] Salim, A., Colin, C., and Dreyer, M. (2009). Experimental investigation of a bubbly two-phase flow in an open capillary channel under microgravity conditions. *Microgravity Science and Technology*. DOI 10.1007/s12217-009-9115-y.
- [Saurel and Abgrall, 1999] Saurel, R. and Abgrall, R. (1999). A multiphase godunov method for compressible multifluid and multiphase flows. *Journal of Computational Phycsis*, 150 :425–467.
- [Savino and Fico, 2004] Savino, R. and Fico, S. (2004). Transient marangoni convection in hanging evaporating drops. *Phys. Fluids*, 16(10) :3738–3754.
- [Schonfeld et al., 2008] Schonfeld, F., Graf, K.-H., Hardt, S., and Butt, H. (2008). Evaporation dynamics of sessile liquid drops in still air with constant contact radius. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 51 :3696–3699.
- [Sefiane et al., 1998] Sefiane, K., Benielli, D., and Steinchen, A. (1998). New mechanism for pool boiling crisis, recoil instability and contact angle influence. *Colloids Surf. A Physicochem. Eng. Aspects*, 142(2-3) :361–373.
- [Sefiane et al., 2008] Sefiane, K., Moffat, J., Matar, O., and Craster, R. (2008). Self-excited hydrothermal waves in evaporating sessile drops. *Applied Physics Letters*, 93 :074103.
- [Serret et al., 2008] Serret, D., Brutin, D., Rahli, O., Niliot, C. L., and Tadrist, L. (2008). Convective boiling between 2d plates : shear flow influence on bubble growth, detachment and evolution. In *Proceedings of the ASME 2008 Summer Heat Transfer Conference August 10-14, 2008 - HT2008-56176*.
- [Shahidzadeh-Bonn et al., 2006] Shahidzadeh-Bonn, N., Rafaï, S., Azouni, A., and Bonn, D. (2006). Evaporating droplets. *Journal of fluid mechanics*, 549 :307–313.
- [Silva et al., 2009] Silva, R. D., Ricardo, J., Quibén, J. M., and Thome, J. R. (2009). Flow boiling in horizontal smooth tubes : New heat transfer results for r-134a at three saturation temperatures. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 29 :1289–1298.
- [Sodtke et al., 2007] Sodtke, C., Ajaev, V. S., and Stephan, P. (2007). Evaporation of thin liquid droplets on heated surfaces. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43 :649–657.
- [Sodtke et al., 2006] Sodtke, C., Kern, J., Schweizer, N., and Stephan, P. (2006). High resolution measurements of wall temperature distribution underneath a single vapour bubble under low gravity conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 :1100–1106.

- [Steinke and Kandlikar, 2003] Steinke, M. E. and Kandlikar, S. G. (2003). Flow boiling and pressure drop in parallel flow microchannels. In ASME, editor, *1st International Conference on Microchannels and Minichannels - Rochester*, pages 567–579.
- [Straub, 2000] Straub, J. (2000). Microscale boiling heat transfer under 0g and 1g conditions. *International Journal Thermal Sciences*, 39 :490–497.
- [Tarozi et al., 2007] Tarozi, L., Muscio, A., and Tartarini, P. (2007). Experimental tests of dropwise cooling in infrared-transparent media. *Exp. Therm. and Fluid Sci.*, 31 :857–865.
- [Tartarini et al., 2008] Tartarini, P., Corticelli, M., and Tarozi, L. (2008). Dropwise cooling : Experimental tests by infrared thermography. *Appl. Therm. Eng.*, 29(7) :1391–1397.
- [Thome, 2004] Thome, J. (2004). Boiling in microchannels : a review of experiment and theory. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 25(2) :128–139.
- [Tran et al., 1996] Tran, T., Wambsganss, M., and France, D. (1996). Small circular and rectangular channel boiling with two refrigerants. *International Journal of Multiphase Flow*, pages 485–498.
- [Triplett et al., 1999] Triplett, K. A., Ghiaasiaan, S. M., Abdel-Khalik, S. I., and D.L.Sadowski (1999). Gas-liquid two phase in microchannels - part 1 : Two-phase flow patterns. *International Journal of Multiphase*, 25 :377–394.
- [Tuckerman and Pease, 1981] Tuckerman, D. and Pease, R. (1981). High-performance heat sinking for vlsi. In *IEEE Letters EDL-2*, volume 4, pages 126–129.
- [Tuckermann et al., 2005] Tuckermann, R., Bauerecker, S., and Cammenga, H. K. (2005). Ir-thermography of evaporating acoustically levitated drops. *Int. J. Thermophysics*, 26(2).
- [Ullmann and Braumer, 2006] Ullmann, A. and Braumer, N. (2006). Closure relations for two-fluid models for two-phase stratified smooth and stratified wavy flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 32(1) :82–105.
- [Verthier et al., 2009] Verthier, B., Celata, G., Zummo, G., Colin, C., and Follet, J. (2009). Effect of gravity on film boiling heat transfer and rewetting temperature during quenching. *Microgravity Science and Technology*. DOI 10.1007/s12217-009-9135-7.
- [Wambsganss et al., 1993] Wambsganss, M., France, D., Jendrzejczyk, J., and Tran, T. (1993). Boiling heat transfer in a horizontal small-diameter tube. *J. Heat Transfer Trans. ASME*, 115(4) :963–972.
- [Wang et al., 2003] Wang, X., Watanabe, M., and Shoji, M. (2003). Characteristics of water flow in a vertical microtube. In ASME, editor, *1st International Conference on Microchannels and Minichannels - Rochester*, pages 643–650.
- [Warrier et al., 2002] Warrier, G. R., Dhir, V. K., and Momoda, L. A. (2002). Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 :53–64.
- [Wu and Cheng, 2003a] Wu, H. and Cheng, P. (2003a). Visualizaition and measurements of periodic boiling in silicon micorchannels. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 46(14) :2603–2614.
- [Wu and Cheng, 2003b] Wu, H. and Cheng, P. (2003b). Visualization and measurements of periodic boiling in silicon microchannels. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 46(14) :2603–2614.
- [Wulsten and Lee, 2008] Wulsten, E. and Lee, G. (2008). Surface temperature of acoustically levitated water microdroplets measured using ir-thermography. *Chem. Eng. Sci.*
- [Xu et al., 2005] Xu, J., Gan, Y., Zhang, D., and Li, X. (2005). Microscale boiling heat transfer in a micro-timescale at high heat fluxes. *J. Micromech. Microeng.*, 15(2) :362–376.
- [Yakhno et al., 2003] Yakhno, T. A., Sedova, O. A., Sanin, A. G., and Pelyushenko, A. S. (2003). On the existence of regular structures in liquid human blood serum (plasma) and phase transitions in the course of its drying. *Technical Physics*, 48(4) :399–403.
- [Yao and Chang, 1983] Yao, S. and Chang, Y. (1983). Pool boiling heat transfer in confined space. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26(6) :841–848.
- [Yekta-Fard and Ponter, 1989] Yekta-Fard, M. and Ponter, A. (1989). The influence of vapor environment and temperature on the contact angle drop size relationship. *Journal of Colloid and Interface Science*, 126 :134–140.
- [Yen et al., 2002] Yen, T. H., Kasagi, N., and Suzuki, Y. (2002). Forced convective boiling heat transfer in microtubes at low mass and heat fluxes. In *Workshop on Compact Heat Exchanger, Grenoble*, pages 401–406. Elsevier.
- [Young, 1805] Young, T. (1805). Cohesion of fluids. *Philos. Trans. Soc.*, 95 :65.
- [Zhang et al., 2002] Zhang, H., Mudawar, I., and Hasan, M. M. (2002). Experimental and theoretical study of orientation effects on flow boiling chf. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 :4463–4478.
- [Zhang et al., 2005a] Zhang, H., Mudawar, I., and Hasan, M. M. (2005a). Flow boiling chf in microgravity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48 :3107–3118.

- [Zhang et al., 2005b] Zhang, L., Wang, E., Goodson, K., and Kenny, T. (2005b). Phase change phenomena in silicon microchannels. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48(8) :1572–1582.
- [Zhang and Yang, 1982] Zhang, N. and Yang, W. (1982). Natural convection in evaporating minute drops. *Transactions of the ASME*, 104 :656–662.
- [Zhao et al., 2009] Zhao, J. F., Wan, S. X., Liu, G., Yan, N., and Hu, W. (2009). Subcooled pool boiling on thin wire in microgravity. *Acta Astronautic*, 64 :188–194.
- [Zhao and Rezkallah, 1933] Zhao, L. and Rezkallah, K. (1933). Gas-liquid flow pattern in microgravity conditions. *International Journal of Multiphase Flow*, 19(5) :751–763.
- [Zhao and Rezkallah, 1995] Zhao, L. and Rezkallah, K. (1995). Pressure drop in gas-liquid flow in microgravity. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(5) :837–849.

Résumé

Les travaux présentés dans ce mémoire de HDR sont la synthèse de six années de recherche sur l'influence de la pesanteur lors des transferts de chaleur et de masse par ébullition et évaporation. Dans le premier chapitre de ce mémoire, je présente une synthèse de la littérature depuis 2003 sur mes activités de recherche. Je mets l'accent sur les techniques employées et les approches choisies pour comprendre les phénomènes physiques rencontrés que ce soit en évaporation ou en ébullition. A la fin de chaque section de ce chapitre, je fais le point sur notre positionnement par rapport à ces activités, je retrace le cheminement qui nous amènes à développer les méthodes inverses en conduction de la chaleur appliquées à l'ébullition convective, ou à développer l'imagerie infrarouge aux gouttes en évaporation. Dans le second chapitre de ce mémoire, je détaille les travaux effectués en présentant de manière synthétique les méthodes et outils ainsi que les résultats obtenus. Il ne s'agit pas dans ce chapitre de s'appesantir sur les détails techniques de construction des expériences qui ont déjà été publiés dans les articles en annexe. Dans le troisième chapitre de ce mémoire qui est divisé en deux sections distinctes, je présente dans un premier temps les projets acceptés qui vont démarrer dans les mois à venir. Dans un second temps, je présente des perspectives de recherche au travers de proposition de recherche qui déjà fait l'objet de demande de financement.

Mots-clés: Microgravité, Minicanaux, Ébullition Convective, Évaporation, Thermographie Infrarouge

Abstract

The work presented in this manuscript is the synthesis of six years of research activities about the influence of gravity on heat and mass transfer on boiling and evaporation. In the first part of the manuscript, I present a literature review from 2003 up to now on my research activities. I focus on the techniques and approaches chosen to understand the physical phenomena encountered during boiling and evaporation. At the end of each section of the first chapter I conclude on our position regarding these activities ; I especially recall the road took to develop the inverse methods applied to heat conduction for local flow boiling estimation and to develop the infrared thermography techniques on drop evaporation. In the second chapter, I detail my research activities and I present the work performed, the tool developed and the results obtained. The purpose of this second chapter is not to spend too much time on the technical details which have been already published. The last chapter of this manuscript is divided in two parts : first, I present the accepted projects which will be investigated in the next months ; then in a second part, I present projects which have been submitted to be funded.

Keywords: Microgravity, Minichannels, Flow Boiling, Evaporation, Infrared Thermography