PolyPublie
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Title:	Développement d'une corrélation prédisant l'apparition du FCC dans un tube vertical chauffé uniformément en convection forcée avec un écoulement ascendant d'eau
Auteur: Author:	Samuel Vallery Saint-Hilaire
Date:	2011
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence: Citation:	Saint-Hilaire, S. V. (2011). Développement d'une corrélation prédisant l'apparition du FCC dans un tube vertical chauffé uniformément en convection forcée avec un écoulement ascendant d'eau [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/671/

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: PolyPublie URL:	https://publications.polymtl.ca/671/
Directeurs de recherche: Advisors:	Alberto Teyssedou
Programme: Program:	Génie énergétique

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal

https://publications.polymtl.ca

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

DÉVELOPPEMENT D'UNE CORRÉLATION PRÉDISANT L'APPARITION DU FCC DANS UN TUBE VERTICAL CHAUFFÉ UNIFORMÉMENT EN CONVECTION FORCÉE AVEC UN ÉCOULEMENT ASCENDANT D'EAU

SAMUEL VALLERY SAINT-HILAIRE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)
(AOÛT 2011)

© Samuel Vallery Saint-Hilaire, 2011.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

DÉVELOPPEMENT D'UNE CORRÉLATION PRÉDISANT L'APPARITION DU FCC DANS UN TUBE VERTICAL CHAUFFÉ UNIFORMÉMENT EN CONVECTION FORCÉE AVEC UN ÉCOULEMENT ASCENDANT D'EAU

présenté par: SAINT-HILAIRE Samuel Vallery

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. MARLEAU Guy, Ph.D., président

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. TAPUCU Altan, D.Sc.A., membre

REMERCIEMENTS

Je veux remercier tous ceux et celles qui m'ont aidé à réaliser ce rapport en me donnant les ressources matérielles nécessaires et en partageant leurs connaissances scientifiques, afin que je puisse y parvenir. De ces personnes, je veux souligner l'aide apportée par le défunt docteur Andrei Olekhnovitch*, chercheur au Département de génie physique à l'École Polytechnique de Montréal*, qui a fait preuve d'une grande patience en m'a enseigné les notions de base de la thermo-hydraulique et qui a supervisé mon travail en orientant mes approches d'analyse. Aussi, je veux remercier le docteur Alberto Teyssedou*, professeur titulair*e *du Département de génie physique à l'École Polytechnique de Montréal,* qui a mis à ma disposition le matériel informatique essentiel pour mener à terme ce projet, pour ses conseils techniques et pour son amour contagieux des sciences.

RÉSUMÉ

Le flux de chaleur critique (FCC) est le plus important paramètre thermohydraulique qui détermine le fonctionnement sécuritaire et efficace des systèmes énergétiques thermiques. Il est défini comme celui qui provoque la détérioration soudaine du transfert de chaleur sur une surface où il y a une ébullition, due à son assèchement lors de certaines conditions thermohydrauliques. Ceci peut se traduire par une augmentation soudaine de la température de la surface, et par conséquent causer sa destruction.

Ainsi, une analyse de sûreté adéquate d'un système énergétique thermique doit tenir compte de l'apparition possible du FCC afin d'éviter des conséquences graves. Les industries de production d'énergie nucléaire des efforts considérables pour arriver à comprendre ce phénomène.

À cause de la grande complexité du phénomène critique, les données expérimentales sont principalement à la base du développement des connaissances sur le FCC. Ces données permettent de créer des corrélations et des modèles servant à prédire l'apparition de ce phénomène. Incidemment, elles servent à développer des technologies fiables et sécuritaires. Toutefois, les données expérimentales sur le FCC sont rarement publiées et sont souvent la propriété exclusive des organisations qui les détiennent.

Ce rapport consiste en une recherche bibliographique sur le FCC et en une évaluation qualitative et quantitative des données collectées par différents chercheurs afin de créer une base de données fiable et présentant des résultats de FCC pour plusieurs conditions expérimentales. Une procédure numérique de validation des données a été établie pour assurer leur validité en minimisant les erreurs possibles. Suite à l'analyse des données recueillies, une corrélation permettant de prédire le FCC a été développée.

ABSTRACT

The critical heat flow (CHF) is the most important thermal-hydraulic parameter which determines the safety and the efficiency of thermal energy systems. It is defined as the sudden decrease of the heat transfer coefficient on a heated surface on which boiling or evaporation is taking place.

A good safety analysis of a thermal energy system must take into account the possible occurrence of the CHF conditions in order to avoid their serious consequences. Nuclear and conventional power industries have deployed enormous resources to better understand this phenomenon for pool and flow boilings.

Experimental data form the basis for the advancement development of knowledge on CHF. They make it possible to create correlations and models that help to predict the occurence of this phenomenon. Incidentally, they are used to develop reliable and safe technologies. However, the experimental data on the CHF are seldom published and are often the exclusive property of the organizations which hold them.

This report consists of a literature survey on the CHF and a qualitative and quantitative evaluation of the data collected by various researchers. A numerical procedure for validating the data was established to assure their validity by minimizing the possible errors. Following the analysis of the data collected, a correlation predicting the FCC has been developed.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS III

RÉSUMÉ IV

ABSTRACT V

TABLE DES MATIÈRES VI

LISTE DES TABLEAUX VIII

LISTE DES FIGURES IX

LISTE DES SYMBOLES XI

ABRÉVIATIONS XIII

LISTE DES ANNEXES XIV

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 LE PHÉNOMÈNE DU FLUX DE CHALEUR CRITIQUE 3

1.1 Mécanismes du FCC 3

1.1.1 Ébullition en réservoir 3

1.1.2 Ébullition en convection forcée 6

1.1.2.1 Région d'ébullition nucléée sous-refroidie ou saturée à titre faible 6

1.1.2.2 Région d'ébullition saturée à titre élevé 9

1.2 Effets des paramètres thermohydrauliques sur le FCC 12

CHAPITRE 2 BASES DE DONNÉES SUR LE FCC 25

2.1 Analyse des données sur le FCC 25

2.2 Création d'une base de données sur le FCC 32

CHAPITRE 3 DÉVELOPPEMENT D'UNE NOUVELLE CORRÉLATION SUR LE FCC 36

3.1 Sélection des paramètres à utiliser 36

3.2 Élaboration de la corrélation.....50

CONCLUSION 55

BIBLIOGRAPHIE 57

ANNEXES…….…72

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1: Études portant sur l'effet de la rugosité de surface sur le FCC. 22

Tableau 1.2: Mécanismes du FCC. 23

Tableau 2.1: Conditions expérimentales couvertes par les données du PU-BTPFL [22]. 31

Tableau 2.2: Nombre de points par sources de données. 34

Tableau 2.3: Nombre de points sur le FCC par référence. 35

Tableau 3.1: Critères de sélection de données pour le développement de la corrélation. 54

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1: Courbe d'ébullition en réservoir. 5

Figure 1.2: Mécanisme caractérisant la surchauffe locale lors de la croissance d'une bulle. 7

Figure 1.3: Représentation du FCC par DÉN 8

Figure 1.4: FCC associé à la formation d'un bouchon de vapeur. 9

Figure 1.5: Illustration de l'assèchement dans un tube dans le cas d'un écoulement annulaire. 10

Figure 1.6: Mécanismes du FCC dans la région d'ébullition saturée à titre élevé d'après Olekhnovitch et al. [8]. 12

Figure 1.7: FCC en fonction du titre d'après Groeneveld [10]. 14

Figure 1.8: Influence du flux massique sur le FCC d'après Doroshchuk [12]. 15

Figure 1.9: Tarissement du film de liquide. 17

Figure 1.10: Perte de pression en écoulements diphasiques du titre thermodynamique d'après Tarasova et Leont'ev [13], (D = 8.5 mm; L = 1.2 m; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$; q' = 300 à 500 kW/m^2). 19

Figure 1.11: Représentation du taux de tarissement du film de liquide en fonction du titre d'après Doroshchuk [11]. 21

Figure 2.1: Données expérimentales incohérentes sur le FCC. 27

Figure 3.1: Paramètres caractérisant l'écoulement annulaire-dispersé. 39

Figure 3.2: Mécanismes de transfert de masse entre le noyau et le film de liquide. 40

Figure 3.3: FCC en fonction du titre thermodynamique à la sortie pour des pressions faibles [126]. 43

Figure 3.4: FCC en fonction de la longueur $L_{and}(P_{ent})$ pour des pressions faibles [126]. 44

Figure 3.5: FCC en fonction du titre thermodynamique à la sortie pour des pressions élevées [126]..... 45

Figure 3.6: FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ pour des pressions élevées [126]. 46

Figure 3.7: FCC à des pressions différentes [126]. 47

Figure 3.8: FCC à des diamètres différents [126]. 48

Figure 3.9: FCC à des diamètres différents [126]. 49

Figure 3.10: Comparaison entre les valeurs de FCC mesurées et calculées dans un tube chauffé uniformément (MSD). 54

LISTE DES SYMBOLES

A	aire	[m^2]
D	diamètre interne du tube	[m]
G	flux massique	[kg $m^{-2}s^{-1}$]
h	enthalpie	[J kg^{-1}]
h_l	enthalpie de saturation	[J kg^{-1}]
h_{lv}	enthalpie latente de vaporisation	[J kg^{-1}]
L	longueur chauffée du tube	[m]
P	pression	[bar]
Q	puissance	[W]
q''	flux de chaleur par unité de surface	[W m^{-2}]
S	surface	[m^2]
T	température	[K]
W	débit massique	[kg s^{-1}]
We	nombre de Weber	[-]
x	titre thermodynamique	[-]
x_{inv}	titre thermodynamique correspondant à l'inversion de l'influence du flux massique sur le FCC	[-]
$x_{\Delta P}$	titre thermodynamique correspondant à une diminution des pertes de pression le long du canal	[-]

Symboles grecs

Δ	différence

ρ	masse volumique	[kg m^{-3}]
σ	tension superficielle	[s m^{-2}]

Indices

aj	ajusté
and	annulaire-dispersé
B	Becker
calc	calculé
ch	chauffée
cr	critique
dph	diphasique
ent	entrée
evap	évaporation
exp	expérimental
f	film de liquide
f_0	film de liquide au début de l'écoulement annulaire-dispersé
l	liquide
max	maximum
mes	mesuré
min	minimum
mph	monophasique
p	paroi, particule
r	réduite
sor	à la sortie

sat saturation

sub sous-refroidissement

ABRÉVIATIONS

DÉN	Départ de l'ébullition nucléée
FCC	Flux de chaleur critique
MBÉ	Méthode de balance d'énergie
MSD	Méthode de substitution directe
NBS/NRC	National Bureau of Standards /National Research Council
PU-BTPFL	Purdue University, Boiling and Two-Phase Flow Laboratory

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 : Méthode d'évaluation des données expérimentales sur le FCC 72

ANNEXE 2 : Code du calcul des limites supérieure et inférieure du titre thermodynamique 75

INTRODUCTION

Pour maintenir le fonctionnement des installations produisant de la chaleur, il est nécessaire d'utiliser un système de refroidissement adéquat. Le choix du mode de refroidissement dépend principalement de l'application qui en nécessite l'utilisation. La conception de machines industrielles telles que les générateurs de vapeur, les aimants supraconducteur, les moteurs de fusées ainsi que les réacteurs nucléaires nécessite l'élaboration d'une méthode de refroidissement performante. Par exemple, dans le domaine nucléaire, plus particulièrement dans les réacteurs de type CANDU, on utilise de l'eau lourde comme caloporteur pour évacuer la chaleur produite par les grappes de combustible. Le refroidissement du cœur du réacteur est alors assuré par un écoulement monophasique dans la grande majorité des canaux en périphérie et par un écoulement diphasique pour les canaux situés au centre du réacteur, où on tolère un titre d'environ 4% à la sortie.

Du point de vue du transfert de chaleur, les écoulements diphasiques présentent un avantage majeur lorsqu'ils sont comparés aux écoulements monophasiques. À cause de la chaleur latente de vaporisation transmise de l'eau à la vapeur lors du changement de phase, ils permettent de transporter plus d'énergie qu'un écoulement monophasique. Cette caractéristique de l'écoulement diphasique en fait donc un candidat potentiel aux techniques de refroidissement dans plusieurs applications industrielles dont ceux de la production d'énergie, chimique et l'aérospatial.

Cependant, le refroidissement d'une surface à l'aide d'un écoulement diphasique est limité par le flux de chaleur critique (FCC) qui représente la limite supérieure de la quantité de chaleur que l'on peut enlever d'une surface chauffée. Ce paramètre thermohydraulique détermine essentiellement le fonctionnement sécuritaire et efficace des systèmes énergétiques thermiques. Au-delà du FCC, l'efficacité du refroidissement de la surface diminue et la température de l'élément chauffé augmente rapidement et celui-ci risque d'être détruit.

Afin de prédire les conséquences des accidents, plusieurs études visant à mieux comprendre le FCC ont été réalisées. Les études publiées peuvent être divisées en deux catégories. Les études basées sur le développement des méthodes théoriques, ou analytiques, et les études basées sur des méthodes empiriques. Les méthodes théoriques sont développées en considérant les mécanismes

physiques menant au phénomène critique. Les méthodes empiriques sont principalement basées sur les données expérimentales et l'observation du comportement du FCC en fonction de certains paramètres.

Dans ce rapport, nous développerons une méthode empirique pour la prédiction du FCC. Pour ce faire, nous tenterons d'abord d'expliquer le phénomène critique en présentant les mécanismes en jeu lors de l'apparition du FCC, ainsi que l'effet des certains paramètres sur le FCC. Ensuite, nous ferons une revue des bases de données sur le phénomène critique et nous analyserons les valeurs recueillies afin de créer une base de données fiable sur le FCC. Finalement, nous développerons une corrélation pour prédire le FCC.

CHAPITRE 1 LE PHÉNOMÈNE DU FLUX DE CHALEUR CRITIQUE

Afin de mieux saisir le phénomène du FCC, il est essentiel de bien comprendre les processus de transfert de masse et de chaleur présents dans un liquide en ébullition. Dans ce chapitre, nous considérerons les mécanismes provoquant l'apparition du phénomène critique. Nous discuterons également du comportement de ce phénomène en fonction de certains paramètres thermohydrauliques.

1.1 Mécanismes du FCC

Les mécanismes provoquant l'apparition du FCC diffèrent selon le type d'ébullition pour lesquels ils sont observés. Tout d'abord, nous présenterons les mécanismes présents lors de l'ébullition en réservoir et ensuite les mécanismes présents dans l'ébullition en convection forcée.

1.1.1 Ébullition en réservoir

L'ébullition en réservoir se produit lorsqu'un liquide presque stagnant est en contact avec une surface chauffée et que la température du liquide est égale ou légèrement supérieure à la température de saturation. Plusieurs phénomènes physiques sont observables durant le processus d'ébullition.

En dessous du point d'ébullition, un apport d'énergie fait augmenter la température du liquide ainsi que l'agitation des particules. Lorsque l'énergie transférée atteint l'enthalpie de vaporisation, c-à-d l'énergie nécessaire à une mole de liquide pour passer à l'état gazeux, de petites bulles de gaz apparaissent sur les sites de nucléation : endroits où se forment les premières bulles de vapeur. Durant ce changement de phase, la température du mélange liquide/gaz demeure constante. Lorsque la totalité du liquide passe à l'état gazeux, la température du gaz se met alors à augmenter.

La figure 1.1 montre la courbe d'ébullition de l'eau à la pression atmosphérique. Analysons d'abord le cas où la température de l'élément chauffé est contrôlée de manière à la maintenir à une valeur fixe. Dans la région AB, il se crée un courant de convection à cause du gradient de

température qui cause un gradient de masse volumique. Puisque la masse volumique du liquide chaud est plus faible que celle du liquide froid, le liquide chaud monte à la surface libre où a lieu l'évaporation, alors que le liquide froid descend. Ce mouvement crée un écoulement en convection naturelle et contribue à élever la température du liquide s'il est sous-refroidi et à enlever la chaleur se dégageant de l'élément chauffant. Quand la température de la surface chauffée devient légèrement supérieure à la température de saturation (T_B), les premières bulles de vapeur se forment sur la surface. C'est le début de l'ébullition nucléée. Dans la région BD, l'élévation de la température de l'élément chauffant fait augmenter le taux de génération de bulles de vapeur sur la surface chauffée. Le processus de transfert de chaleur s'en trouve amélioré à cause de la chaleur latente de vaporisation transmise de l'eau à la vapeur lors du changement de phase et de l'agitation induite par le mouvement des bulles. On remarque qu'à partir du point B et jusqu'au point D, une augmentation importante du flux de chaleur provoque un faible accroissement de la température de la surface chauffée. À des flux de chaleur élevés, la génération de bulles devient plus importante. Elles se touchent et certaines d'entre elles fusionnent pour former des colonnes de vapeur ascendantes. Le point D indique la limite de l'ébullition nucléée, où la quantité de liquide capable de remouiller la surface chauffée est restreinte. À ce moment, la température de la surface chauffée augmente et le flux de chaleur diminue. Dans la région D-E, la formation de bulles est si importante qu'il se forme un film de vapeur instable sur la paroi chauffée, de laquelle se détachent à intermittence de grosses bulles de vapeur. Sur la surface chauffée, l'ébullition oscille entre l'ébullition par film de vapeur, c-à-d que la vapeur se forme à l'interface vapeur-liquide pour s'échapper dans la phase liquide, et l'ébullition nucléée. La partie de la surface occupée par la vapeur devient plus grande, et puisque sa conductivité thermique est inférieure à celle du liquide, la température de la paroi augmente alors que le flux de chaleur diminue jusqu'à une valeur minimale connu sous le nom de point de Leidenfrost, (point E). Ce point marque le moment où le liquide n'arrive plus à remouiller la surface chauffée. Dans la région EG, le film de vapeur sur la surface chauffée devient continu et le transfert de chaleur se fait alors par conduction, par convection et par rayonnement. Le transfert de chaleur par rayonnement devient plus important avec l'augmentation de la température de la surface, ce qui fait augmenter le flux de chaleur. Généralement, la vapeur dans

le film de vapeur est surchauffée, ce qui permet à des bulles de vapeur de se former à l'interface liquide-vapeur et de s'échapper dans le liquide.

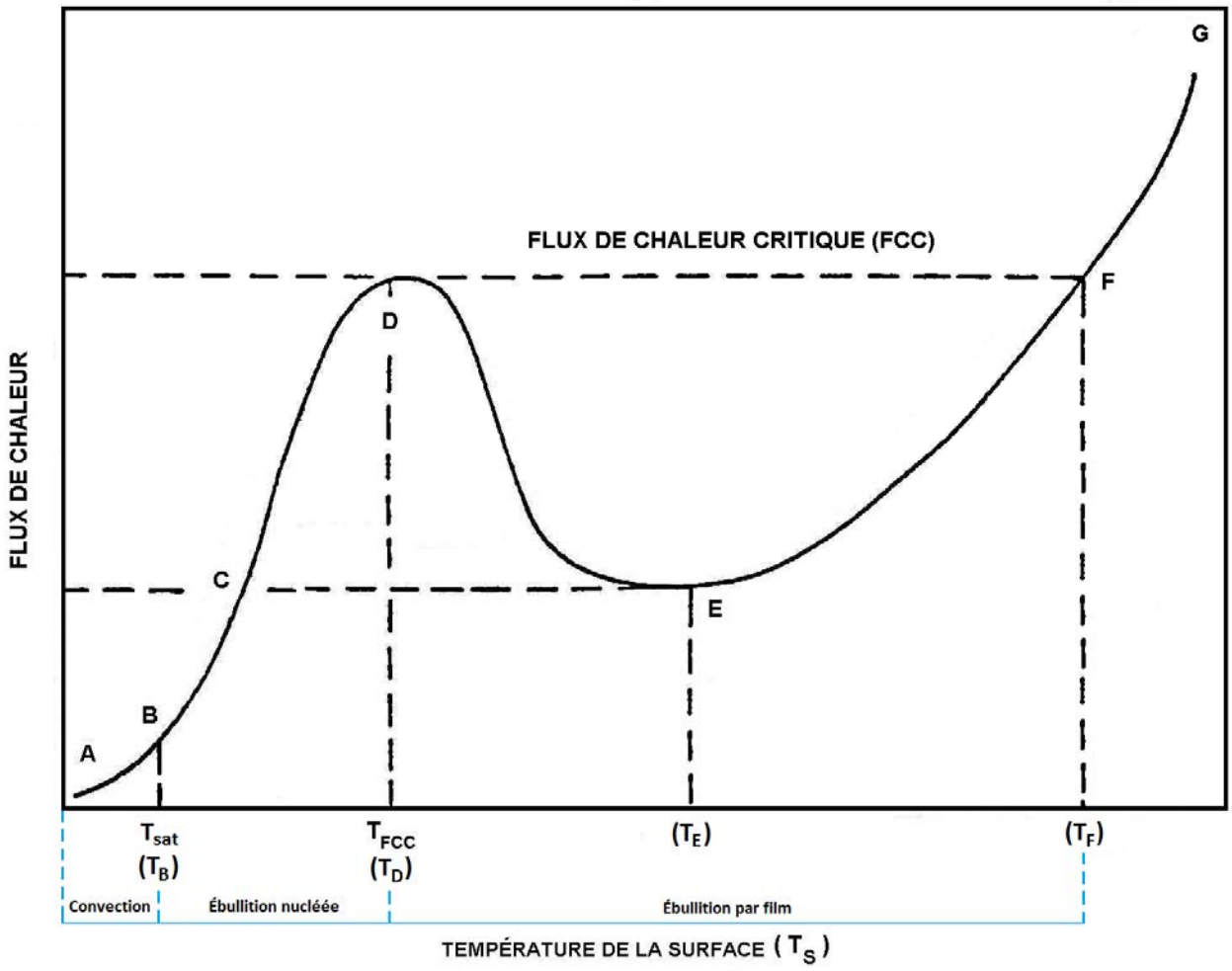

Figure 1.1: Courbe d'ébullition en réservoir.

Pour les systèmes où on contrôle le flux de chaleur appliqué, la forme de la courbe change à partir du point D. À partir de ce point, si le flux de chaleur appliqué dépasse le FCC, les bulles de vapeur forment subitement un film de vapeur qui isole thermiquement la surface chauffée du liquide. Incidemment, la surface chauffée s'assèche et sa température augmente rapidement et substantiellement, (T_D à T_F). Ce phénomène, appelé crise d'ébullition, peut endommager et même causer la destruction de la surface chauffée par caléfaction.

1.1.2 Ébullition en convection forcée

L'ébullition en convection forcée est couramment utilisée dans les systèmes générant des flux de chaleur élevés comme les réacteurs nucléaires, les chaudières, les échangeurs de chaleur et les générateurs de vapeur des installations de production d'énergie. Elle permet de transporter une grande quantité d'énergie thermique à cause de la chaleur latente de vaporisation transmise de l'eau à la vapeur lors du changement de phase et du renouvellement continu du liquide en contact avec la surface chauffée. Cependant, l'ébullition en convection forcée est limitée par le phénomène de flux de chaleur critique. Les mécanismes et les processus de transfert de chaleur présents dans les écoulements bouillants en convection forcée, menant au FCC, font encore l'objet de plusieurs études.

Pour mieux comprendre les facteurs influençant l'apparition du FCC en convection forcée dans un tube chauffé uniformément, on peut séparer le domaine d'existence de l'écoulement diphasique en deux régions: la région d'ébullition nucléée sous-refroidie ou saturée à titre faible et la région d'ébullition saturée à titre élevé. Plusieurs hypothèses ont été émises afin de caractériser les mécanismes du FCC dans chacune de ces régions. On présentera d'abord les hypothèses émises pour la région d'ébullition nucléée sous refroidie ou saturée à titre faible et ensuite de celles concernant la région d'ébullition saturée à titre élevé.

1.1.2.1 Région d'ébullition nucléée sous-refroidie ou saturée à titre faible

Dans la région d'ébullition nucléée sous refroidie ou à titre faible, on propose essentiellement les mécanismes suivants pouvant entraîner un FCC. Ces mécanismes sont :

1. La surchauffe locale provenant de la croissance d'une bulle dans un centre de nucléation;
2. Le regroupement de bulles près de la paroi et la couverture de la paroi par une mince couche de vapeur;
3. La formation de bouchons de vapeur.

Premièrement, l'hypothèse d'une surchauffe locale provenant de la croissance d'une bulle dans un site de nucléation se base sur le fait que lorsqu'une bulle croît, il y a évaporation d'une microcouche de liquide située sous la bulle, comme le montre la figure 1.2. En s'évaporant, le

liquide laisse une surface sèche qui est remouillée lorsque la bulle se détache. Selon Kirby et al. [1], lorsque le flux de chaleur est élevé, la température de la région asséchée augmente très rapidement durant la formation de la bulle. Ainsi, à cause de la température élevée, cette portion de surface sèche ne peut plus être remouillée lorsque la bulle quitte le site de nucléation. La température de la surface continue à augmenter et la région sèche s'étend sur la paroi chauffée. Les expériences ont démontré que ce type d'assèchement ne dépendait que de l'enthalpie locale et qu'aucun effet n'était attribuable à l'écoulement en amont.

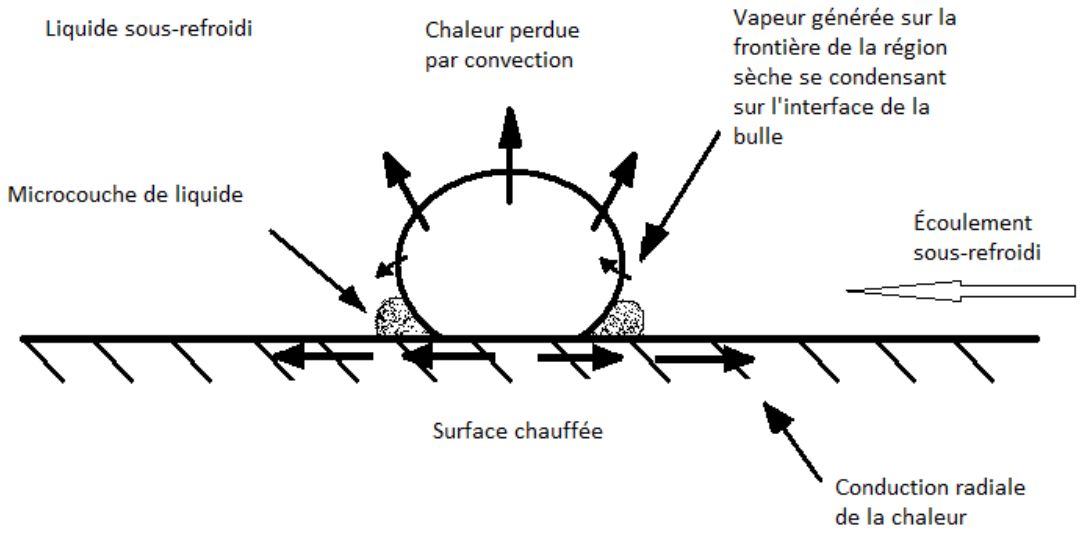

Figure 1.2: Mécanisme caractérisant la surchauffe locale lors de la croissance d'une bulle.

Deuxièmement, l'hypothèse voulant que la surpopulation de bulles sur la surface chauffée d'un tube entraîne un FCC de type caléfaction se base sur le fait que durant l'ébullition nucléée, la densité des sites de nucléation est très élevée et qu'à mesure que le flux de chaleur appliqué augmente, les bulles de vapeur se forment et se détachent de plus en plus rapidement de la paroi du tube. La surface sèche laissée par le départ des bulles de vapeur est aussitôt remouillée par du liquide et d'autres bulles s'y forment. La génération de bulles est si rapide qu'elles s'entassent et fusionnent pour former un film de vapeur continu sur la paroi du tube (figure 1.3). Ce film de vapeur empêche le liquide caloporteur d'être en contact avec la surface chauffée. L'ébullition passe de l'ébullition nucléée à l'ébullition par film et la température de l'élément chauffé

augmente. Cette crise d'ébullition est communément appelée le départ de l'ébullition nucléée (DÉN).

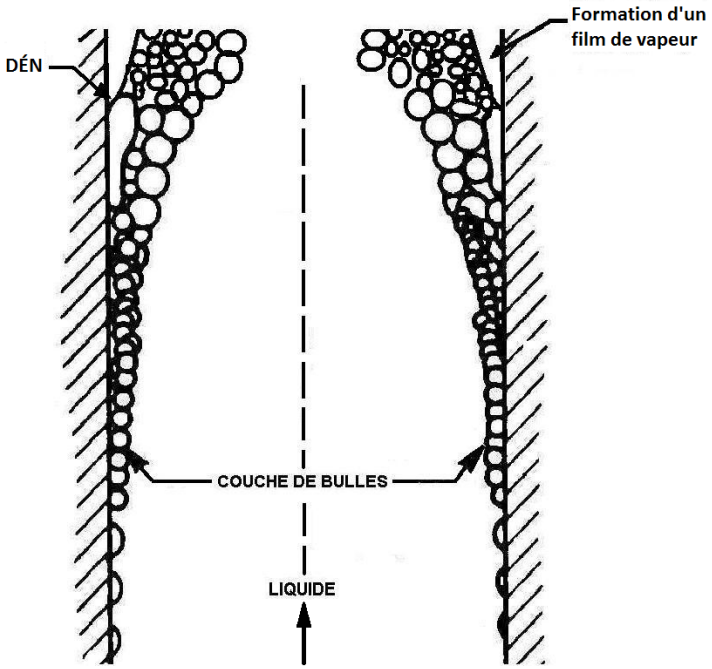

Figure 1.3: Représentation du FCC par DÉN.

Trois mécanismes ont été suggérés pour tenter d'expliquer l'apparition du phénomène du FCC à cause de la surpopulation de bulles de vapeur sur une surface chauffée. Ils peuvent être résumés comme suit :

a. La séparation de la couche limite hydrodynamique, à cause de la génération de vapeur sur la surface chauffée, amène la formation d'une zone stagnante de liquide près de la paroi. La paroi surchauffe rapidement et s'assèche (Kutateladze et al. [2], Tong [3]).

b. La limitation du taux d'évacuation de la vapeur et/ou par le transport axial des bulles mène à l'accumulation de la vapeur sur la surface chauffée et le début du phénomène critique (Hebel et Defarvernier [4]).

c. Les bulles de vapeur dont les sites de nucléation sont voisins fusionnent. À partir de ce moment, la vapeur ne peut plus être produite sous forme de bulles dans cette région. Cela entraîne l'ébullition par film (Maroti [5]).

Troisièmement, selon Fiori et Bergles [6], durant l'écoulement par bouchons, l'assèchement peut se produire à cause de l'évaporation du film de liquide qui sépare le bouchon de vapeur de la surface chauffée (figure 1.4a). Il peut également y avoir un surpeuplement de bulles dans la couche de liquide comprise entre le bouchon et la surface chauffée (figure 1.4b). Cela fait diminuer localement le coefficient de transfert de chaleur et ainsi augmenter la température de la surface du tube.

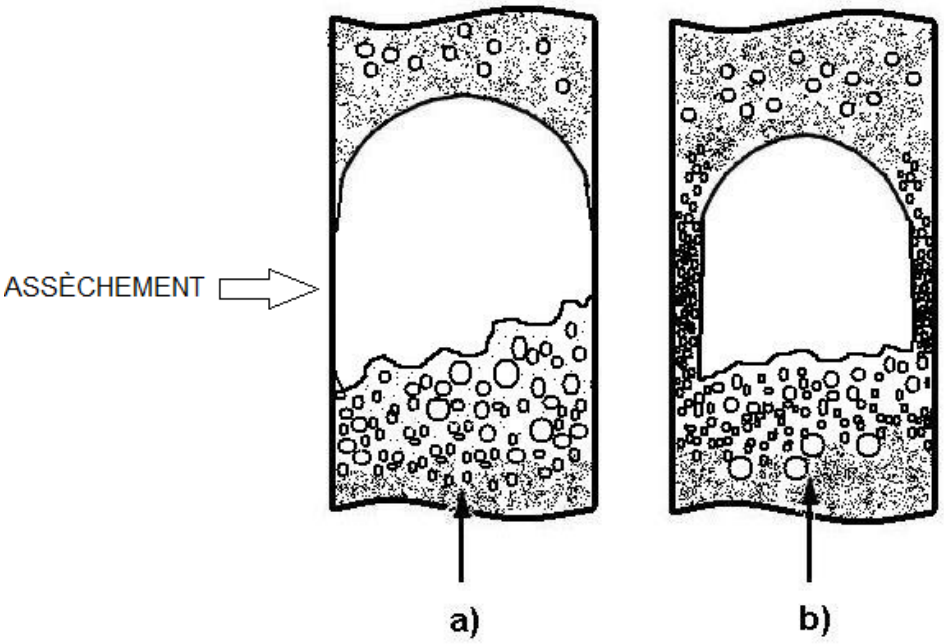

Figure 1.4: FCC associé à la formation d'un bouchon de vapeur.

1.1.2.2 Région d'ébullition saturée à titre élevé

Dans la région d'ébullition saturée à titre élevé, l'écoulement est généralement annulaire. Le phénomène critique est ainsi associé au tarissement du film de liquide sur la surface chauffée, c-à-d lorsque le débit du film de liquide devient nul (figure 1.5).

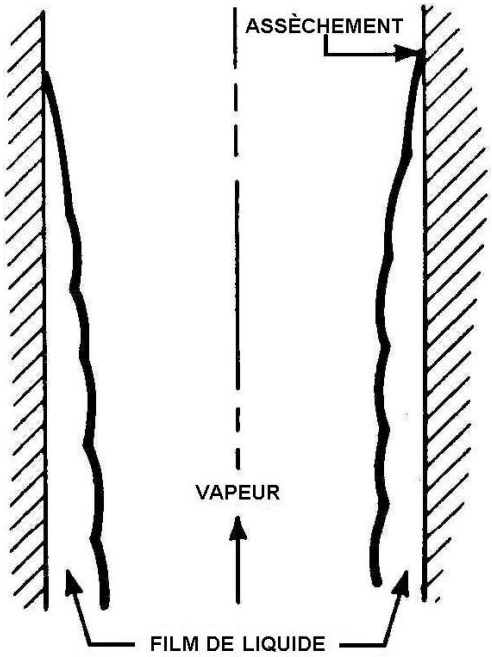

Figure 1.5: Illustration de l'assèchement dans un tube dans le cas d'un écoulement annulaire.

Afin de mieux comprendre le phénomène du FCC dans la région d'ébullition saturée à titre élevé, Hewitt [7] a proposé plusieurs mécanismes. Ils sont énumérés ci-dessous :

a. L'échange massique entre le liquide et le noyau de vapeur conditionne l'assèchement du film. Le transfert de masse peut s'effectuer de différentes manières, soit par :

   - L'évaporation à l'interface liquide-vapeur;
   - L'arrachement de gouttelettes à partir des crêtes des vagues à l'interface liquide-vapeur par la vapeur se trouvant dans le noyau et ayant une vitesse supérieure à celle du film de liquide sur la paroi du tube;
   - L'éjection de gouttelettes par les bulles de vapeur à cause de l'ébullition dans le film de liquide;
   - La précipitation des gouttelettes provenant du noyau de vapeur sur le film de liquide causant des éclaboussures qui sont éjectées dans le noyau de vapeur;

   La figure 1.6a présente un écoulement annulaire dans lequel on observe les différents échanges massiques pouvant s'établir entre le noyau de vapeur et le film de liquide.

b. Le tarissement du film de liquide peut avoir lieu si le débit du film de liquide est inférieur au taux minimum de mouillage. Le taux minimum de mouillage est atteint lorsque le débit de liquide est insuffisant pour vaincre la tension superficielle de l'eau. L'eau tend alors à prendre sa configuration d'énergie minimale, qui est atteinte lorsque sa surface est minimale : une sphère pour une goutte ou une calotte sphérique pour un volume d'eau plus important. Cela favorise la formation de plusieurs zones sèches et donc l'apparition du FCC. Ce phénomène aide également à mieux comprendre l'origine des fluctuations de température juste avant l'atteinte du FCC.

c. La formation de vagues à la surface du film de liquide entraîne une non-uniformité du coefficient de transfert de chaleur à l'intérieur du film. Cela cause une variation de température à l'interface liquide-vapeur et la création de gradients de tension de surface. La tension de surface du liquide est plus faible près de la surface chauffée et augmente au fur et à mesure que l'on s'approche de l'interface liquide-vapeur. Sous l'influence de ces gradients, le liquide se déplace à partir des régions où la tension de surface est faible vers les régions où la tension de surface est élevée. Cette migration de liquide est connue sous le nom de l'effet thermo-capillaire. Elle peut causer des ruptures dans le film de liquide et précipiter le FCC en formant des zones sèches ou «drypatch» (figure 1.6b).

d. Il peut y avoir la formation d'un film de vapeur sous le film de liquide. Son mécanisme est similaire à celui décrit pour la région d'ébullition sous-refroidie ou saturée à titre faible (figure 1.6c).

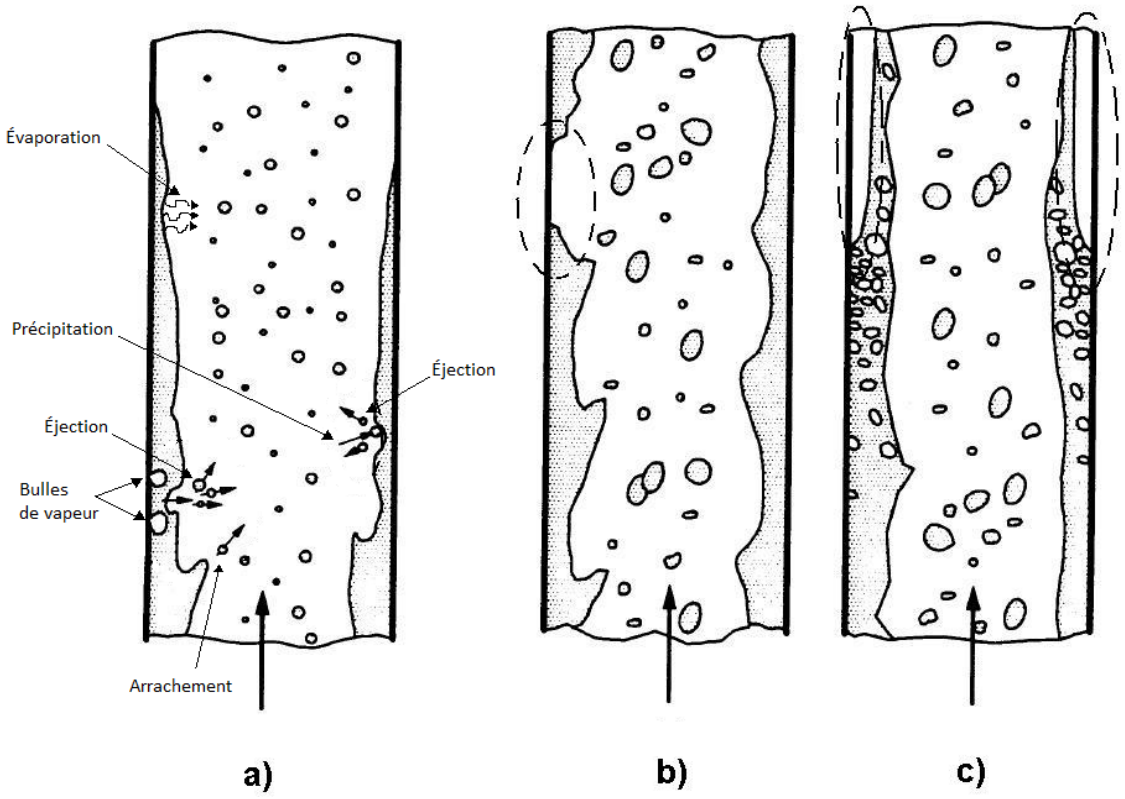

Figure 1.6: Mécanismes du FCC dans la région d'ébullition saturée à titre élevé d'après Olekhnovitch et al. [8].

1.2 Effets des paramètres thermohydrauliques sur le FCC

De nombreuses recherches ont été menées pour arriver à mieux comprendre les effets des paramètres thermo-hydrauliques qui conditionnent l'apparition du FCC. Pour faciliter la compréhension des effets qui ont été observés, il est nécessaire de classer ces paramètres en trois groupes, soit les paramètres physiques, les paramètres d'écoulement et les paramètres géométriques. Les effets qui seront présentés s'appliquent pour un écoulement d'eau en convection forcée dans un tube vertical chauffé uniformément.

La crise d'ébullition dépend essentiellement du débit de liquide caloporteur mouillant la surface chauffée. Les paramètres physiques tels que la taille et la concentration des bulles de vapeur qui se forment sur les parois du tube influencent grandement le flux de chaleur maximal pouvant être appliqué sans que le phénomène critique survienne. Durant l'ébullition nucléée, la surface

chauffée est habituellement recouverte par une couche de bulles de vapeur, à travers de laquelle la chaleur appliquée sur les parois du tube est transférée à l'écoulement de liquide. Une augmentation du flux de chaleur appliqué engendre un accroissement de l'épaisseur de la couche de bulles. Puisque la vapeur n'est pas un bon conducteur thermique, le transfert de chaleur entre le liquide et la surface chauffée se fait de manière moins efficace et la température de la surface chauffée augmente. Cette augmentation de température peut entraîner la surchauffe de la paroi et précipiter la crise d'ébullition. Ainsi, l'épaississement de la couche de bulles indique qu'on approche du FCC et est directement affecté par les paramètres d'écoulement.

Les paramètres d'écoulement tels que le titre (x), le flux massique (G), le sous-refroidissement à l'entrée ($\Delta t_{ent,sub}$) ainsi que la pression ont un effet sur le FCC. La figure 1.7 montre comment varie le FCC en fonction du titre pour différentes valeurs de G. On voit qu'en général, le FCC diminue lorsque le titre augmente. On remarque également que quand le titre est négatif, une augmentation du flux massique fait augmenter le FCC. Cependant, pour des titres élevés, le phénomène inverse se produit ; pour un titre donné, l'accroissement du flux massique fait diminuer le FCC. Selon Groeneveld [9], on peut expliquer ce phénomène à partir des mécanismes régissant le FCC. Lorsque le titre est faible, la crise d'ébullition peut être causée par la formation de bouchons de vapeur, par la surpopulation de bulles près de la paroi formant une couverture de vapeur sur la surface chauffée ou par une surchauffe locale provenant de la croissance d'une bulle dans un site de nucléation. Par conséquent, l'augmentation du flux massique contribue à améliorer l'efficacité du processus d'évacuation des bulles de vapeur situées près de la paroi du tube et détruire ainsi la couche de bulles de vapeur qui se forme sur celle-ci. Cela retarde l'assèchement du tube et augmente le flux de chaleur que l'on peut appliquer avant d'atteindre le FCC. Cependant, pour des titres plus élevés, le phénomène critique se produit à cause du tarissement du film de liquide. Dans ce cas, si on augmente le flux massique, l'interface liquide-vapeur devient plus onduleux et cela a pour conséquence d'augmenter l'entraînement des gouttelettes de liquide dans le cœur de vapeur. Ainsi, le film de liquide s'amincit et s'assèche plus rapidement. Enfin, lorsque le flux massique et le titre sont très élevés, il est probable que les vagues sur l'interface liquide-vapeur n'arrivent plus à se former. L'entraînement des gouttelettes dans le noyau de vapeur diminue jusqu'à arrêter et ne contribue plus à réduire l'épaisseur du film de liquide. Cela a alors pour effet d'augmenter le FCC avec le flux massique.

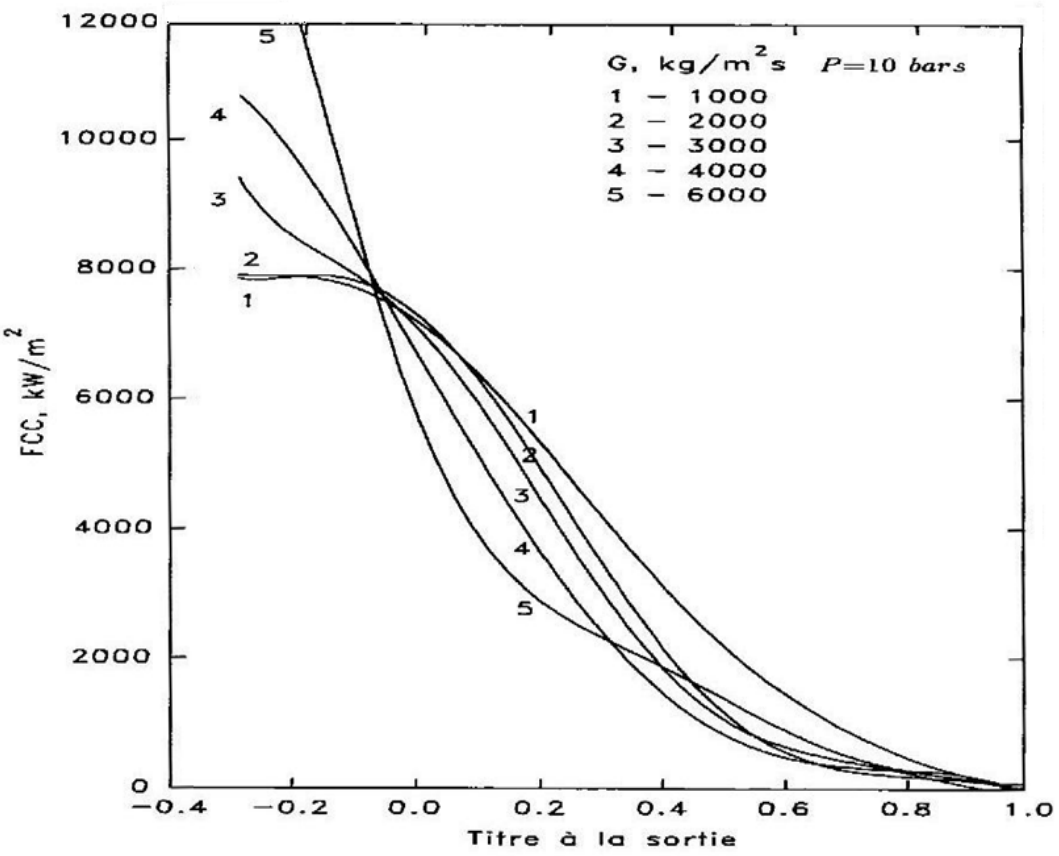

Figure 1.7: FCC en fonction du titre d'après Groeneveld [10].

L'effet du flux massique est illustré à la figure 1.8 en fonction du titre. On y observe que lorsque le sous-refroidissement est élevé, le FCC augmente fortement avec l'accroissement de **G**. On remarque aussi que l'influence du flux massique diminue à mesure que le sous-refroidissement diminue et disparaît complètement au point d'inversion x_{inv} : point au-delà duquel l'accroissement de G fait diminuer le FCC. Pour bien comprendre l'influence de *G* sur le FCC, il faut tenir compte du flux de liquide qui se déplace vers la surface pour remplacer le liquide qui est entrainé par les bulles de vapeur quittant la surface chauffée. Selon Doroshchuk [11], le flux de liquide qui se dépose sur le film de liquide dépend de la résistance hydraulique de la couche bouillante, générée par la vapeur qui s'éloigne du film de liquide, et de la composante transversale de la vitesse turbulente du liquide. La résistance hydraulique de la couche de liquide dépend de son épaisseur et de la concentration en bulles de vapeur à l'intérieur de la couche. En effet, une

augmentation de température fait augmenter l'épaisseur de la couche bouillante et sa concentration en bulles de vapeur. Par conséquent, sa résistance hydraulique augmente. Cela explique pourquoi la crise d'ébullition survient à des flux de chaleur plus faibles.

L'augmentation du flux massique provoque l'accroissement de la composante transversale de la vitesse turbulente, ce qui entraîne l'augmentation du flux de liquide qui se dépose sur la couche de liquide, et par conséquent, l'augmentation du FCC. Ainsi, pour que l'effet de G sur le FCC soit maximal, il faut que le sous-refroidissement soit élevé. En d'autres termes, il faut que l'épaisseur de la couche bouillante soit faible. Inversement, si le sous-refroidissement diminue, la température de la couche bouillante augmente. Elle devient plus épaisse et l'effet de G sur le FCC diminue.

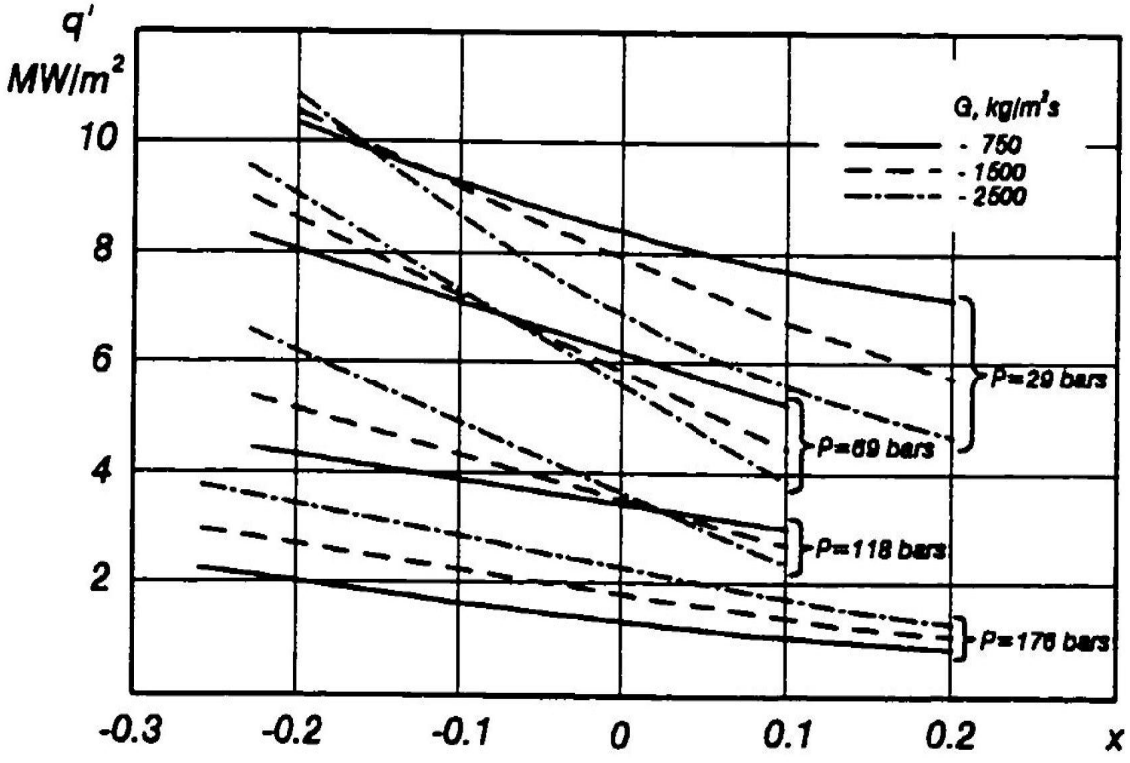

Figure 1.8: Influence du flux massique sur le FCC d'après Doroshchuk [12].

Le flux massique n'a aucune influence quand les bulles de vapeur au centre du canal se regroupent et fusionnent pour former un unique noyau de vapeur. À ce moment, on observe un

écoulement annulaire en déséquilibre thermodynamique qui est caractérisé par de la vapeur saturée dans la partie centrale du tube et un liquide sous-refroidi près de la paroi. Durant la formation de l'écoulement annulaire, plusieurs échanges thermiques et massiques se produisent à l'interface liquide-vapeur. D'une part, la vapeur en contact avec le liquide sous-refroidi se condense et contribue à alimenter la couche de liquide. D'autre part, des bulles de vapeur se forment à partir des sites de nucléation, où la température locale du liquide est quelque peu supérieure à sa température de saturation. Elles quittent la surface chauffée et alimentent le noyau de vapeur. On retrouve également du liquide dans le noyau de vapeur, soit à cause de l'éclatement des bulles de vapeur qui s'échappent du film et de l'éjection de gouttelettes qui s'ensuit ou à cause des gouttelettes d'eau qui se détachent des crêtes des vagues au niveau de l'interface liquide-vapeur. Pour certaines valeurs de flux de chaleur, ces deux facteurs jumelés à la génération de vapeur sur la surface chauffée peuvent provoquer la perte de contact direct entre la phase liquide et la paroi, (Doroshchuk [11]). Au cours du processus de formation de l'écoulement annulaire, l'équilibre thermodynamique est graduellement atteint grâce au flux de chaleur appliqué à la paroi, qui fait augmenter la température moyenne du liquide jusqu'à sa température de saturation. À ce moment, le film de liquide se met à bouillir et les échanges de chaleur et de masse entre les phases liquide et gazeuse s'en trouvent grandement augmentés. Cependant, si avant son tarissement, le film de liquide devient très mince, il ne peut plus y avoir d'ébullition dans ce dernier et les transferts thermique et massique se font par l'évaporation de liquide à l'interface du film.

Il est important de souligner qu'après la formation d'un écoulement annulaire, le FCC dépend essentiellement de l'épaisseur du film de liquide adjacent à la paroi chauffée. La variation de l'épaisseur de ce film dépend de la quantité de gouttelettes de liquide qui sont arrachées ou éjectées dans la phase vapeur, de la quantité de gouttelettes de liquide qui se déposent sur le film de liquide et de la quantité de liquide qui s'évapore.

En résumé, lorsque $x < x_{inv}$, l'augmentation du flux massique favorise l'écoulement du liquide vers la couche bouillante sur la paroi chauffée. Le FCC apparaît alors pour des valeurs de q'' plus élevées. Cependant, lorsque $x > x_{inv}$, une augmentation du flux massique entraîne une diminution de l'épaisseur du film de liquide sur la paroi à cause de l'arrachement accru de liquide sur la

surface onduleuse du film et cela abaisse le FCC. La figure 1.9 montre comment varie le débit massique du film de liquide en fonction de la puissance appliquée. Dans cette même figure, on voit que l'assèchement se produit lorsque le débit massique du film de liquide est nul.

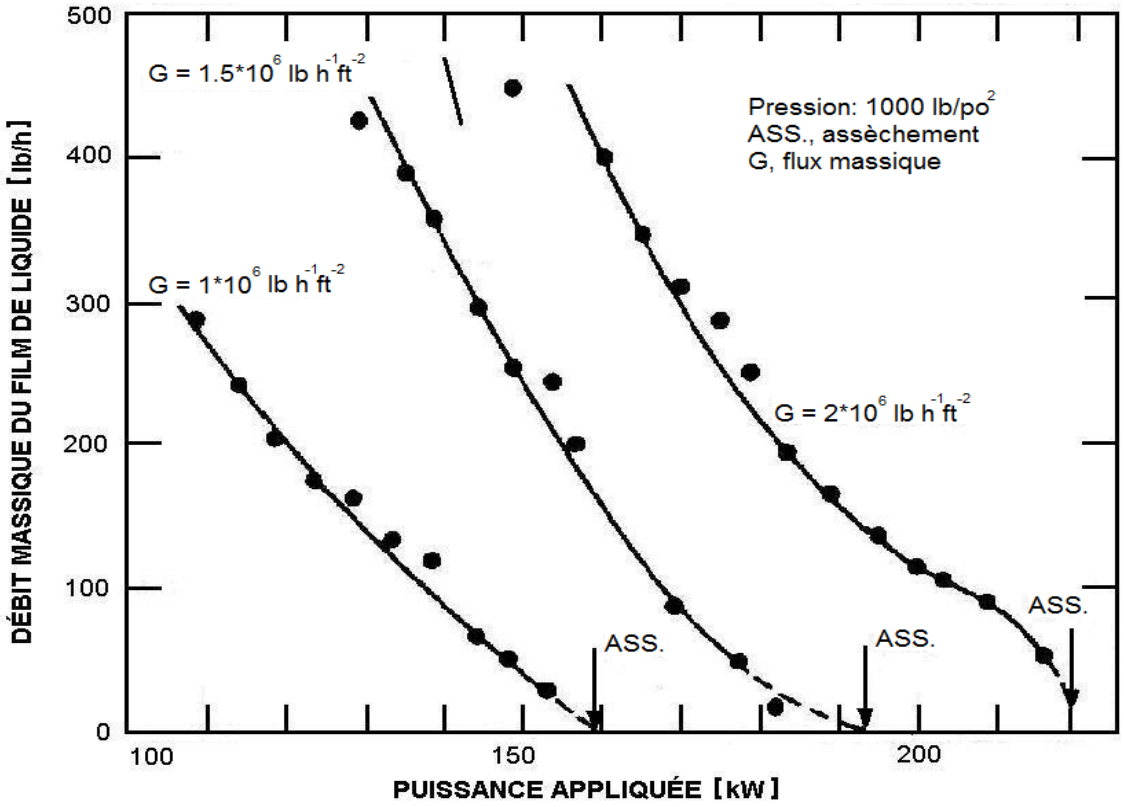

Figure 1.9: Tarissement du film de liquide.

La pression exerce également une influence sur le FCC en affectant les propriétés thermodynamiques de l'eau liquide. Par exemple, on sait que l'augmentation de la pression fait diminuer la chaleur latente de vaporisation ainsi que la différence de densité entre l'eau et la vapeur. Selon Doroshchuk [11], ceci favorise la condensation des bulles de vapeur et fait déplacer le point x_{inv} vers des valeurs de titre plus élevées. On remarque que pour des pressions dépassant 115 bars, x_{inv} prend des valeurs positives (figure 1.8). Doroshchuk [11] affirme également que pour de hautes pressions, et ce même pour des titres élevés, l'épaisseur du film de liquide sur la paroi peut être assez grande pour que l'eau soit en ébullition. Ainsi, l'ébullition peut avoir lieu

dans le film de liquide pour un écoulement sous-refroidi, mais également pour un mélange saturé liquide-vapeur si le titre est en-deçà de x_{inv}. Pour certaines combinaisons de P, G et x, Doroshchuk [11] a remarqué que lorsque le film de liquide devient très mince, les vagues ne se forment plus sur l'interface liquide-vapeur. Cela se produit à partir d'un titre qu'il note $x_{\Delta P}$. À partir de ce titre, il y a une diminution de la perte de pression le long du tube (figure 1.10). Selon Doroshchuk [11], cette diminution peut être expliquée par un changement de la nature du film, c'est-à-dire que pour $x < x_{\Delta P}$, l'interface du film de liquide est très onduleuse, ce qui induit une résistance hydraulique élevée. À partir de $x > x_{\Delta P}$, les vagues ou les ondulations sur l'interface liquide-vapeur disparaissent, ce qui fait diminuer cette résistance. Il faut souligner qu'aucune influence du flux de chaleur n'a été observée sur la valeur de $x_{\Delta P}$ (Tarasova et Leont'ev [13]).

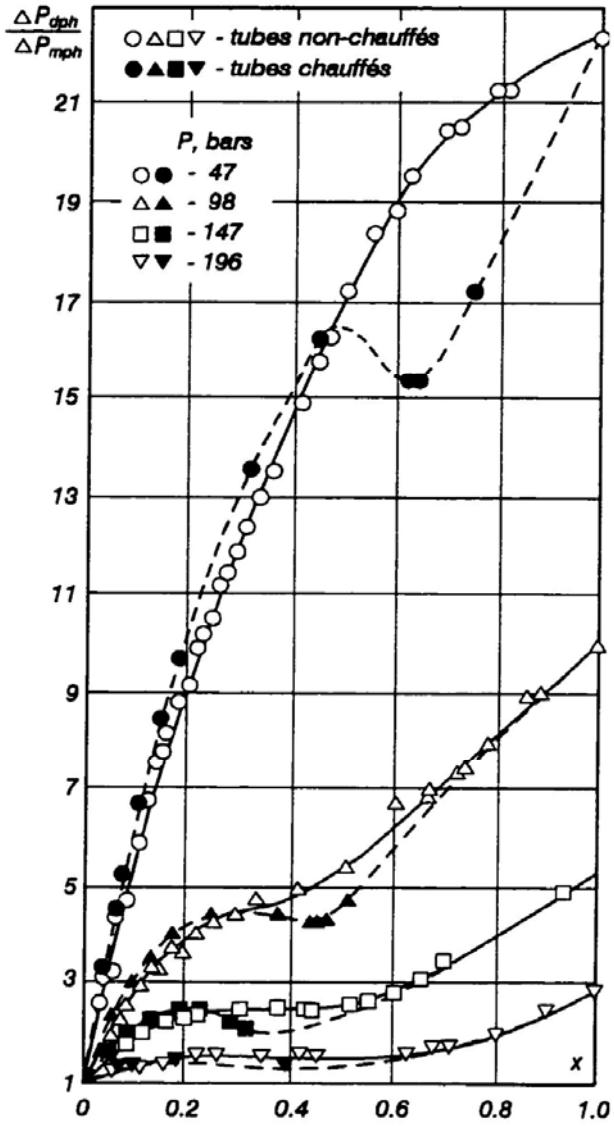

Figure 1.10: Perte de pression en écoulements diphasiques du titre thermodynamique d'après Tarasova et Leont'ev [13], (D = 8.5 mm; L = 1.2 m; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$; q' = 300 à 500 kW/m^2).

Généralement, pour un écoulement annulaire-dispersé, on relie la crise d'ébullition à la disparition du film de liquide sur la paroi. Le plus souvent, on cherche à solutionner ce problème en analysant le bilan de tous les processus d'échanges massique entre le noyau de vapeur et le film de liquide. Cette méthode d'analyse nécessite que l'on considère séparément l'entraînement mécanique du liquide et l'évaporation pour ensuite additionner les effets. Cependant, d'après Doroshchuk [11], cette approche est erronée; il suggère qu'il faut seulement tenir compte de

l'effet qui a la plus grande influence pour un titre donné. Il justifie son raisonnement à l'aide d'une analyse graphique représenté à la figure 1.11. Sur cette figure, on peut voir comment varie le taux de tarissement du film de liquide sous l'action de différents mécanismes en fonction du titre pour une valeur de P, G et q'' donnés. Chaque taux de tarissement du film représente la dérivée du débit massique de liquide s'échappant du film à cause d'un mécanisme correspondant à un titre x. Notons que Doroshchuk utilise le terme entraînement mécanique pour désigner les effets combinés de l'arrachement des gouttelettes et leur précipitation sur le film de liquide pour une pression et un flux massique donnés. La position de la ligne représentant le taux d'évaporation dépend uniquement du flux massique de l'écoulement puisque $W_{evap} = xW = xW_f$. L'éjection de gouttelettes par bulles, causé par l'ébullition dans le film de liquide, commence au titre correspondant à la formation de l'écoulement annulaire et se poursuit jusqu'à une certaine valeur du titre, x_p : titre à partir duquel il n'y a plus d'ébullition dans le film. Selon Doroshchuk [11], le taux de tarissement du film dû à l'action simultanée de l'évaporation et de l'éjection de gouttelettes est plus élevé que le taux d'entraînement mécanique qu'on observe en écoulement adiabatique. Toutefois, cela ne provoque pas toujours la formation d'un microfilm à un titre inférieur à $x_{\Delta P}$. Le facteur déterminant est le rapport des surfaces S_1 et S_2 que l'on peut voir sur la figure 1.11. Si $S_1 < S_2$, le processus de tarissement du film de liquide sur la paroi se produit de la même façon que pour des conditions adiabatiques eau-vapeur; le microfilm se forme au titre $x_{\Delta P}$. Dans le cas opposé, lorsque $S_1 > S_2$, l'amincissement du film de liquide jusqu'à devenir un microfilm se produira à un titre inférieur à $x_{\Delta P}$. Avec l'augmentation de la vitesse massique, la dérivée dW_{evap}/dx croît. La courbe du taux d'évaporation se déplace vers le haut et fait diminuer la surface S_2. La condition $S_1 < S_2$ ne sera plus respectée à partir des flux de chaleur plus faibles.

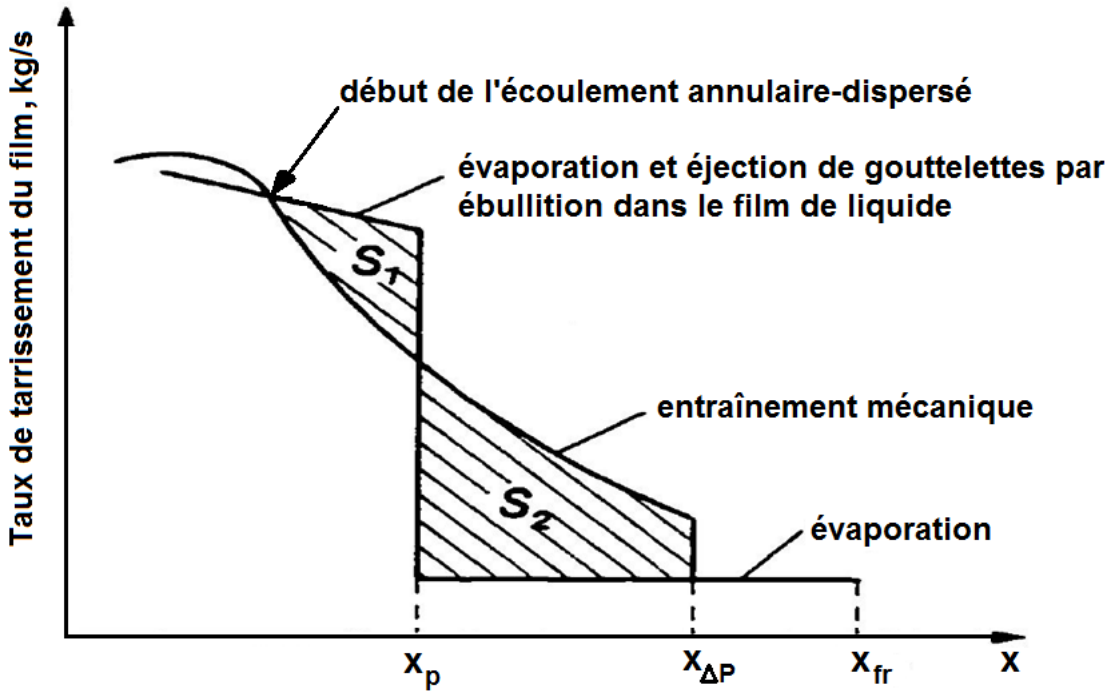

Figure 1.11: Représentation du taux de tarissement du film de liquide en fonction du titre d'après Doroshchuk [11].

Les paramètres géométriques tels que la longueur chauffée et la rugosité ont des effets sur le FCC. En 1980 et en 1981 Doroshchuk a publié deux articles [11] et [12] discutant des effets de la longueur chauffée sur le FCC. Il a comparé l'assèchement dans deux tubes de longueurs et de diamètres différents pour des valeurs de P, G et de q'' identiques. Il a alimenté un tube long par de l'eau sous-refroidie et un tube court par un mélange saturé liquide-vapeur. Il en est venu aux conclusions suivantes. Au fur et à mesure que le flux de chaleur appliqué augmente, l'ébullition dans le film de liquide avec éjection de gouttelettes apparaît dans les deux tubes. Cependant, pour le tube long, l'ébullition survient un peu plus tôt à cause de la présence de zones où le titre est moins élevé, c-à-d où le film de liquide est plus épais que dans le cas d'un tube court. En augmentant davantage la puissance, les zones bouillantes dans les deux tubes s'élargissent jusqu'à ce que la condition $S_1 < S_2$ ne soit plus respectée et que le processus d'assèchement de la paroi dépende de l'évaporation et de l'éjection de gouttelettes par bulles. Cette transformation se produit pour des flux de chaleurs plus élevés dans le tube court.

L'effet de la rugosité du tube sur le FCC a été étudié par plusieurs chercheurs. Le tableau 1.1 résume les conditions expérimentales des différentes études qui ont été menées à ce sujet. De ces travaux, on peut tirer les conclusions générales suivantes :

- Dans un écoulement sous-refroidi, une rugosité élevée augmente l'agitation du liquide et fait augmenter le FCC. Si la hauteur des défauts géométriques de la conduite est inférieure à l'épaisseur de la couche de bulles, l'effet de l'agitation du liquide sur le FCC est non-significatif.
- Lorsque le titre d'un écoulement diphasique est élevé, la rugosité fait augmenter l'entraînement de liquide dans la phase vapeur. Cela réduit l'épaisseur du film de liquide et fait diminuer le FCC.

Tableau 1.1: Études portant sur l'effet de la rugosité de surface sur le FCC.

Références	Hauteur des défauts géométriques [mm]	Liquide sous-refroidi ou saturé à l'entrée	Augmentation ou diminution du FCC par rapport à une surface lisse
Durant and Mirshak [14], [15]	0,33	Sous-refroidi	Augmentation de 100%
Tong et al.[16]	0,064	Sous-refroidi	Aucun effet
Janssen, Levy and Kervinen [17]	0,0076	Saturé	Diminution de 35%
EURAEC [18]	0,064	Saturé	Diminution de 20%

À cause des différentes structures d'écoulement, de la complexité des processus en jeux lors de l'écoulement diphasique, ainsi que des nombreux paramètres régissant le FCC, il est très difficile de prédire l'apparition du phénomène critique à l'aide de modèles théoriques. Le tableau 1.2 fait ressortir cette difficulté en résumant les différents mécanismes en jeux lors de l'atteinte du FCC pour l'ébullition en réservoir et pour l'ébullition en convection forcée dans des tubes verticaux.

Tableau 1.2: Mécanismes du FCC.

Types d'écoulement	Crise	Configuration d'écoulement	Mécanismes	Caractéristiques spéciales
Convection naturelle	Ébullition en réservoir	Déplacement vertical d'un fluide sous l'effet de la poussée d'Archimède provoquée par un changement de température modifiant la densité d'un fluide par rapport à la densité du fluide environnant	Les bulles de vapeur se fusionnement sur la surface chauffée et empêchent le liquide de mouiller la surface; formation d'une couche de vapeur sur l'élément chauffé	Les valeurs de FCC diffèrent selon la géométrie (ex : fil chauffant horizontal, plaque chauffante verticale ou horizontale)
Convection forcée	*Région à titre faible* Départ de l'ébullition nucléée (DÉN)	Formation d'une couche de bulles sur la paroi d'un tube dans lequel il a un écoulement de liquide sous-refroidi	Surchauffe de la surface du tube causée par la couche de vapeur formant un isolant sur l'élément chauffé	Forte augmentation soudaine de la température de la paroi du tube; caléfaction rapide
	Région à titre élevé Assèchement en écoulement annulaire	Noyau de vapeur au centre du tube et film de liquide annulaire sur la paroi d'un tube	Film de liquide annulaire discontinu, présence de régions sèches, tarissement du film de liquide	Augmentation de la température de la paroi du tube; assèchement

En général, on remarque que la crise d'ébullition est causée par le manque de liquide caloporteur en contact avec une surface chauffée. À certains endroits, la surface chauffée ne peut plus être refroidie par le liquide caloporteur. Le coefficient de transfert de chaleur diminue soudainement et cause une excursion rapide de la température de la surface. Le FCC est alors atteint et la paroi du tube risque d'être détruite. Durant tout ce processus, les mécanismes de transfert de chaleur sont influencés par des paramètres physiques, d'écoulement et de géométrie. En effet, ces paramètres influencent la distribution des phases liquide et gazeuse dans les différentes configurations d'écoulement bouillant. Nous avons également souligné que l'effet d'un paramètre donné sur le FCC devait être analysé avec précaution puisqu'il pouvait changer selon les paramètres que l'on gardait constants. Ainsi, pour représenter et étudier le comportement du FCC en fonction d'une variable particulière, il est essentiel d'indiquer toutes celles qui sont gardées constantes.

À cause de ces nombreuses contraintes et difficultés rencontrées lors de l'étude sur le FCC, il n'existe pas encore de modèles théoriques permettant de prédire de manière fiable le FCC. Aujourd'hui encore, on étudie les conditions causant l'apparition du FCC en analysant des bases de données et les scientifiques se servent de ces outils afin de développer des méthodes pour prédire le FCC. L'objectif de mon travail est de collecter plusieurs tables de données sur le FCC et d'analyser les données contenues dans chacune d'elles dans le but de les regrouper pour créer une base de données fiable sur le FCC. Cette base de données servira ensuite à développer une corrélation permettant de prédire le FCC dans un tube vertical chauffé uniformément en convection forcée avec un écoulement ascendant d'eau qui tient compte des effets du diamètre interne des section d'essais.

CHAPITRE 2 BASES DE DONNÉES SUR LE FCC

Les premières données sur le FCC ont été compilées par des chercheurs de Westinghouse Electric en 1958. Leur étude a permis d'identifier 1013 valeurs pour le FCC. Depuis, plusieurs autres études ont été publiées dont celles de Thompson et Macbeth [19], Groenveld et al. [20], Kirillov et al. [21] et Hall and Mudawar [22], pour n'en citer que quelques-unes. Il devient alors avantageux de regrouper les nombreuses données disponibles sur le FCC en une seule base de données, ce qui facilite grandement la recherche bibliographique des points de FCC. Ultimement, l'étude du phénomène critique est facilitée puisqu'une base de données unique met à la disponibilité des chercheurs de nombreuses tables sur le FCC rassemblées en une seule source. Cependant, la création d'une base de données fiable nécessite une analyse approfondie afin de s'assurer de la validité des résultats qui y sont présentés.

2.1 Analyse des données sur le FCC

Les données expérimentales publiées dans la littérature peuvent être entachées d'erreurs de différents types : de mesures, de calcul et de transfert typographique. Les erreurs de mesures peuvent être causées par une défectuosité d'un appareil de mesure ou par des erreurs de manipulations. Certaines variables affichées dans les tables sur le FCC sont obtenues après le traitement des valeurs relevées durant l'expérimentation. Durant ces manipulations de données, plusieurs erreurs de calculs peuvent être commises. Pour analyser les résultats d'expériences sur le FCC, il est avantageux d'utiliser des données disponibles sous format électronique. L'informatisation des données recueillies doit être réalisée minutieusement afin de minimiser les erreurs de transfert typographique pouvant entacher les données électroniques (erreurs de lecture, de frappe, d'inattention, de numérisation). Ces différents types d'erreurs doivent être détectés avant que les données erronées ne soient utilisées pour développer des modèles de prédiction.

Pour évaluer correctement des données sur le FCC, il faut que l'auteur de la table de données ait indiqué des conditions d'entrée et des conditions de sortie. Les conditions d'entrée sont les valeurs mesurées sans avoir à effectuer des calculs, alors que les conditions de sorties sont très souvent des valeurs déterminées à partir de calculs. Par exemple, si la source ne contient que des valeurs du FCC en fonction de P_{sor}, G, D, L et T_{ent}, il n'y aucun moyen de vérifier si l'auteur a

commis des erreurs de manipulation ou si certaines valeurs ont été mal inscrites. Pour valider de telles données, on ne peut que comparer les valeurs de FCC avec des corrélations empiriques. D'autre part, si une base de données contient les conditions d'entrée et de sortie pour chaque valeur de FCC (c-à-d P_{sor}, G, D, L, x_{sor}, T_{ent} ou Δh_{ent}), on peut vérifier la validité des résultats qui y sont répertoriés.

Prenons par exemple la table de la base de données de Thompson and Macbeth [19]. Elle contient un total de 4372 valeurs expérimentales sur le FCC pour un écoulement ascendant d'eau en convection forcée dans un tube vertical chauffé uniformément. Ces valeurs ont fait l'objet d'une étude publiée par Hall et Mudawar [22] qui conclut que seulement 3564 données contenues dans cette table sont fiables. Plusieurs résultats expérimentaux doivent en principe être exclus parce que les sections d'essais étaient soumises à des conditions autres que l'écoulement ascendant d'eau dans un tube vertical (ex., écoulement descendant, écoulement incliné, présence de gaz dissous en grande quantité). Une comparaison point par point de cette base de données avec les sources originales a permis de démontrer que la conservation d'énergie n'était pas respectée pour plusieurs valeurs de FCC. Hall et Mudawar [22] ont également suggéré d'éliminer plusieurs valeurs correspondant aux expériences à grandes fluctuations de flux massique ou de pression. Ils ont également ignoré les points pour lesquels le critère de détection du FCC était visuel. De plus, plusieurs références citées par Thompson and Macbeth [19] étaient incomplètes, erronées ou manquantes. Ces différentes raisons ont justifié l'exclusion de 808 valeurs de FCC.

Entre les années 1950 et 1980, plusieurs organisations ont accumulé de nombreux points sur le FCC dans des tubes ronds. Dans leur article, Kirillov et al. [23] rapportent qu'il est nécessaire d'analyser la fiabilité des données obtenues durant ces années. Ils ont remarqué que les résultats expérimentaux provenant de différentes organisations, sous des conditions nominales (L, D, G, P et Δh_{ent}) identiques, pouvaient être différents. Ils ont émis l'hypothèse que ces différences découlaient du fait que les données avaient été obtenues dans des installations de conception différentes et que la préparation des expériences (e.g., la calibration des thermocouples, la détermination des pertes de chaleur dans l'environnement, etc.) était possiblement incorrecte. De plus, ils ajoutent que les systèmes de mesure n'avaient pas tous la même précision et que, dans

certains cas, ils avaient été utilisés de façon inadéquate. En somme, les procédés expérimentaux de plusieurs laboratoires étaient défaillants.

Afin de vérifier la fiabilité des valeurs sur le FCC, on pourrait comparer deux sources de données avec des conditions nominales semblables. Cependant, il n'existe pas d'études sur le FCC pour lesquelles les conditions expérimentales sont en tous points identiques. Selon Barnett [24], une des façons de vérifier la validité des données sur le FCC est d'examiner la cohérence de celles-ci en traçant la courbe du FCC en fonction d'un paramètre tout en gardant les autres constants. La figure 2.1 présente un exemple d'incohérence. Le FCC y est représenté en fonction du sous-refroidissement à l'entrée pour une pression à la sortie de 4137 kPa, une longueur et un diamètre de conduite de 0,295 m et de 0,005 m respectivement. Ces données proviennent du tableau 5 de DeBortoli et al. [25]. À la figure 2.1 on remarque qu'il y a une séparation entre les données. On voit qu'il y a deux bandes dans lesquelles les valeurs de FCC ont un rapport d'environ 2:1 pour certaines combinaisons de G et de ΔT_{ent}. On peut donc affirmer que ces données ne sont pas fiables à cause de la disparité des valeurs de FCC qui y sont contenues. Ces incohérences sont souvent introduites par des facteurs humains tels qu'une mauvaise lecture d'un instrument de mesure ou par des figures et des graphiques mal identifiés.

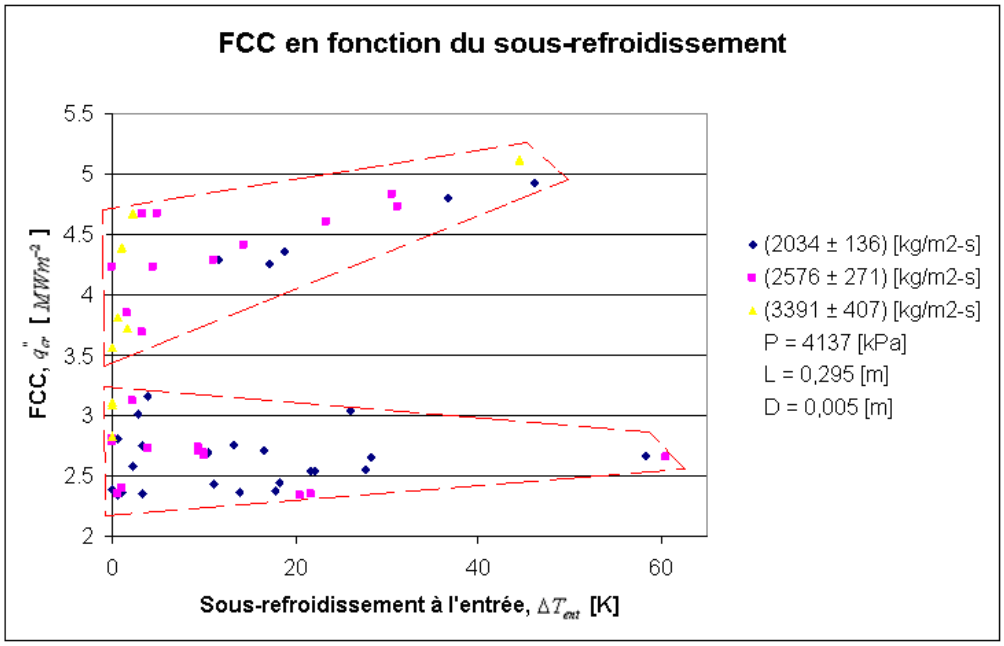

Figure 2.1: Données expérimentales incohérentes sur le FCC.

Les données sur le FCC présentées par Becker et al. [28] ont fait l'objet d'une étude de notre part. Ces données ont été obtenues pour des tubes verticaux, ronds et chauffés uniformément. Au total, ce sont 1650 valeurs de FCC qui sont répertoriées. Les sections d'essais étaient chauffées par effet Joule en utilisant du courant continu. Les données sur le FCC présentées par Becker et al. [28] contiennent les paramètres suivants : P_{sor}, Q, ΔT_{ent}, Δh_{ent}, G, Q/A et x_{sor}. Ainsi, certaines valeurs peuvent être comparées. En négligeant la perte de pression le long de la section d'essais, on peut écrire:

$$h_{ent} = f(P_{ent}, T_{ent}) \approx f(P_{sor}, T_{ent}), \tag{2.1}$$

on utilise la pression, P_{sor}, pour calculer h_{lv}, T_{sat}, ainsi que h_{sat} [1]. On trouve ensuite la température du liquide à l'entrée, T_{ent} en faisant:

$$T_{ent} = T_{sat} - \Delta T_{ent}, \tag{2.2}$$

et le sous-refroidissement à l'entrée en terme d'enthalpie de la manière suivante:

$$\Delta h_{ent} = h_l - h_{ent}. \tag{2.3}$$

On obtient le titre thermodynamique à la sortie à partir de:

$$x = \frac{Q/W - \Delta h_{ent}}{h_{lv}}. \tag{2.4}$$

Pour valider les titres thermodynamiques inscrits dans les données de Becker et al. [28], une méthode d'évaluation des données expérimentales sur le FCC a été développée. Elle se base sur le calcul des valeurs maximales et minimales que le titre thermodynamique peut prendre

[1] Les propriétés thermodynamiques de l'eau ont été calculées avec les fonctions d'approximation de Garland et Hoskins [29].

dépendant de l'incertitude des paramètres qui le déterminent[2]. Les limites supérieure et inférieure du titre thermodynamique sont données par[3] :

$$x_{\max} = \frac{Q_{\max} / W_{\min} - \Delta h * K_{\min}}{h_{lv} * K_{\min}}, \tag{2.5}$$

$$x_{\min} = \frac{Q_{\min} / W_{\max} - \Delta h * K_{\max}}{h_{lv} * K_{\max}}. \tag{2.6}$$

Les valeurs de $K_{\max}$ et de $K_{\min}$ sont déterminées par les expressions suivantes :

$$K_{\max} = 1 + (ERR_G + ERR_B), \tag{2.7}$$

$$K_{\min} = 1 - (ERR_G + ERR_B). \tag{2.8}$$

ERR_G est l'erreur relative maximale possible lors du calcul des propriétés thermodynamiques de l'eau à l'aide des fonctions d'approximation de Garland et Hoskins [29], par rapport à celles données dans les tables du NBS/NRC [30]. ERR_B est l'erreur relative caractéristique pour le calcul des propriétés thermodynamiques de l'eau, lors du traitement des données effectué par Becker et al. [28]. Cette erreur n'est pas connue, mais on suppose que sa valeur maximale possible est de 1%.

Dans la table des données de Becker et al. [28], la mesure de la puissance appliquée (Q) est précise au dixième de kilowatt. Cette valeur peut être représentée par un chiffre arrondi qui est différent du chiffre qui a été mesuré et qui a été utilisé pour le calcul du titre thermodynamique tabulé. Selon les règles d'arrondissement, on arrondi au chiffre supérieur lorsque le chiffre suivant est supérieur ou égal à 5 et au chiffre inférieur lorsque le chiffre suivant est inférieur ou égal à 4. On a donc :

$$Q_{\max} = (Q + 0{,}04)[kW], \tag{2.9}$$

---

[2] Un exemple de calcul est présenté à l'annexe 1.

[3] Le code des calculs permettant d'obtenir les titres $x_{\max}$ et $x_{\min}$ est présenté à l'annexe 2.

$$Q_{\min} = (Q - 0{,}05)[kW] . \tag{2.10}$$

$D_{\max}$ et $D_{\min}$ sont obtenus de manière similaire. La mesure du diamètre est précise au centième de millimètre. On a donc :

$$D_{\max} = (D + 0{,}004)[mm], \tag{2.11}$$

$$D_{\min} = (D - 0{,}005)[mm] . \tag{2.12}$$

Pour calculer $G_{\max}$ et $G_{\min}$, qui sont respectivement les vitesses massiques maximum et minimum de l'eau dans le tube, il faut savoir que ces données sont rapportées avec une précision à l'unité. On a donc :

$$G_{\max} = (G + 0{,}4)[\frac{kg}{m^2 s}], \tag{2.13}$$

$$G_{\min} = (G - 0{,}5)[\frac{kg}{m^2 s}] . \tag{2.14}$$

Aussi, pour calculer $W_{\max}$ et $W_{\min}$, qui sont respectivement les débit massiques maximum et minimum de l'eau dans le tube, il faut aussi tenir compte de $D_{\max}$ et de $D_{\min}$. Ainsi :

$$W_{\max} = G_{\max} * A'_{\max} \text{ où } A'_{\max} = \pi * \frac{D^2_{\max}}{4}, \tag{2.15}$$

$$W_{\min} = G_{\min} * A'_{\min} \text{ où } A'_{\min} = \pi * \frac{D^2_{\min}}{4} . \tag{2.16}$$

En appliquant cette méthode d'évaluation et de validation des données expérimentales sur le FCC sur les données de Becker et al. [28], on conclut que 79 points des 1650 points initiaux sont à l'extérieur des bornes maximales et minimales calculées. On estime que le pourcentage de données erronées est de 4,79%.

L'analyse des données expérimentales sur le FCC est une entreprise difficile puisqu'elles sont rarement publiées. À ce jour, la plus grande base de données sur ce phénomène est celle du *Purdue University-Boiling and Two-Phase Flow Laboratory* (PU-BTPFL). Elle a été compilée à partir de la littérature mondiale et elle répertorie les données sur les écoulements d'eau dans un tube chauffé uniformément obtenues à partir de 1949. Au total, elle contient 32544 points

provenant de plus de 100 sources. Ces données couvrent une large gamme de conditions expérimentales (Tableau 2.1), ce qui en fait un outil de référence et de prédiction important dans le domaine du transfert de chaleur.

Tableau 2.1: Conditions expérimentales couvertes par les données du PU-BTPFL [22].

Paramètres	D	L/D	G	P	ΔT_{ent} *	x_{ent}	ΔT_{sor} **	x_{sor}	q''_{cr}
Unités	mm		kg m^{-2} s^{-1}	bars	°C		°C		MW m^{-2}
Conditions expérimentales	0,25 – 44,7	1,7 – 2484	10 – 134 000	0,7 – 218	0 – -347	-3,00 – 0,00	0 – 305	-2,25 – 1,00	0,05 – 276

* $\Delta T_{ent} = T_{ent} - T_{sat}(P_{ent})$

** $\Delta T_{sor} = T_{sor} - T_{sat}(P_{sor})$

Dans leur article sur la compilation et l'évaluation des données mondiales sur le FCC, Hall et Mudawar [22] ont fait l'inventaire et ont analysé les sources de données sur les écoulements bouillants en convection forcée utilisées pour construire la base de données du PU-BTPFL. Ils ont mené une étude point par point des valeurs qui y sont contenues afin d'en vérifier la fiabilité. Cette étude a révélé que seulement 7% des données étaient à ignorer, et cela en grande partie à cause des données provenant de sources incertaines, des données dupliquées ou en violation du principe de conservation d'énergie. Après évaluation, Hall et Mudawar [22] ont retenu 29560 points sur le FCC pour des écoulements ascendants d'eau dans des tubes verticaux. Les auteurs ont conclu leur analyse en affirmant que cette base de donnée est supérieure aux autres parce qu'elle est exhaustive et que les résultats qu'elle réunit ont été obtenus à partir des sources originales. Malheureusement, la base de données du PU-BTPFL n'est pas disponible à la communauté scientifique et cela a motivé la création d'une nouvelle base de données sur le FCC.

2.2 Création d'une base de données sur le FCC

Le développement d'une corrélation permettant de prédire le FCC, pour des écoulements ascendants d'eau dans des tubes verticaux chauffés uniformément, exige qu'un grand nombre de données expérimentales soit disponible. Pour réussir à assembler une telle base de données, il a fallu trouver différentes sources de données afin de les compiler. En utilisant les références énumérées par Hall et Mudawar [22], nous avons réuni un total de 92 sources sur le FCC pour des écoulements bouillants en convection forcée dans un tube vertical. Le tableau 2.2 présente une revue bibliographique des sources de données qui ont fait l'objet de notre étude, ainsi que le nombre de points que nous avons numérisés pour chacune d'elles.

Après avoir numérisé chacune de ces tables, une vérification systématique de chaque valeur devait être réalisée afin de s'assurer qu'elles correspondaient aux données originales. Les objectifs de notre vérification consistaient donc en une analyse des données afin de détecter des imperfections, soient des erreurs de numérisation, des erreurs typographiques, des données mal répertoriées, et vérifier chacune des valeurs de toutes les sources afin de repérer des données erronées et des erreurs de calcul. Cependant, à cause de la grande quantité de points, une étude point par point n'était pas réalisable dans le cadre de ce projet puisqu'une analyse d'une telle envergure demande beaucoup de temps et de ressources humaines. En effet, nous avons répertorié 27160 points de FCC et pour chaque valeur de FCC il y a 6 paramètres à vérifier. Chaque paramètre contient au moins 4 chiffres significatifs. Ainsi, ce sont 651840 chiffres qu'il faut numériser et vérifier un à un afin de s'assurer que chaque valeur est exacte. Durant notre analyse préliminaire, nous avons remarqué que le logiciel de reconnaissance, Readiris Pro 8, avait des difficultés à identifier certains caractères. En effet, les paires de chiffre 8 et 9, 1 et 7 ainsi que 5 et 6 n'étaient pas fidèlement retranscris. En plus de ce problème récurrent, plusieurs autres défaillances aléatoires de reconnaissance ont été détectées. Même après avoir vérifié point par point toutes les valeurs, il pourrait encore s'y trouver des erreurs d'inattention, de typographies et des données mal répertoriées. Cette première partie de l'évaluation est essentielle puisqu'elle permet de s'assurer que les données numérisées sont fidèlement reproduites. On peut ensuite vérifier si la conservation d'énergie est respectée pour chaque valeur de FCC et poursuivre les étapes de l'analyse des données sur le FCC présentée précédemment.

Après plusieurs mois de travail, nous avons décidé d'arrêter cette analyse. Le temps alloué à cette analyse était trop restreint pour effectuer une évaluation complète de toutes les données recueillies. Puisque notre base de données devait servir à élaborer une corrélation sur le FCC, nous avons poursuivi nos recherches afin de trouver un nombre raisonnable de données expérimentales sur le FCC raisonnable. Nos recherches nous ont permis d'obtenir, de la part de Vinogradov, une base de données sur le FCC pour des écoulements bouillants ascendants d'eau en convection forcée dans des tubes verticaux chauffés uniformément regroupant 10 tables (Tableau 2.3) contenant au total 18427 valeurs de FCC. Veuillez noter que pour des raisons de confidentialité, l'ensemble des données ainsi que le programme informatique utilisés pour élaborer la corrélation sont sur un cédérom qui a été remis séparément au directeur de recherche de ce projet.

Afin de développer une corrélation fiable prédisant le FCC, nous avons élaboré une méthode d'analyse des données afin de nous assurer de leur validité. Cette méthode a été appliquée sur les données contenues dans les tables énumérées au tableau 2.3. Les différentes étapes menant à la création de notre corrélation seront présentées au chapitre suivant.

Tableau 2.2: Nombre de points par sources de données.

Références	Nombre de points	Références	Nombre de points	Références	Nombre de points
Alessandrini et al. [31]	119	Hassid et al. [61]	155	Ornatskii [92]	69
Babarin et al. [32]	163	Hewitt et al. [62]	442	Ornatskii and Kichigin [93]	111
Bailey [33]	20	Hood and Isakov [63]	28	Ornatskii and Kichigin [94]	224
Becker et al. [34]	3473	Isakoff and Measley [64]	10	Pabisz and Bergles [95]	10
Becker [35]	10	Jafri [65]	21	Peskov [96]	748
Becker [36]	160	Jens and Lottes [66]	34	Peskov et al. [97]	264
Becker [28]	1650	Judd et al. [67]	50	Peskov et al [98]	161
Belyakov et al. [37]	679	Kim [68]	508	Peterlongo et al. [99]	313
Bennett et al. [38]	201	Kinoshita [69]	11	Reynolds [100]	115
Bennett [39]	10	Kirillov et al. [70]	2574	Roberts [101]	177
Bennett et al. [40]	12	Ladislau [71]	136	Ruan [102]	210
Bergel'son et al. [41]	336	Lee [72]	68	Ryan [103]	93
Bertoletti et al. [42]	378	Lee and Obertelli [73]	602	Smolin et al. [104]	3019
Bezrukov [43]	60	Lee [74]	274	Stein [105]	247
Biancone et al. [44]	245	Lee [75]	435	Swenson et al. [106]	50
Campolunghi et al. [45]	218	Leung [76]	67	Tain [107]	55
Celata et al. [46]	43	Little and Trenberth [77]	13	Thompson and Macbeth [106]	247
Celata et al. [47]	78	Longo [78]	20	Todreas [107]	37
Ceresa et al. [48]	167	Lowdermilk and Weiland [79]	155	Tramontini et al. [108]	86
Cheng [49]	132	Lowdermilk et al. [80]	563	Vandervort et al. [109]	210
Clark and Rosenhow [50]	89	Matzner et al. [81]	104	Waters et al. [110]	41
Cumo et al. [51]	190	Mayinger et al. [82]	454	Weatherhead [111]	232
DeBortoli and Masnovi [52]	33	McGill and Sibbitt [83]	36	Weatherhead [112]	62
Dell et al. [53]	81	Mudawar and Bowers [84]	174	Weatherhead and Lottes [113]	984
Eicheldinger [54]	26	Nariai et al. [85]	7	Weber and Johannsen[114]	55
Epstein et al. [55]	180	Inasaka et al. [86]	8	Williams and Beus [115]	129
Era et al. [56]	66	Inasaka [87]	124	Wurtz [116]	71
Fiori and Bergles [57]	19	Nilsson [88]	588	Yildiz [117]	785
Greisen [58]	19	Olekhnovitch et al. 1999 [89]	477	Zenkevitch et al. [118]	393
Griffel [59]	402	Olekhnovitch et al. 2008 [90]	343	Zenkevitch [120]	67
Hassid et al. [60]	46	Ornatskii and Vinyarskii [91]	109		
				TOTAL	27160

Tableau 2.3: Nombre de points sur le FCC par référence.

Références	Nombre de points
Peskov et al. [121]	5700
Kirillov et al. [21]	672
Lee [74]	88
Smolin et al. [102]	3019
Lee [75]	433
Kirillov et al. [70]	2517
Zenkevitch et al. [120]	393
Belyakov et al. [37]	533
Becker et al. [34]	3473
Becker et al. [28]	1599
Total	18427

CHAPITRE 3 DÉVELOPPEMENT D'UNE NOUVELLE CORRÉLATION SUR LE FCC

Pour développer une corrélation sur le FCC, il est nécessaire de sélectionner judicieusement les paramètres qui seront utilisés dans la corrélation. Il est alors primordial de mener une étude visant à déterminer les tendances générales du FCC en fonction des paramètres envisagés. Ensuite, il faut établir une procédure qui visera à faire ressortir la relation entre la corrélation et les points de FCC étudiés.

3.1 Sélection des paramètres à utiliser

Dans le cas d'un tube chauffé uniformément, les processus physiques conditionnant le FCC peuvent être caractérisés par des paramètres globaux, tels que la pression, P, le flux massique, G, la géométrie de la conduite, soient la longueur, L, et le diamètre, D, la température du liquide à l'entrée, T_{ent}, ou le sous-refroidissement, Δh_{ent}, et par la puissance appliquée, Q. Ainsi, en ne considérant pas les mécanismes internes de l'écoulement, une corrélation reliant le FCC et les paramètres cités peut être développée. En négligeant les paramètres qui ont une faible influence sur le phénomène critique, tels que le matériau, l'épaisseur de la paroi et la rugosité de la surface chauffée, le FCC peut être représenté, pour une conduite chauffée uniformément, dans la forme suivante:

$$q''_{cr} = f(P, G, D, L, \Delta h_{ent}) \tag{3.1}$$

Étant donné que la pression, le flux massique, le diamètre, la longueur et le sous-refroidissement à l'entrée ne reflètent pas les processus de transfert de masse et de chaleur de façon directe, une corrélation prenant en compte ces paramètres ne peut qu'établir des relations quantitatives, purement mathématiques entre les paramètres sélectionnés. Cela ne permet donc pas d'appliquer une telle corrélation à des conditions d'opération plus complexes telles qu'un chauffage non-uniforme ou l'utilisation de géométries complexes. On utilise souvent le titre thermodynamique à la sortie afin d'analyser le FCC. En effet, ce paramètre d'écoulement permet d'avoir une bonne représentation du FCC parce qu'il est affecté par les mêmes mécanismes physiques que le phénomène critique. On obtient le titre critique à la sortie comme suit:

$$x_{cr} = \frac{h_{l_{ent}} + Q/W - h_l(P_{sor})}{h_{lv}(P_{sor})} \tag{3.2}$$

Pour des tubes chauffés uniformément, on peut supposer que le FCC ne dépend que de *P*, *G*, *D* et x_{cr}. On ignore alors la longueur chauffée du tube en faisant l'hypothèse qu'elle n'influence presque pas le FCC. On arrive alors à diminuer le nombre de paramètres et à représenter le FCC en fonction de *P*, *G*, *D* et x_{cr}. Cela permet d'utiliser, pour un diamètre donné, la méthode de table des valeurs des FCC [123]. Pourtant, des études menées par Zenkevitch et al. [124] et Olekhnovitch et al. [125] ont démontré que dans certaines conditions d'opération, le FCC dépendait grandement de la longueur chauffée, ce qui infirme l'hypothèse posée. On peut tout de même corréler les données pour chaque longueur chauffée séparément. Cette corrélation aura alors le même nombre de paramètre (P, G, D, L, x_{cr}) que l'équation (3.1). Toutefois, l'incertitude sur le titre thermodynamique est plus élevée que celle sur ΔT_{ent}. La représentation du FCC dans les coordonnées (x_{cr}, q''_{cr}) sera moins précise que celle qui utilise les coordonnées $(\Delta T_{ent}, q''_{cr})$.

Afin d'analyser le FCC à des pressions faibles, Olekhnovitch et al. [126] ont développé une nouvelle approche permettant de mieux représenter le phénomène du FCC. Pour ce faire, ils ont introduit la notion de la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé a lieu, L_{and}. Le fondement de cette nouvelle représentation repose sur l'hypothèse suivante. On suppose que le FCC est toujours atteint au moment où se produit l'assèchement du film de liquide sur la paroi dû à l'évaporation. Ainsi, si on ne tient pas compte de la perte de pression le long de la section chauffée, la condition du tarissement du film à la sortie du canal peut être écrite sous la forme suivante :

$$\pi D L_{and} q''_{cr} = h_{lv}(P_{sor})(W_{f0} + \Delta W_f), \tag{3.3}$$

où

L_{and} : longueur sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé à lieu ;

W_{f0} : débit massique du film de liquide au point où l'écoulement annulaire-dispersé se forme ;

ΔW_f : changement total du débit du film de liquide le long de L_{and} causé par différentes raisons mécaniques.

Les mécanismes responsables du changement du débit massique dans le film sont :

- arrachement mécanique de gouttelettes de la surface du film par le flux de vapeur dans le noyau ;
- précipitation de gouttelettes du noyau de vapeur ;
- éjection de gouttelettes du film due à la précipitation de gouttelettes du noyau de vapeur ;
- éjection de gouttelettes due à l'ébullition.

Pour un écoulement adiabatique, l'écoulement annulaire-dispersé se forme à un certain taux de vide ou pour un certain titre d'écoulement qui dépendent de la pression et du flux massique. Il en est de même pour le débit massique du film de liquide qui, au point de la formation de cet écoulement, se détermine par les mêmes paramètres, soient *P* et *G*. Pour les écoulements non-adiabatiques, ce sont la génération de la vapeur sur la paroi chauffée ainsi que l'entraînement du liquide de la paroi vers le centre du canal par les bulles de vapeur en aval du point de la formation de l'écoulement annulaire-dispersé qui affectent le développement de l'écoulement annulaire-dispersé. Puisque la quantité de vapeur générée est étroitement liée à l'intensité du flux de chaleur appliqué, on peut supposer que pour les écoulements non-adiabatiques, le débit massique W_{f0} dépend du flux massique, de la pression et du flux de chaleur :

$$W_{f0} = f_1(G, P, q''_{cr}) . \tag{3.4}$$

Plusieurs facteurs influencent l'intensité du transfert mécanique de masse entre le film de liquide sur la paroi et le noyau de vapeur. Ainsi, pour représenter l'intensité de chacun des processus mentionnés précédemment, il faut utiliser une fonction de tous les paramètres locaux de l'écoulement. Cependant, il est clair que pour une pression, un flux massique et une longueur L_{and} donnés, les principaux paramètres qui influencent le transfert de masse sont le flux de chaleur, q'' et le débit massique, W_{f0} (figure 3.1).

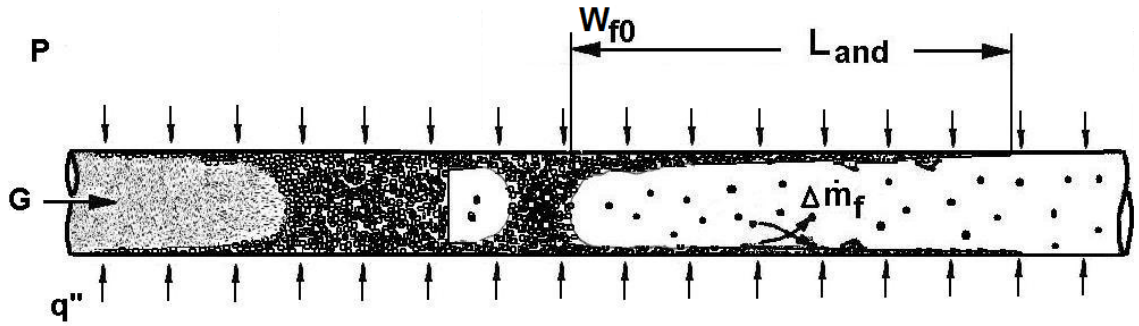

Figure 3.1: Paramètres caractérisant l'écoulement annulaire-dispersé.

Les forces exercées sur les gouttelettes de liquide par la phase vapeur déterminent l'intensité avec laquelle les gouttelettes de liquide précipitent à partir du noyau de vapeur sur le film de liquide et, incidemment, l'intensité avec laquelle les gouttelettes de liquide sont éjectées du film de liquide. Dans la région de l'écoulement annulaire-dispersé, les conditions hydrodynamiques dans le noyau sont régies par le flux de chaleur. Il détermine la vitesse locale de la vapeur ainsi que le flux de vapeur transversal qui peut empêcher les gouttelettes de se déposer sur le film de liquide. L'arrachement mécanique de gouttelettes du film de liquide est favorisé par la force de cisaillement engendrée par la vitesse de la vapeur et le débit massique dans le film de liquide, qui est directement relié au débit initial W_{f0}, à l'intensité de l'évaporation du film et donc au flux de chaleur (figure 3.2). S'il y a une ébullition dans le film de liquide, l'intensité de l'éjection de gouttelettes est uniquement régie par le flux de chaleur puisque plus la quantité d'énergie fournie est grande, plus le nombre de particules liquides ayant atteint l'enthalpie de vaporisation augmente, ce qui fait augmenter l'intensité de l'ébullition et le mouvement des particules d'eau.

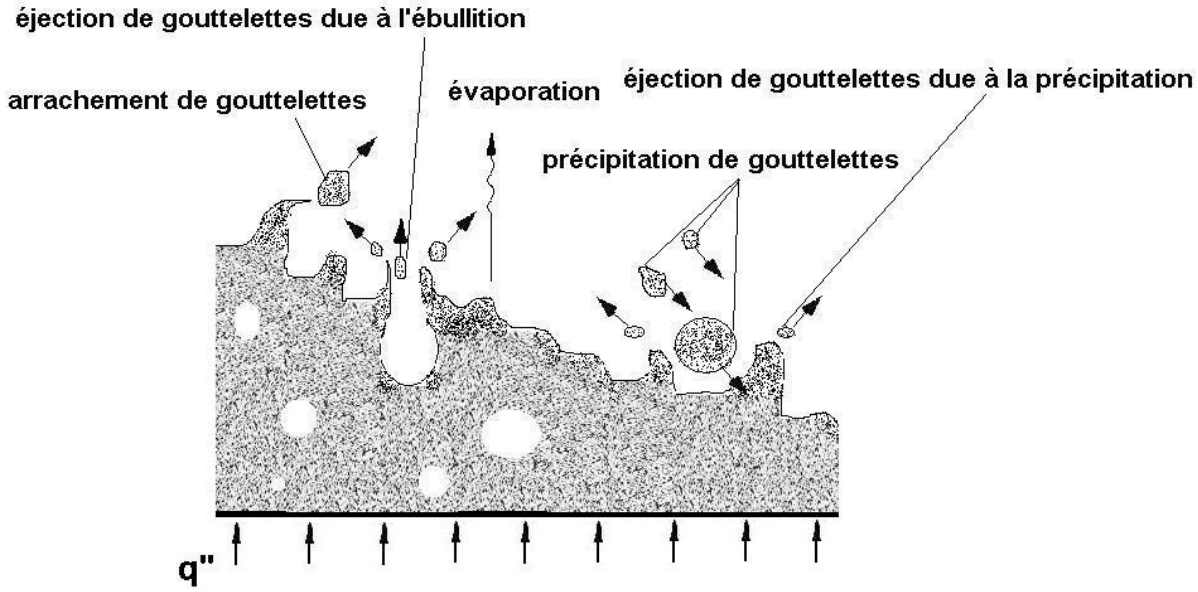

Figure 3.2: Mécanismes de transfert de masse entre le noyau et le film de liquide.

Ces raisonnements permettent de définir le changement total du débit du film le long de L_{and} par une fonction ayant la forme générale suivante:

$$\Delta W_f = f_2(G, P, L_{and}, q''_{cr}). \tag{3.5}$$

Ainsi, on peut réécrire l'équation (3.3) comme suit :

$$\pi D L_{and} q''_{cr} = h_{lv}(P_{sor})\left\{f_1(P, G, q''_{cr}) + f_2(P, G, L_{and}, q''_{cr})\right\}, \tag{3.6}$$

ce qui permet d'écrire :

$$q''_{cr} = f(P_{sor}, G, D, L_{and}). \tag{3.7}$$

À partir du bilan thermique on peut déterminer L_{and}, ce qui requiert l'utilisation du titre critique. On obtient la relation suivante :

$$L_{and} = \frac{G h_{lv}(x_{cr} - x_{and}) D}{4 q''_{cr}}, \tag{3.8}$$

où x_{and} est le titre thermodynamique au début de l'écoulement annulaire-dispersé.

En remplaçant l'expression de L_{and} dans l'équation (3.3), on obtient:

$$x_{cr} = x_{and} + \frac{4}{\pi D^2 G}(W_{f0} + \Delta W_f)\,. \tag{3.9}$$

Cette équation représente la condition nécessaire pour qu'il y ait assèchement de la surface chauffée et donc la condition essentielle pour qu'il y ait l'apparition du FCC. De plus, l'équation (3.9) suggère que le titre critique et le flux de chaleur correspondant à l'assèchement ne sont reliés que d'une façon indirecte. Cela risque alors de compliquer la représentation du FCC en fonction du titre critique. Le titre critique doit également satisfaire le bilan thermique qui est toujours valide, que le phénomène critique se produise ou non:

$$x_{cr} = \frac{1}{h_{lv}}\left(\frac{4\pi L q''_{cr}}{GD} - \Delta h_{ent}\right). \tag{3.10}$$

Cette condition permet d'affirmer que pour établir une relation entre le FCC et le titre critique, il faut tenir compte soit de la longueur chauffée ou du sous-refroidissement à l'entrée. Il est donc préférable d'établir des corrélations sur le FCC dans les coordonnées (L_{and}, q''_{cr}) plutôt que dans celles de (x_{cr}, q''_{cr}).

Pour déterminer la longueur L_{and}, il faut connaître le titre thermodynamique x_{and} correspondant au début de l'écoulement annulaire-dispersé. Afin de déterminer cette valeur, Levitan et Borevski [127] proposent la corrélation suivante :

$$x_{and} = (2{,}7 \pm 0{,}3) We_f^{-0{,}25}\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{-0{,}33}, \tag{3.11}$$

où

$$We = {G^2 D}\Big/{\rho_v \sigma} \tag{3.12}$$

est le nombre de Weber du film de liquide. Cette corrélation a été développée à partir d'une grande base de données obtenue par une étude holographique des écoulements diphasiques

adiabatiques. Notons que l'utilisation de cette corrélation a aussi été recommandée par Levitan et Orlova [128] pour des écoulements non-adiabatiques.

Afin de valider l'utilisation de la longueur L_{and} dans des corrélations sur le FCC, Olekhnovitch et al. [126] ont également comparé le comportement du FCC en fonction du titre à la sortie et de la longueur L_{and}. La figure 3.3 présente le FCC pour un tube de diamètre de 8 mm chauffé uniformément à des pressions faibles (de 0,5 à 3 MPa) en fonction du titre thermodynamique pour des pressions à la sortie et des flux massique donnés. On remarque que la représentation du FCC dans le système de coordonnées (x_{sor}, q''_{cr}) ne permet pas d'observer une tendance générale. La figure 3.3a montre que pour une pression à la sortie de 0,52 MPa, un flux massique de 1000 kg m^{-2} s^{-1} et un titre à la sortie constant, le FCC diminue lorsque la longueur chauffée augmente. De plus, il n'y a pas de continuité entre les données puisque les points expérimentaux sont alignés sur une droite distincte pour chaque longueur chauffée. Le FCC varie peu en fonction du titre à la sortie étant donné que pour chaque longueur chauffée, les valeurs de FCC sont alignés sur une courbe presque horizontale. Par contre, la figure 3.3f présente un comportement fort différent. En effet, pour une pression à la sortie de 1,15 MPa et un flux massique de 4000 kg m^{-2} s^{-1}, il y a une bonne continuité entre les données des différentes longueurs chauffées. Les valeurs expérimentales s'alignent autour d'une seule courbe qui devient presque verticale pour des flux de chaleur inférieurs à 3500 kWm^{-2} et un titre à la sortie d'environ 0,3 (figure 3.3f). À cette valeur, l'augmentation de la longueur chauffée provoque la diminution du FCC et l'influence du titre sur le FCC n'est plus perceptible. La figure 3.3i présente également des points expérimentaux alignés autour d'une seule courbe. Toutefois, celle-ci semble linéaire et ne tend pas à devenir verticale, quel que soit le titre à la sortie.

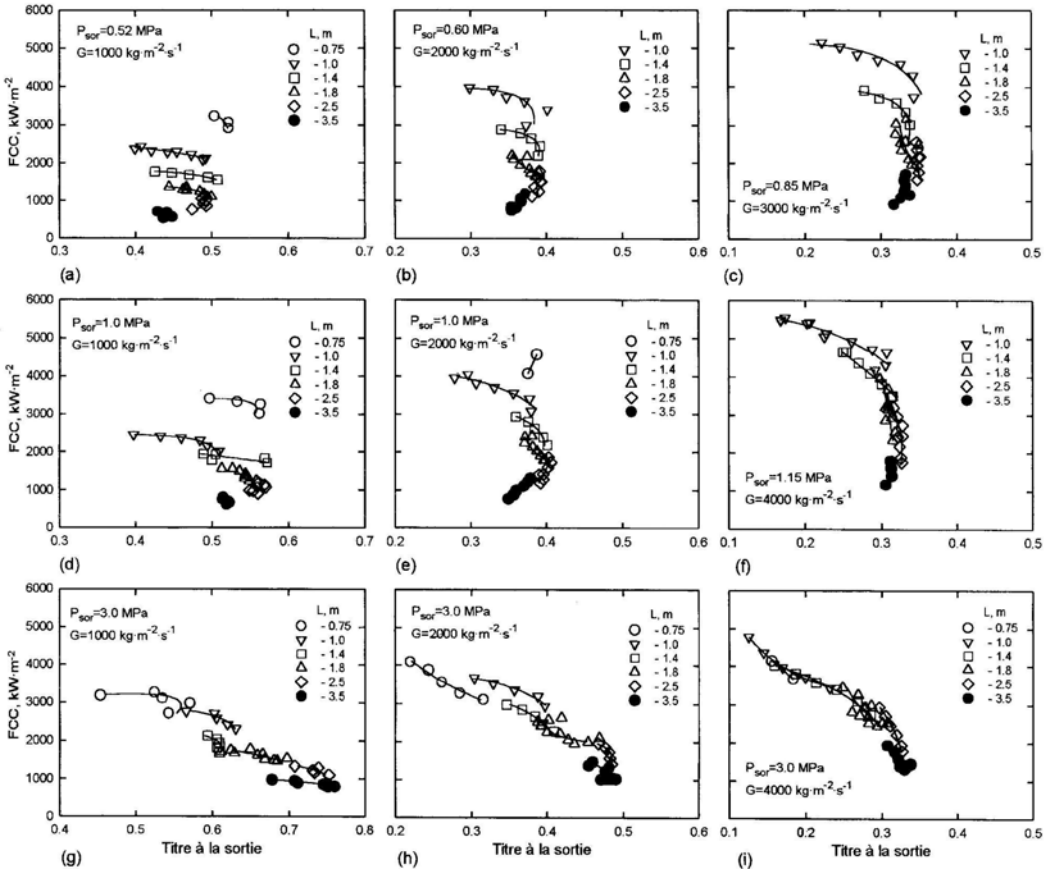

Figure 3.3: FCC en fonction du titre thermodynamique à la sortie pour des pressions faibles [126].

La figure 3.4 présente le FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ pour les mêmes pressions et flux massiques. On remarque que la représentation du FCC dans ce système de coordonnées permet de réduire la dispersion des points expérimentaux et de mieux les regrouper que la représentation traditionnelle du FCC en fonction du titre thermodynamique à la sortie, (x_{sor}, q''_{cr}). De plus, le choix des coordonnées (L_{and}, q''_{cr}) pour représenter le FCC assure une bonne continuité entre les données des différentes longueurs chauffées.

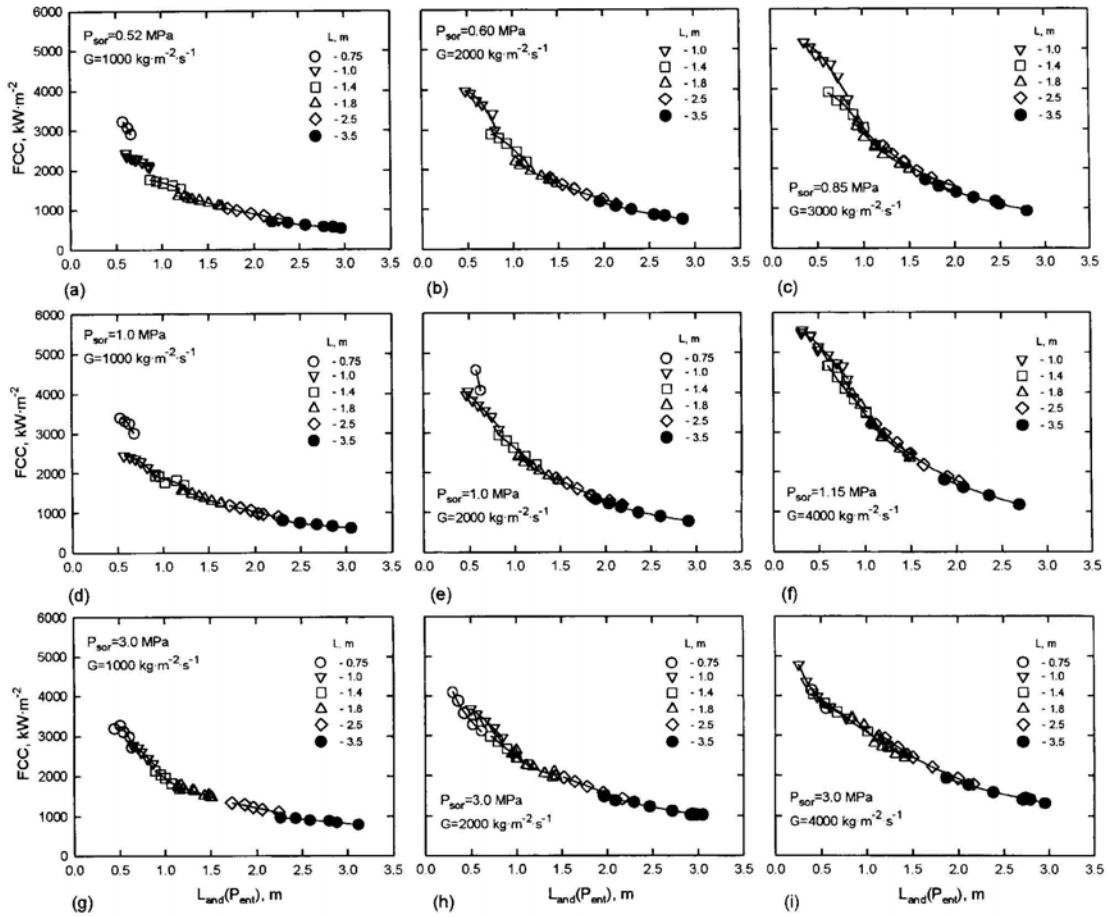

Figure 3.4: FCC en fonction de la longueur $L_{and}(P_{ent})$ pour des pressions faibles [126].

La même analyse a été menée pour des pressions plus élevées, soit pour $P > 10MPa$. La figure 3.5 montre les résultats de cette étude pour des tubes de différents diamètres et de longueurs chauffées allant de 1 à 6 m. Ces graphiques présentent le FCC en fonction du titre à la sortie. En général, on y observe les mêmes tendances que celles qui caractérisent les écoulements à des pressions faibles, soit une dispersion des points assez élevée. Aux figures 3.5b, c, g et h, la dispersion est si élevée qu'il se forme un nuage de points. De plus, aux figures 3.5a, b, g, h et i, on s'aperçoit qu'en-deçà d'un titre à la sortie de 0,4, le FCC diminue lorsque le titre à la sortie augmente. Cependant, à partir d'un titre de 0,5, le FCC continue à diminuer mais le titre à la sortie se met à décroître.

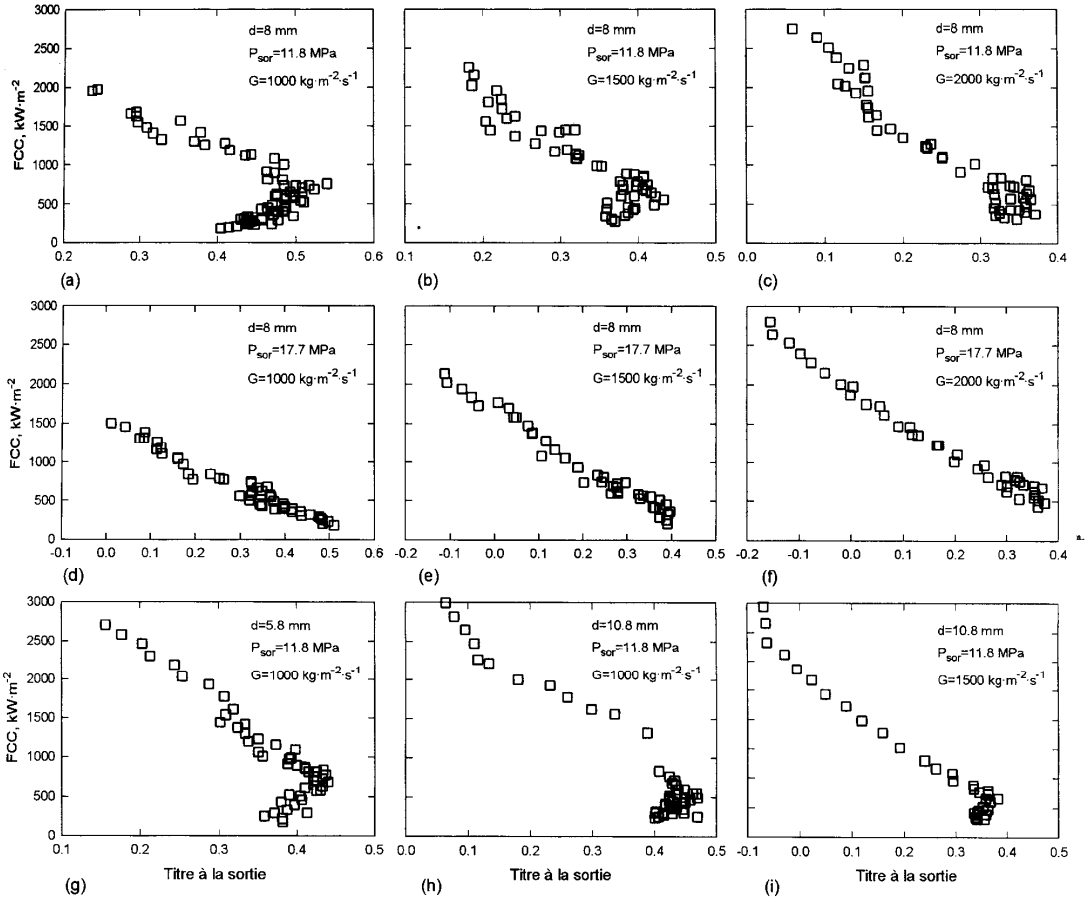

Figure 3.5: FCC en fonction du titre thermodynamique à la sortie pour des pressions élevées [126].

La figure 3.6 montre les données sur le FCC corrélées dans le système de coordonnées (L_{and}, q''_{cr}) pour les mêmes données que celles de la figure 3.5. On y présente également les valeurs de FCC pour des valeurs de $L_{and} < 0$, region où l'écoulement annulaire dispersé n'est pas encore établi, dans le but d'analyser le comportement des données expérimentales sur la frontière et en dehors de la région où l'on retrouve l'écoulement annulaire-dispersé. Contrairement à la figure 3.5, la figure 3.6 ne présente qu'une faible dispersion des données et on peut facilement déduire qu'il existe une bonne corrélation entre le FCC et la longueur L_{and}. Ainsi, on peut conclure que la représentation des points sur le FCC dans le système de coordonnées (L_{and}, q''_{cr}) est supérieure à celle dans les coordonnées (x_{cr}, q''_{cr}). De plus, les graphiques présentés à la figure 3.6 permettent

de déduire que l'on pourrait utiliser cette approche pour d'autres régimes d'écoulement puisqu'il n'y a aucune particularité près de la région des longueurs L_{and} proches de zéro ou même négatives.

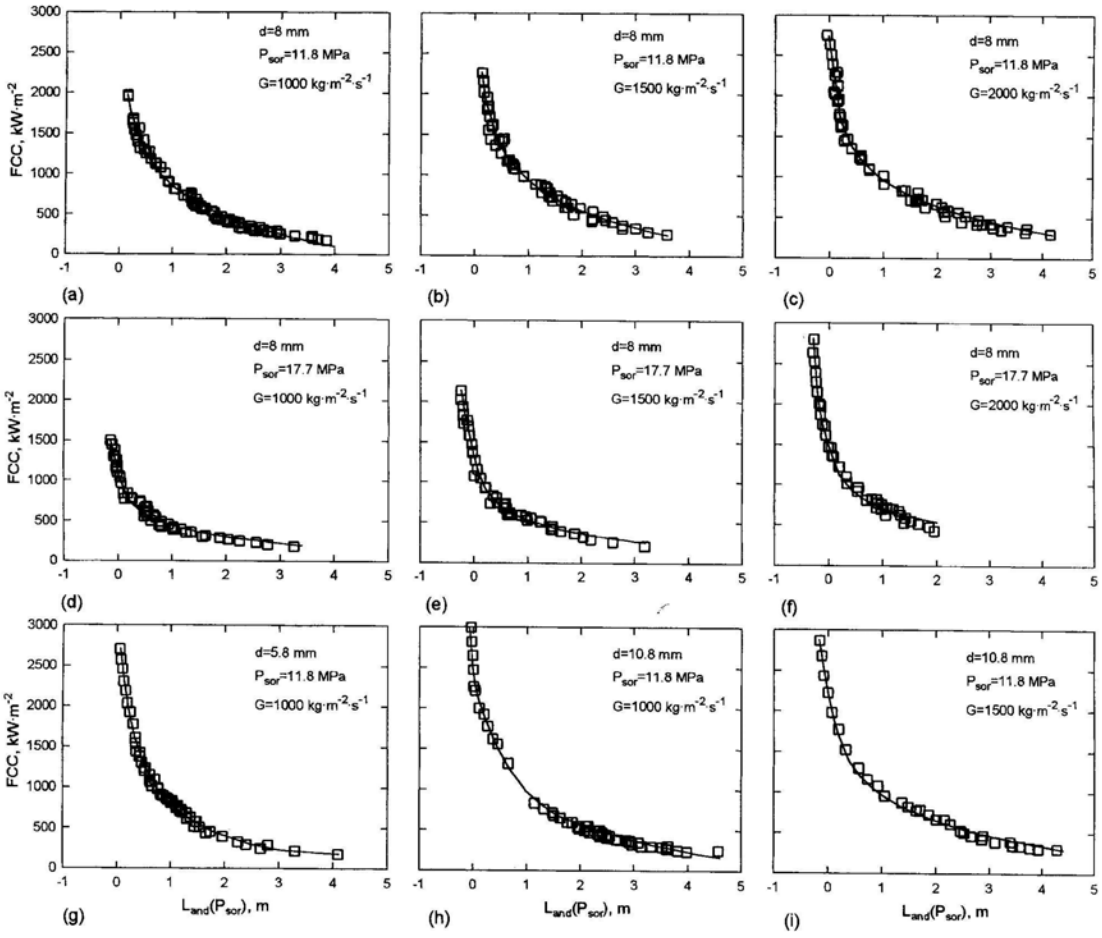

Figure 3.6: FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ pour des pressions élevées [126].

En plus de permettre d'établir une relation fonctionnelle fiable, il faut que le paramètre choisi fasse ressortir une relation entre le FCC et d'autres paramètres de l'écoulement tels que: *P*, *G* et *D*. Les travaux de Moon et al. [129] et Olekhnovitch et al. [126] montrent que lorsque le FCC est présenté en fonction du titre thermodynamique, l'influence de ces paramètres est très complexe. Pour des titres faibles, une augmentation de la pression fait augmenter le FCC. Toutefois, si on continue à augmenter la pression, le FCC diminue. D'autre part, pour des titres élevés, le FCC

décroît toujours avec l'augmentation de la pression. La figure 3.7a illustre le comportement du FCC pour trois pressions différentes. Elle ne confirme pas cette règle, mais elle montre au moins à quel point il est complexe de prédire correctement l'influence de la pression. Pour $x \approx 0{,}5$ et pour des pressions de 11,8 et de 17.7 MPa, le FCC est presque le même alors qu'il est presque dix fois moins élevé que pour un pression de 3,0 MPa. Toutefois, lorsqu'on présente le FCC en fonction de la longueur L_{and}, ce problème ne se manifeste pas (figure 3.7b).

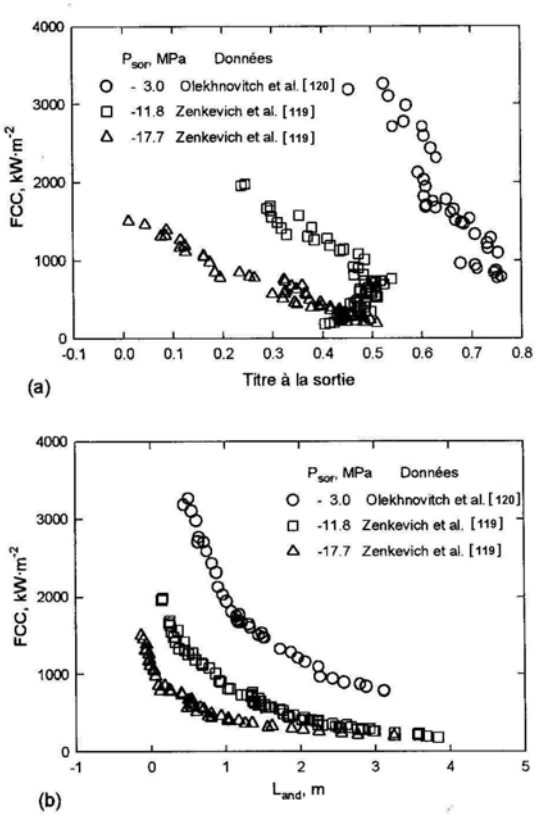

Figure 3.7: FCC à des pressions différentes [126].

Le diamètre du tube est également un paramètre global ayant des effets sur le FCC. Afin de les analyser, on pourrait penser utiliser une table présentant des valeurs de FCC. La table de Groeneveld [123] contient environ 9000 valeurs de FCC uniquement pour un seul diamètre. Une étude des effets du diamètre sur le phénomène critique nécessite une table présentant des valeurs pour différents diamètres. Pour créer une table d'une qualité équivalente à celle de Groeneveld [123], mais pour quatre diamètres différents, il faudrait avoir au moins 36000 valeurs du FCC,

alors qu'à ce jour, le nombre total de données mondiales ne dépasse probablement pas 35000. Ainsi, l'analyse de l'influence du diamètre sur le FCC à l'aide de cet outil n'est pas possible. Plusieurs approches ont été suggérées afin de tenir compte de l'effet du diamètre sur le FCC, dont l'introduction d'un facteur de correction. Pourtant, selon Groeneveld et al. [123], aucun des facteurs de correction proposés ne s'est avéré satisfaisant. La figure 3.8a montre le FCC en fonction du titre à la sortie pour une pression et un flux massique donnés, mais pour des diamètres différents. On remarque que pour des titres faibles, il existe une certaine stratification des données correspondant à des diamètres différents. Cependant, pour $x \approx 0{,}4$, on ne distingue aucune tendance particulière puisqu'il n'y a qu'un nuage étendu de points expérimentaux, pour lesquels il n'est pas possible de développer une corrélation en utilisant uniquement une fonction du diamètre et du titre. On surmonte cette difficulté en utilisant la longueur L_{and}, puisqu'elle permet de mettre en ordre les données correspondant à des diamètres différents, comme le montre la figure 3.8b.

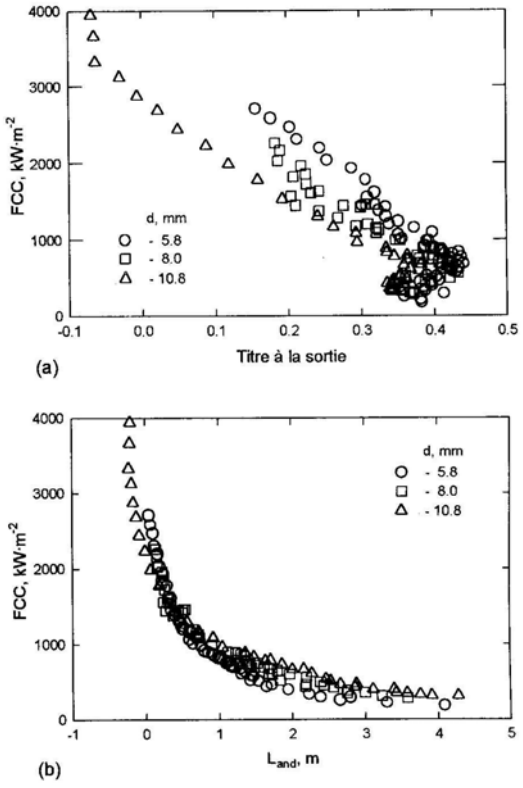

Figure 3.8: FCC à des diamètres différents [126].

De plus, l'analyse de l'équation (3.3), permet de conclure que ce n'est pas le flux massique, mais le débit massique qui doit être utilisé pour la comparaison des FCC pour des diamètres différents. La figure 3.9a illustre la relation entre le FCC et le titre critique x_{cr} pour un débit massique presque constant. Cette représentation du FCC dans les coordonnées (x_{cr}, q''_{cr}) ne permet pas d'observer les effets du diamètre sur le phénomène critique. Cependant, dans la représentation (L_{and}, q''_{cr}), le même remplacement amène une amélioration sensible (figure 3.9b). En examinant cette figure, on peut affirmer que dans la représentation (L_{and}, q''_{cr}), le diamètre n'influence que très peu le FCC, ce qui facilite de beaucoup le développement d'une corrélation pour le FCC.

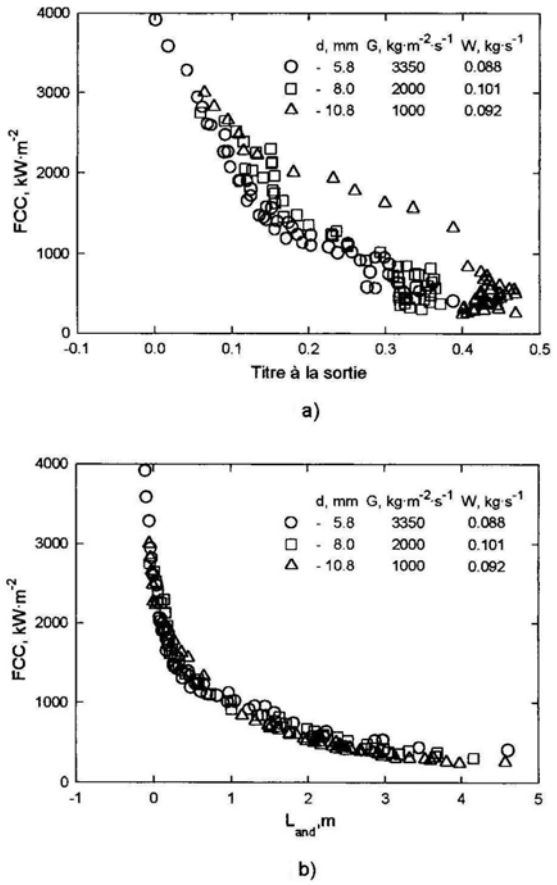

Figure 3.9: FCC à des diamètres différents [126].

Ainsi, on peut conclure que l'utilisation de la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé à lieu réduit considérablement la dispersion des points expérimentaux autour de la courbe de lissage puisqu'il fait clairement ressortir une relation entre le FCC et les paramètres d'écoulement tels que la pression et le débit massique. De plus, l'utilisation de L_{and} permet d'introduire un facteur de correction pour tenir compte de l'effet, quoi que faible, du diamètre de la conduite sur le FCC. Ces affirmations sont confirmées lorsqu'on compare les graphiques décrivant le comportement du FCC dans le système de coordonnées (x_{cr}, q''_{cr}) et (L_{and}, q''_{cr}). Il est donc avantageux de développer des corrélations sur le FCC en utilisant la longueur L_{and} pour caractériser le phénomène critique. La relation fonctionnelle à utiliser sera donc de la forme suivante :

$$q''_{cr} = f(P_{sor}, W, D, L_{and}) \tag{3.13}$$

3.2 Élaboration de la corrélation

Le choix des données expérimentales est une étape importante lors de la création d'une corrélation servant à prédire le FCC. Il faut s'assurer que les données choisies proviennent de sources fiables et qu'elles reflètent le phénomène à prédire. Après avoir expliqué le choix des sources de données présentées au tableau 2.3, il nous faut mener une analyse visant à sélectionner les résultats de FCC correspondant à des critères que nous avons fixés.

Premièrement, nous avons sélectionné les données pour lesquelles $x_{cr} > 1{,}2x_{and}$. Ce critère permet de s'assurer que l'écoulement annulaire est pleinement développé. Deuxièmement, nous n'avons pas considéré les données pour lesquelles $x_{cr} > 0{,}99$, dans le but de ne pas tenir compte des données entachées d'erreurs expérimentales. En appliquant ces deux critères, nous avons exclu de notre étude 3213 valeurs de FCC. Ainsi, nous disposions de 15214 valeurs pour développer une corrélation servant à approximer le FCC. Afin de développer la corrélation à partir de nos données, nous avons considéré deux méthodes. La première est basée sur les conditions locales (c-à-d, titre à la sortie constant) et est connue sous le nom de méthode de substitution directe (MSD). La seconde est basée sur les conditions à l'entrée de la conduite (c-à-d, température et

enthalpie à l'entrée constantes) et elle est connue sous le nom de méthode de balance d'énergie (MBÉ).

La prédiction du FCC basée sur les conditions locales est la plus simple à appliquer. On développe une corrélation, à partir des conditions locales (équation 3.13), pour laquelle l'écart-type entre les valeurs calculées et mesurées est le plus faible. La prédiction du FCC basée sur les conditions à l'entrée de la conduite est réalisée en faisant des itérations à l'aide de l'équation de conservation d'énergie. La procédure itérative est la suivante :

- Estimer le FCC (on peut faire l'hypothèse qu'initialement, $q''_{cr} = 500 kW m^{-2}$).
- Calculer le titre à partir du FCC estimé, du débit massique et du sous-refroidissement, c-à-d :

$$x = \frac{\pi q'' DL - W\Delta h_{ent}}{W h_{lv}}. \tag{3.14}$$

- Calculer la première valeur prédite du FCC à l'aide de la corrélation développée à partir des conditions locales (équation 3.13).
- Recalculer le titre en utilisant la moyenne entre le FCC prédit et la valeur précédente.
- Recalculer le FCC à l'aide de la corrélation développée à partir des conditions locales (équation 3.13).
- Continuer à itérer jusqu'à ce que le flux de chaleur converge vers une valeur unique.

Nous avons choisi la méthode de substitution directe pour développer notre corrélation sur le FCC. Comme point de départ, nous avons utilisé la corrélation de Olekhnovitch et al. [131]. Celle-ci a été développée à partir de 343 valeurs de FCC pour les écoulements ascendants d'eau dans des tubes ronds chauffés uniformément. Cette corrélation a la forme suivante :

$$q''_{cr} = \frac{h_{lv}}{\pi DL_{and}}\left(W_{f0} + \Delta W_f\right) = \frac{h_{lv} W}{\pi DL_{and}}\phi, \tag{3.15}$$

$$\phi = \frac{35{,}48(1 + 2{,}5e^{-5W}) L_{and}^{\,1+P_r W^{0,275}}}{L_{and} + 12{,}05 P_r W} P_r^{0,635}(1 - P_r^{0,0172}), \tag{3.16}$$

où P_r est la pression réduite, $P_r = {P_{sor}}/{P_{cr}}$.

Pour évaluer l'écart entre les valeurs calculées et mesurées du FCC, l'écart-type ajusté a été calculé. Il représente la dispersion relative des FCC calculés autour des FCC mesurés. La formule de l'écart-type ajusté utilisée est la suivante :

$$\sigma_{aj} = \sqrt{\frac{1}{N-m}\sum_{i=1}^{N}(q''_{cr\,calc}/q''_{cr\,mes} - 1)^2}\,, \tag{3.17}$$

où «*N*» représente le nombre de points expérimentaux et «m» le nombre de coefficients empiriques. Nous avons appliqué la corrélation (3.15, 3.16) aux données recueillies et évalué l'écart-type ajusté en utilisant l'équation (3.17). On obtient un écart-type ajusté de $\sigma_{aj} = 0{,}558$ avec *N*=15214 et *m*=7. Puisque la précision d'une corrélation est reliée à la qualité et à la quantité de points dans la base de données utilisée pour son développement, toutes les valeurs qui semblaient être aberrantes ont été enlevées en appliquant le critère de sélection suivant, soit :

$$0{,}3 < q''_{cr\,calc} / q''_{cr\,mes} < 3{,}3\,. \tag{3.18}$$

Cette restriction a justifié l'élimination de 880 points additionnels et a permis de diminuer l'écart-type ajusté à $\sigma_{aj} = 0{,}501$.

Afin d'améliorer la prédiction du phénomène critique, nous avons apporté plusieurs modifications à la corrélation (3.15, 3.16). Nous avons introduit le facteur ϕ_D afin de tenir compte des différentes valeurs de diamètres intérieurs contenues dans les tables utilisées pour développer la corrélation, (Tableau 2.3). La forme des facteurs de la longueur L_{and} , de la pression réduite et du débit massique a été modifiée afin de faire ressortir une relation générale entre les FCC calculés et mesurés. De plus, un programme informatique permettant de calculer de nouvelles constantes empiriques a été créé dans le but de diminuer l'écart-type. Après ces modifications, la corrélation obtenue est la suivante :

$$q''_{cr} = \frac{h_{lv}W}{\pi D L_{and}}\phi_W \phi_{\Pr}\phi_D \phi_{L_{and}_P_r_W}\,, \tag{3.19}$$

avec

$$\phi_W = 0{,}5191\left(1{,}15W^{-0{,}08948} - 1\right), \tag{3.20}$$

$$\phi_{P_r} = \left(1 + 9{,}362P_r - 22{,}76P_r^{1{,}512} + 13{,}86P_r^{2}\right), \tag{3.21}$$

$$\phi_D = \left(1 + 0{,}5171\left(\frac{D}{0{,}008}\right)^{1{,}357}\right), \tag{3.22}$$

$$\phi_{L_{and}_P_r_W} = \frac{L_{and}^{P_r^{0{,}5278}W^{0{,}976}}}{1 + 12{,}65\left(\frac{P_r W}{L_{and}}\right)^{0{,}9437}}. \tag{3.23}$$

Cette corrélation a été obtenue à partir de 12253 points et prédit le FCC avec un écart-type de $\sigma_{aj} = 0{,}146$. Le tableau 3.1 montre que 6174 valeurs expérimentales, représentant 33,5% du total de données disponibles ont été jugées non-convenables et ont été éliminées durant le développement de la corrélation. La figure 3.10 montre la dispersion entre les valeurs de FCC calculées et mesurées.

Nous avons évalué la qualité de la corrélation en la comparant à la table de prédiction du FCC de Groeneveld et al. [132]. Cet outil de prédiction a été construit à partir d'une base de données contenant plus de 30000 valeurs de FCC pour les écoulements en convection forcée dans un tube vertical. Nous avons appliqué nos critères de sélection sur les données présentées dans la table de prédiction de Groeneveld [132] et nous avons utilisé la nouvelle corrélation pour prédire le FCC. L'écart-type entre les valeurs de FCC de la table de prédiction de Groeneveld [132] et celles calculées à l'aide de la corrélation vaut 0,311 et a été obtenu pour 19856 valeurs de FCC. On constate que l'écart-type a augmenté puisqu'il vaut 0,146 pour les données du tableau 2.3. On peut alors conclure que la fiabilité de la prédiction du FCC à l'aide de la nouvelle corrélation que nous avons développée varie en fonction des données que l'on utilise.

Tableau 3.1: Critères de sélection de données pour le développement de la corrélation.

Critères de sélection	Nombre de données exclues à cause du critère de sélection	Écart-type ajusté σ_{aj}	Nombre de données retenues
			18 427
$x_{cr} > 1{,}2x_{and}$ $x_{cr} < 0{,}99$	3 213	0,558	15 214
$0{,}3 < q''_{cr\,calc} / q''_{cr\,mes} < 3{,}3$	880	0,501	14 334
Optimisation des coefficients empiriques de la corrélation		0,226	14334
$0{,}67 < q''_{cr\,calc} / q''_{cr\,mes} < 1{,}5$	1 341	0,174	12 993
Optimisation des coefficients empiriques de la corrélation		0,152	12993
$L_{and} > 0$	689	0,146	12253
$0{,}74 < q''_{cr\,calc} / q''_{cr\,mes} < 1{,}35$	51		

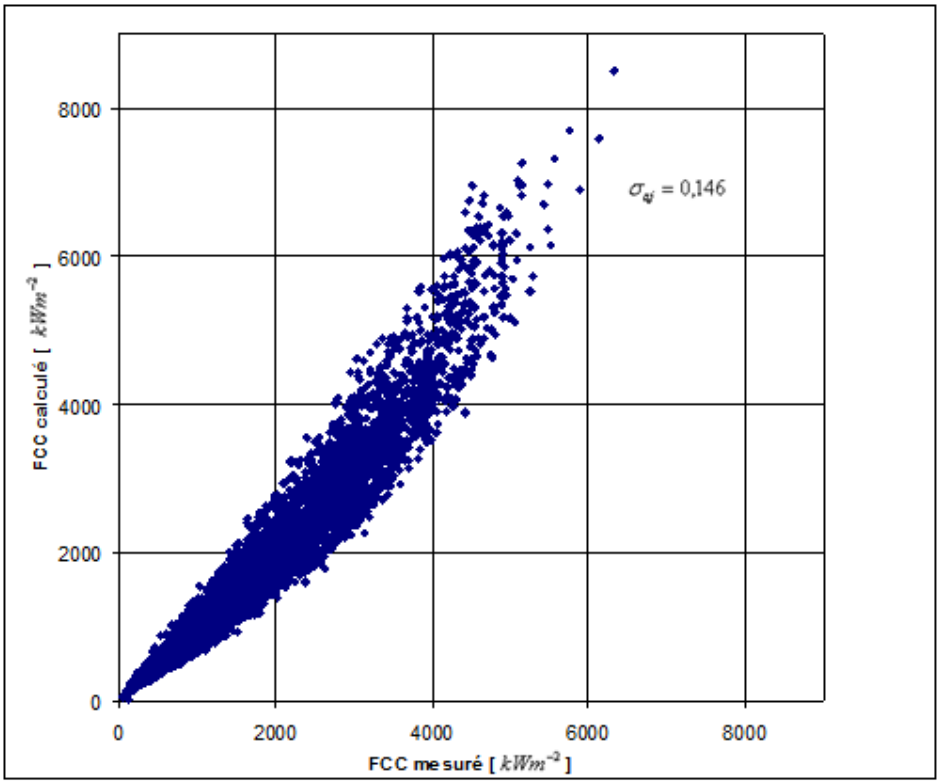

Figure 3.10: Comparaison entre les valeurs de FCC mesurées et calculées dans un tube chauffé uniformément (MSD).

CONCLUSION

Le FCC est le résultat de plusieurs processus présents durant l'ébullition des liquides. La majorité des processus en jeu dépendent des paramètres thermo-hydrauliques qui varient tout au long de la conduite chauffée, alors que certains dépendent exclusivement des paramètres locaux. Ce mémoire a démontré que la complexité des processus menant à l'apparition du phénomène critique et l'interdépendance des paramètres en jeu ne permettent pas d'élaborer un modèle théorique simple pour calculer le FCC.

Pour arriver à prédire le phénomène critique, une méthode empirique basée sur les données expérimentales et les effets connus qu'ont certains paramètres sur le FCC a été développée et présentée dans ce mémoire. Les données que nous avons rassemblées portent sur le FCC dans un tube vertical rond chauffé uniformément. Il faut souligner que ces conditions expérimentales sont à la base de l'étude du FCC pour les écoulements bouillants et que le développement d'une méthode de prédiction fiable pour cette géométrie permettrait de prédire le FCC dans d'autres conditions expérimentales en introduisant des facteurs de correction. En utilisant les références énumérées par Hall et Mudawar [22], nous avons réuni un total de 92 sources pour un total de 27160 points sur le FCC pour des écoulements bouillants en convection forcée dans un tube vertical (Tableau 2.4). Après avoir numérisé chacune des tables, une vérification systématique de chaque valeur devait être réalisée afin de s'assurer qu'elles correspondaient aux données originales. Cependant, à cause des raisons citées à la section 2.2, cette vérification a été abandonnée. Nous avons poursuivi notre recherche bibliographique et nous avons obtenu une base de données sur le FCC pour des écoulements bouillants ascendants d'eau en convection forcée dans des tubes verticaux chauffés uniformément regroupant 10 tables pour un total de 18427 points (Tableau 2.3). Ensuite, nous avons mené une étude afin d'observer le comportement du FCC en fonction de certains paramètres et de sélectionner ceux pour lesquels une tendance générale était observée (Équation 3.13). Des critères de sélection ont été appliqués pour s'assurer que, pour les données retenues, l'écoulement annulaire était pleinement développé et qu'elles n'étaient pas entachées d'erreurs expérimentales.

Finalement, les points respectant nos critères de sélection ont été utilisés afin de développer une nouvelle corrélation (Équation 3.19) en appliquant la méthode de substitution directe. Les étapes

menant à l'obtention des facteurs de correction de l'équation 3.19 sont présentés au tableau 3.1. En résumé, selon notre étude, la nouvelle corrélation que nous avons développée permet de prédire le FCC pour les 12253 points de FCC que nous avons retenus et qui proviennent des sources citées au tableau 2.3. Nous avons fait une étude comparative avec la table de prédiction du FCC de Groeneveld et al. [132] et nous avons remarqué que l'écart-type de notre corrélation avait augmenté. Cette différence est liée au fait que la table de Groeneveld et al. [132] a été développée à l'aide de différentes sources de données que celles qui ont servi à développer la corrélation obtenue dans ce mémoire. Cela démontre que la fiabilité d'une corrélation prédisant le FCC est directement liée aux données à partir desquelles elle est élaborée.

Afin d'augmenter la fiabilité des méthodes de prédiction du FCC, il faut continuer à développer les modèles théoriques existants en portant une attention particulière à celle offrant une fiabilité raisonnable. De plus, à cause de la complexité des mécanismes en jeu lors de l'apparition du FCC, il faut poursuivre les recherches visant à accumuler des données expérimentales sur le FCC pour une grande variété de conditions expérimentales. Cela contribuera à améliorer la compréhension du phénomène critique et permettra d'élaborer des méthodes de prédiction empiriques valides pour un plus grand nombre de données. Des efforts devront être déployés afin d'identifier des paramètres reliés aux conditions d'écoulement locales et leurs effets sur les conditions en amont au lieu de supposer que l'équilibre thermodynamique est respecté tout au long de l'écoulement.

BIBLIOGRAPHIE

[1] G.J. KIRBY, R. STANIFORTH, et J.H. KINNEIR, A visual study of forced convection boiling. Part 2. Flow patterns and burnout of a round tube section. AEEWR506, 1967.

[2] S.S. KUTATELADZE, A.I. LEONTEV, Some application of the asymptotic theory of the turbulent boundary layer. Proceedings of the 3rd International heat transfer Conference, Chicago, 1966.

[3] L.S. TONG, Boundary layer analysis of the flow boiling crisis. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1968, pp. 1208-1211.

[4] W. HEBEL, et W. DEFARVERNIER, Critical heat transfer rate to flowing cooling water. Kerntechnik, Vol. 19, No. 5, 1977, pp. 228-232.

[5] L. MAROTI, Critical heat flux in subcooled and low quality boiling. Crip Budapest, Report No. KFKI-76-34, 1976.

[6] M.P. FIORI, et A.E. BERGLES, Model of critical heat flux in subcooled flow boiling. Fourth international heat transfer conference, Paris, paper B6.3, 1970.

[7] G.F. HEWITT, Burnout. Dans *Handbook of multiphase systems* (G. Hetsroni ed.). McGraw-Hill Book Company, New-York, N.Y.,1982, pp.6.66-6.141.

[8] A. OLEKHNOVITCH, Étude du flux de chaleur critique à des pressions faibles. Thèse de doctorat d'université. Montréal : École Polytechnique de Montréal, 1997, 539 p.

[9] D.C. GROENEVELD, Heat transfer phenomenon related to the boiling crisis, AECL-7239, Chalk River, Ontario, 1981.

[10] D.C. GROENEVELD, S.C. CHENG et T. DOAN, AECL-UO Critical heat flux look-up table, Heat Transfer Engng., Vol.7, No.1-2,1986, pp.46-62.

[11] V.E. DOROSCHCHUK, Some features of burnout with annular flow of steam-water mixture in a tube, Thermal ENGNG, Vol.27, No.4, 1981, pp.195-196.

[12] V.E. DOROSCHCHUK, Origin of burnout in tubes with flow of subcooled water and wet steam, Thermal Engng, Vol.27, No.8, 1980, pp.44-49.

[13] N.V. TARASOVA et A.I. LEONT'EV, Hydraulic resistance with a steam-water mixture flowing in a vertical heated tube, High temperature, Vol.3, No.1, 1965, pp.102-109.

[14] W.S. DURANT, S. MIRSHAK, Roughening of Heat Transfer Surfaces as a Method of Increasing the Heat Flux at Burnout, Progress Report No.1, USAEC Report DP-380, Savannah River Laboratory, 1959a.

[15] W.S. DURANT, S. MIRSHAK, Roughening of Heat Transfer Surfaces as a Method of Increasing the Heat Flux at Burnout, Progress Report No.1, USAEC Report DPST-60-284, Savannah River Laboratory, 1959b.

[16] L.S. TONG, A.S. KITZES, J. GREEN, T.D. STORMER, Departure from Nucleate Boiling on a Finned Surface Heater Rod, Nucl. Eng. Des., 5: 1967b, pp. 386-390.

[17] E. JANSSEN, J.A. KERVINEN, Burnout Conditions for Non-Uniformly Heated Rod in Annular Geometry, Water at 1000 psia. USAEC Report GEAP-3755, General Electric Co., 1963.

[18] EURAEC, Transition Boiling Heat Transfer Program, 12th Quaterly Progress Report, October-December, Report GEAP-5081, Joint US-Euratom Research and Development Program, 1965.

[19] B. THOMPSON, R.V. MACBETH, Boiling water heat transfer- burnout in uniformly heated round tubes: a compilation of world data with accurate correlations, AEEW-R 356, United Kingdom Atomic Energy Authority, Winfrith, UK, 1964.

[20] D.C. GROENEVELD, S.C CHENG,. T. DOAN, AECL-UO Critical heat flux look-up table, Heat Transfer Engineering 7 (1/2), 1986, pp. 46-62.

[21] P.L. KIRILLOV, V.P. BOBKOV, E.A. BOLTENKO, I.B. KATAN, I.P. SMOGALEV, V.N. VINOGRADOV, New CHF table for water in round tubes, in: Proceeings of the Fifth International Topical Meeting on Reactor Thermal Hydraulics: NURETH-5, vol.2, American Nuclear Society, La Grange Park, IL, 1992, pp. 511-518.

[22] D.D. HALL, I. MUDAWAR, Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes-I. Compilation and assessment of world CHF data, Int. J. of Heat and Mass Transfer 43, 2000, pp. 2573-2604.

[23] P.L. KIRILLOV, V.P. BOBKOV, V.N. VINOGRADOV, A.A. IVASHKEVICH, O.L. PESKOV, I.P. SMOGALEV, Recommendations on calculating the heat-transfer crisis in pipes on the basis of a bank of experimental data, Atomic Energy, UDC 539.2.022, 1985.

[24] P.G. BARNETT, The Prediction of Burnout in Non-Uniformly Heated Rod Clusters from Burnout Data for Uniformly Heated Round Tubes, AEEW-R362, 1964.

[25] R.A. DEBORTOLI, S.J. GREEN, B.W. LETOURNEAU, M. TROY, A. WEISS, Forced Convection Heat Transfer Burnout Studies for Water in Rectangular Channels and Round Tubes at Pressures above 500 p.s.i.a., W.A.P.D. 188, Westinghouse Electric Corp., Pennsylvania, United States, 1958.

[26] L. NILSSON, Repeatability tests of critical heat flux data for 1970 meeting of the European two-phase flow group. Comparison of results by Becker's burnout correlation, AE-TPM-RL-1229, Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm, Sweden, 1970.

[27] K.M. BECKER, An analytical and experimental study of burnout conditions in vertical round ducts, AE-TPM-RL-178, Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm, Sweden, 1965.

[28] K.M. BECKER, G. STRAND, D. DJURSING, O. EKLIND, K. LINDBERG, C. ÖSTERDAHL, Round tube burnout data for flow of boiling water at pressures between 30 and 200 bar, KTH-NEL-14, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 1971.

[29] Wm. J. GARLAND, J.D. HOSKINS, Approximate functions fort the fast calculation of light-water properties at saturation, Int. J. Multiphase Flow 14 (3), 1988, pp. 333-348.

[30] NBS/NRC STEAM TABLES, Thermodynamic and Transport Properties and Computer Programs for Vapor and Liquid States of Water in SI Units, Taylor & Francis Group, 1984.

[31] A. ALESSANDRINI, G. PETERLONGO, R. RAVETTA, Large scale experiments on heat transfer and hydrodynamics with steam-water mixtures: critical heat flux and pressure drop measurements in round vertical tubes at the pressure of 51 kg/cm2 abs, CISE-R-86, Centro

Informazioni Studi Esperienze, Milan, Italy, 1963. EURAEC-951, United States-European Atomic Energy Community Joint Research and Development Program.

[32] V.P. BABARIN, R.I. SEVAST'YANOV, I.T. ALAD'YEV, A special hydrodynamic effect on the boiling crisis in tubes, Heat Transfer-Soviet Research 1 (4), 1969, pp. 34-41.

[33] N.A. BAILEY, Dryout and post dryout heat transfer at low flow in a single tube test section, AEEW-R 1068, United Kingdom Atomic Energy Authority, Winfrith, UK, 1977.

[34] K.M. BECKER, G. HERNBORG, M. BODE, O. ERIKSSON, Burnout data for flow of boiling water in vertical round ducts, annuli and rod clusters, AE-177, Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm, Sweden, 1965.

[35] K.M. BECKER, Some remarks on correlating the Harwell round tube burnout data, AE-RTL-855, Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm, Sweden, 1966.

[36] K.M. BECKER, Burnout measurements in vertical round tubes. Effect of diameter, AE-TPM-RL-1260, Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm, Sweden, 1970.

[37] I.I. BELYAKOV, V.P. LAVRENT'EV, S.N. SMIRNOV, V.V. SOKOLOV, Investigation of post-dryout in vertical tubes, TsKTI-053501/0-9119, Tsentral'nyii Kotlo-Turbinnyii Institut (Central Boiler-Turbine Institute), Leningrad, Russia, 1976.

[38] A.W. BENNETT, G.F. HEWITT, H.A. KEARSEY, R.K.F. KEEYS, Measurements of burnout heat flux in uniformly heated round tubes at 1000 psia, AERE-R5055, United Kingdom Atomic Energy Authority, Harwell, UK, 1965.

[39] A.W. BENNETT, G.F. HEWITT, H.A. KEARSEY, R.K.F. KEEYS, Experiments on burnout in a uniformly heated tube at 1000 psia with steam-water mixture at the tube inlet, AERE-R 5072, Harwell, England, 1965.

[40] A.W. BENNETT, G.F. HEWITT, H.A. KEARSEY, R.K.F. KEEYS, Heat transfer to steam-water mixtures flowing in uniformly heated tubes in which the critical heat flux has been exceeded, AERE-R 5373, United Kingdom Atomic Energy Authority, Harwell, UK, 1967.

[41] B.R. BERGEL'SON, A.D. LEONGARDT, L.G. MURISOVA, A.P. POTAPOV, YU. I. SAMSONOVA, Investigations of critical heat flux at low pressures with forced circulation, Institute of Technical Physics, Moscow, Russia, 1979.

[42] S. BERTOLETTI, G.P. GASPARI, C. LOMBARDI, G. SOLDAINI, R. ZAVATTARELLI, Heat transfer crisis in steam-water mixtures. Experimental data in round tubes and vertical upflow obtained during the CAN-2 program, CISE-R-90, Centro Informazioni Studi Esperienze, Milan, Italy, 1964. EURAEC-1084, United States-European Atomic Energy Community Joint Research and Development Program.

[43] J. A. BEZRUKOV, V. I. ASTAKHOV, M. A. BYKOV, N.A. STREBNEV, E. A. LISENKOV, Experimental investigations and statistical analysis of boiling crisis data for VVER rod bundle, Thermal Engineering, No. 2, Moscou, Russie, 1976.

[44] F. BIANCONE, A. CAMPANILE, G. GALIMI, M. GOFFI, Forced convection burnout and hydrodynamic instability experiments for water at high pressure. Part I: presentation of data for round tubes with uniform and non-uniform power distribution, EUR-2490.e, European Atomic Energy Community, 1965.

[45] F. CAMPOLUNGHI, M. CUMO, G. FERRARI, R. LEO, G. VACCARO, An experimental study on heat transfer in long, sub-critical once-through steam generators, in: M.D. Donne (Ed.), Reactor Heat Transfer, Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe, Germany, 1973, pp. 373-401.

[46] G.P. CELATA, M. CUMO, A. MARIANI, Subcooled water flow boiling CHF with very high heat fluxes, Revue Générale de Thermique 31 (362), 1992, pp. 106-114.

[47] G.P. CELATA, M. CUMO, A. MARIANI, Burnout in highly subcooled water flow boiling in small diameter tubes, International Journal of Heat and Mass Transfer (36), 1993, pp. 1269-1285.

[48] I. CERESA, A. ERA, G. GRECO, F. LUCCHINI, Dryout with steam-water mixtures at 50 bars in uniformly heated round ducts, CISE-R-359, Centro Informazioni Studi Esperienze, Milan, Italy, 1974.

[49] P. CHENG, Y. CHEN, J. W. WANG, M. YANG, Experimental results of subcooled nad low quality film boiling heat transfer of water in vertical tubes at moderate pressure, NURETH-4, Karlsruhe, V. 2, 1989a.

[50] J.A. CLARK, W.M. ROHSENOW, Local boiling heat transfer to water at low Reynolds numbers and high pressures, NP-4112, US Atomic Energy Commission, 1952.

[51] M. CUMO, G. PALAZZI, G.C. URBANI, On the limiting critical quality and the deposition controlled burn-out, CNEN-RT/ING(79)4, Comitato Nazionale Energia Nucleare, Rome, Italy, 1979. European Two-Phase Flow Group Meeting, Ispra, Italy, Paper C3,1979.

[52] R.A. DEBORTOLI, R. MASNOVI, Burnout data for 0.816 inch inside diameter by 12 inches long round nickel tube, WAPD-TH-308, Westinghouse Electric Corp., Pittsburgh, PA, 1957, pp34-41.

[53] F.R. DELL, G.F. HEWITT, R.K.F. KEEYS, R.A. STINCHCOMBE, Burnout heat flux measurements in a long tube, AERE-M 2216, United Kingdom Atomic Energy Authority, Harwell, UK, 1969.

[54] C. EICHELDINGER, PM research and development program. 5th quarterly progress report, April 1, 1962 to June 30, 1962, MND-MD-2560-5, Martin Marietta Corp., Baltimore, MD, 1962.

[55] H.M. EPSTEIN, J.W. CHASTAIN, S.L. FAWCETT, Heat transfer and burnout to water at high subcritical pressures, BMI-1116, Battelle Memorial Institute, Columbus, OH, 1956.

[56] A. ERA, G.P. GASPARI, A. HASSID, A. MILANI, R. ZAVATTARELLI, Heat transfer data in the liquid deficient region for steam-water mixtures at 70 kg/cm2 flowing in tubular and annular conduits, CISE-R-84, Centro Informazioni Studi Esperienze, Milan, Italy, 1966.

[57] M.P. FIORI, A.E. BERGLES, Model of critical heat flux in subcooled flow boiling, DSR Report 70281-56, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1968.

[58] D. A. GREISEN, D. C. ROUSAR, Critical Heat Flux Limits for High velocity, High Subcooling Water Flows, AIAA–97–2912, 1997.

[59] J. GRIFFEL, Forced-convection boiling burnout for water in uniformly heated tubular test sections, Eng.Sc.D. thesis, Columbia University, New York, 1965. NYO-187-7, US Atomic Energy Commission.

[60] A. HASSID, G.C. MANZONI, R. RAVETTA, L. RUBIERA, Heat transfer crisis with steam-water mixtures: an experimental study on the increase of critical power with local swirl promoters in round tubes, CISE-R-169, Centro Informazioni Studi Esperienze, Milan, Italy, 1966.

[61] A. HASSID, A. MILANI, R. RAVETTA, L. RUBIERA, Heat transfer crisis with steam-water mixtures in round conduits: reproducibility tests with different experimental facilities, EUR-3920.e, European Atomic Energy Community, 1968.

[62] G.F. HEWITT, H.A. KEARSEY, P.M.C. LACEY, D.J. PULLING, Burnout and film flow in the evaporation of water in tubes, AERE-R 4864, United Kingdom Atomic Energy Authority, Harwell, UK, 1965.

[63] R.R. HOOD, L. ISAKOF, Heavy water moderated power reactors, Progress report: June 1962, DP-755, E.I. duPont de Nemours and Co., Wilmington, DE, 1962.

[64] L. ISAKOF, H.F. MEASLEY, Heavy water moderated power reactors, Progress report: October 1962, DP-795, E.I. du Pont de Nemours and Co., Wilmington, DE, 1962.

[65] T.M. JAFRI, Analysis of critical heat flux for vertical round tubes, Ph.D. thesis, Columbia University, New York, 1993.

[66] W.H. JENS, P.A. LOTTES, Two-phase pressure drop and burnout using water flowing in round and rectangular channels, ANL-4915, Argonne National Laboratory, Argonne, IL, 1952.

[67] D.F. JUDD, R.H. WILSON, C.P. WELCH, R.A. LEE, J.W. ACKERMAN, Burnout for flow inside round tubes with non-uniform heat fluxes, BAW-3238-9, Babcock and Wilcox Co., Lynchburg, VA, 1966. EURAEC-1640, United States-European Atomic Energy Community, Joint Research and Development Program.

[68] H.C. KIM, W.P. BAEK, S.H. CHANG, Critical heat flux of water in vertical round tubes at low pressure and low flow conditions, *Nucl. Eng. Des.,* 199, 2000a.

[69] H. KINOSHITA, H. NARIAI, F. INASAKA, Modeling of the subcooled flow boiling CHF in short tubes, ICONE6-6420, 1998.

[70] P.L. KIRILLOV, O.L. PESKOV, V.P. BOBKOV, Burnout with water flowing in tubes, Control experiments, IPPE-3186, Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk, Russia, 1982.

[71] L. LADISLAU, The influence of pressure on critical heat flux at medium diameter (4 mm), in: Teplofizicheskie Issledovanija dlja Obespechenija Nadyozhnosti i Bezopasnosti Jadernyikh Reaktorov Vodo-Vodyanogo Tipa (Seminar TF-78: Thermohydraulic Investigations for Reliability and Safety of Water-Cooled Reactors), Institute of Power Nuclear Reactors, Budapest, Romania, 1978.

[72] D.H. LEE, Some forced circulation dryout experiments in tubes with boiling water at about 350 psi, AEEW-M940, United Kingdom Atomic Energy Authority, Winfrith, UK, 1969.

[73] D.H. LEE, J.D. OBERTELLI, An experimental investigation of forced convection boiling in high pressure water. Part I: Round tubes with uniform flux distribution, AEEW-R213, United Kingdom Atomic Energy Authority, Winfrith, UK, 1963.

[74] D.H. LEE, An experimental investigation of forced convection boiling in high pressure water. Part III: long tubes with uniform and non-uniform axial heating, AEEW-R355, United Kingdom Atomic Energy Authority, Winfrith, UK, 1965.

[75] D.H. LEE, An experimental investigation of forced convection boiling in high pressure water. Part IV: large diameter tubes at about 1600 psi, AEEW-R479, United Kingdom Atomic Energy Authority, Winfrith, UK, 1966.

[76] L.K.H. Leung, D.C. Groeneveld, P.L. Kirillov, V.P. Bobkov, I.P. Smogalev, V.N. Vinogradov, X.C. Huang and E. Royer, The 1995 Look-up Table for Critical Heat Flux in Tubes, Nuclear Engineering and Design, 163, 1996.

[77] R.B. LITTLE, R. TRENBERTH, A pilot experimental investigation into burnout with subcooled water flowing inside a tube at high velocity, AEEW-M 623, United Kingdom Atomic Energy Authority, Winfrith, UK, 1966.

[78] J. LONGO, Jr., A statistical investigation of subcooled burnout with uniform and locally peaked heat fluxes, KAPL-1744, Knolls Atomic Power Laboratory, Schenectady, NY, 1957.

[79] W.H. LOWDERMIILK, W.F. WEILAND, Some measurements of boiling burn-out, NACA RM E54K10, National Advisory Committee for Aeronautics, Washington, DC, 1955.

[80] W.H. LOWDERMILK, C.D. LANZO, B.L. SIEGEL, Investigation of boiling burnout and flow stability for water flowing in tubes, NACA TN 4382, National Advisory Committee for Aeronautics, Washington, DC, 1958.

[81] B. MATZNER, J.E. CASTERLINE, E.O. MOECK, G.A. WIKHAMMER, Critical heat flux in long tubes at 1000 psi with and without swirl promoters, ASME Paper 65-WA/HT-30, 1965.

[82] F. MAYINGER, O. SCHAD, E. WEISS, Investigation into the critical heat flux in boiling water, Final report, Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg Aktiengesell-schaft, Nürnberg, West Germany, 1966. EURAEC-1811, United States-European Atomic Energy Community Joint Research and Development Program, EUR-3347.e, European Atomic Energy Community, 1967.

[83] H.L. MCGILL, W.L. SIBBITT, Heat transfer and pressure drop of water flowing in a small tube, ANL-4603 (Part I), Argonne National Laboratory, Argonne, IL, 1951.

[84] I. MUDAWAR, M.B. BOWERS, Ultra-high critical heat flux (CHF) for subcooled water flow boiling - I: CHF data and parametric effects for small diameter tubes, International Journal of Heat and Mass Transfer 42 (1999) pp. 1405-1428.

[85] H. NARIAI, F. INASAKA, W. FUJISAKI, H. ISHIGURO, Critical heat flux of subcooled flow boiling in tubes with internal twisted tape, in: Seventh Proceedings of Nuclear Thermal Hydraulics: ANS 1991 Winter Meeting, American Nuclear Society, La Grange Park, IL, 1991, pp. 38-46.

[86] F. INASAKA, H. NARIAI, W. FUJISAKI, H. ISHIGURO, Critical heat flux of subcooled flow boiling in tubes with internal twisted tape, in: J.R. Lloyd, Y. Kurosaki (Eds.), Proceedings of the ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference 1991, vol. 2, American Society of Mechanical Engineers, New York, 1991, pp. 65-70.

[87] F. INASAKA, Critical heat flux of subcooled flow boiling in water under uniform heating conditions, Papers of Ship Research Institute 30 (4), 1993, pp. 1-69.

[88] L. NILSSON, Repeatability tests of critical heat flux data for 1970 meeting of the European two-phase flow group. Comparison of results by Becker's burnout correlation, AE-TPM-RL-1229, Aktiebolaget Atomenergi, Stockholm, Sweden, 1970.

[89] A. OLEKHNOVITCH, A. TEYSSEDOU, A. TAPUCU, P. CHAMPAGNE, D. C. GROENEVELD, Critical Heat Flux in a Vertical Tube at Low and Medium Pressures. Pt. I. Experimental Results. Nuclear Engineering and Design, 193(1-2), p. 73-89, 1999.

[90] A. OLEKHNOVITCH, Wall Temperature Drop Observed Just Before Dryout Type Critical Heat Flux. International Journal of Thermal Sciences, 47(9), p. 1158-1168, 2008.

[91] A.P. ORNATSKII, L.S. VINYARSKII, Heat transfer crisis in a forced flow of underheated water in small-bore tube, Teplofizika Vysokikh Temperatur 3, 1965, pp. 444-451; High Temperature 3, 1965, pp. 400-406.

[92] A.P. ORNATSKII, Critical heat loads and heat transfer for a forced flow of water in tubes in the region of superhigh pressures (175-220 atm), Teploenergetika 10 (3), 1963, pp. 66-69. AEC-tr-6401, US Atomic Energy Commission, 1963.

[93] A.P. ORNATSKII, A.M. KICHIGIN, Critical heat loads in high-pressure boiling of underheated water in small diameter tubes, Teploenergetika 9 (6), 1962, pp. 44-47.

[94] A.P. ORNATSKII, A.M. KICHIGIN, An investigation of the dependence of critical thermal loading on weight velocity, underheating and pressure, Teploenergetika 8 (2), 1961, pp. 75-79.

[95] R.A. PABISZ Jr., A.E. BERGLES, Enhancement of critical heat flux in subcooled flow boiling of water by use of a volatile additive, in: F.B. Cheung, B.W. Yang, J.R. Riznic, J. Seyed-Yagoobi, Y.A. Hassan, J.H. Kim, S. Paolucci, K.D. Kihm, P.H. Oosthuizen (Eds.), Proceedings of the ASME Heat Transfer Division, vol. 3, ASME HTD-Vol. 334, 1996, pp. 305-312

[96] O.L. PESKOV, The compilation of experimental data on burnout in uniformly heated round tubes, Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk, Russia, Unpublished revision of B.A. Zenkevich, 1985.

[97] O.L., PESKOV, N. PETRISHCHEVA, N.D. SERGEEV, V.I. SUBBOTIN, Analysis and correlation of data on burnout with boiling water flowing in tubes, Atomizdat, Moscow, Russia, 1969.

[98] O.L. PESKOV, V.I. SUBBOTIN, B.A. ZENKEVICH, N.D. SERGEEV, The critical heat flux for the flow of steam-water mixtures through pipes, in: S.S. Kutateladze (Ed.), Voprosy Teplootdachi i Gidravliki Dvukhfaznykh Sred, GoseÂnergoizdat, Moscow, Russia, 1961. Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, Pergamon Press, Oxford, UK, 1969, pp. 48-62.

[99] G. PETERLONGO, R. RAVETTA, B. RIVA, L. RUBIERA, F.A. TACCONI, Large scale experiments on heat transfer and hydrodynamics with steam-water mixtures: further critical power and pressure drop measurements in round vertical tubes with and without internal obstacles. CISE-R-122, Centro Informazioni Studi Esperienze, Milan, Italy, EURAEC-1325, United States-European Atomic Energy Community Joint Research and Development Program. EUR-2307, European Atomic Energy Community, 1964.

[100] J.M. REYNOLDS, Burnout in forced convection nucleate boiling of water, NP-6476, US Atomic Energy Commission, DSR Project 7-7673, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1957.

[101] H.A. ROBERTS, A review of net boiling heat transfer and pressure drop from the literature, AERE-ED/M-22, United Kingdom Atomic Energy Authority, Harwell, UK, 1955.

[102] S.W. RUAN, S.M. YANG, Characteristics of the critical heat flux for downward flow in a vertical round tube at low flow rate and low pressure conditions, Exp. Thermal Fluid Sci., 7, Technical University of Berlin, Institut for energy engineering, Berlin, Germany, 1993.

[103] S.A. RYAN, C.A. WAGNER, J. LONGO, JR., Compilation of experimental burnout data as of March 1958, KAPL-M-D1G-TD-4 (Part 1), Knolls Atomic Power Laboratory, Schenectady, NY, 1958.

[104] V.N. SMOLIN, S.V. SHPANSKY, V.I. ESIKOV, T.K. SEDOVA, Experimental data and prediction of crisis in boiling water in tubes (for uniform and non-uniform heat flux), Voprosi Atomnoy Nauki i Tekhniki-Fizika i Tekhnika Jadernyikh Reaktorov (Problems of Atomic Science and Engineering-Physics and Engineering of Nuclear Reactors) 5 (9), 1979, pp. 3-154.

[105] R.P STEIN, Fog-Flow Models, Proc. 2nd Joint USAEC Euratom Two-Phase Flow Meeting, Germantown, 1964.

[106] H.S. SWENSON, J.R. CARVER, C.R. KAKARALA, The influence of axial heat-flux distribution on the departure from nucleate boiling in a water-cooled tube, ASME Paper 62-WA-297, 1962.

[107] R.M. TAIN, An investigation of CHF fluid-to-fluid scaling and multi-fluid prediction techniques, Ph.D. thesis, University of Ottawa, Ottawa, Ontario, Canada, 1994.

[108] B. THOMPSON, R.V. MACBETH, Boiling water heat transfer - burnout in uniformly heated round tubes: a compilation of world data with accurate correlations, AEEW-R 356, United Kingdom Atomic Energy Authority, Winfrith, UK, 1964.

[109] N.E. TODREAS, M.S. KAZIMI, Nuclear Systems I, Hemisphere, New York, 1990.

[110] V.N. TRAMONTINI, M.L. GREENFELD, G.C. WONG, R.P. LIPKIS, H.I. LEON, R.K. BREEZE, G.S. ARBUTHNOT, W.L. MARTIN, P. WIENER, A. AUERBACH, R.E. GEORGE, J.R. HALL, F.E. ROMIE, B.R. MEAD, A.G. GUIBERT, G.H. ZIZICAS, B. BUSSELL, H. BUCHBERG, R. BROMBERG, L.M.K. BOELTER, Final report on studies in boiling heat transfer, COO-24, US Atomic Energy Commission, 1951.

[111] C.L. VANDERVORT, A.E. BERGLES, M.K. JENSEN, An experimental study of critical heat flux in very high heat flux subcooled boiling, International Journal of Heat and Mass Transfer 37 (suppl. 1), 1994, pp. 161-173.

[112] E.D. WATERS, J.K. ANDERSON, W.L. THORNE, J.M. BATCH, Experimental observations of upstream boiling burnout, Chemical Engineering Progress Symposium Series 61 (57), 1965, pp. 230-237. HW-73902 (Rev.), General Electric Co., Richland, WA, 1962.

[113] R.J. WEATHERHEAD, Nucleate boiling characteristics and the critical heat flux occurrence in subcooled axial-flow water systems, ANL-6675, Argonne National Laboratory, Argonne, IL.

[114] R.J. WEATHERHEAD, Heat transfer, flow instability, and critical heat flux for water in a small tube at 200 psia, ANL-6715, Argonne National Laboratory, Argonne, IL, 1963.

[115] R.J. WEATHERHEAD, P.A. LOTTES, in: C.L. Rickard (Ed.), Boiling burnout newsletter no. 1, BNL-2097 (classified section), Brookhaven National Laboratory, Upton, NY.

[116] P. WEBER, K. JOHANNSEN, Study of the critical heat flux condition at convective boiling of water: temperature and power controlled experiments, in: G. Hetsroni (Ed.), Heat Transfer 1990: Proceedings of the Ninth International Heat Transfer Conference, vol. 2, Hemisphere, New York, 1990, pp. 63-68.

[117] C.L. WILLIAMS, S.G. BEUS, Critical heat flux experiments in a circular tube with heavy water and light water (AWBA Development Program), WAPD-TM-1462, Westinghouse Electric Corp., Pittsburgh, PA, 1980.

[118] J. WURTZ, An experimental and theoretical investigation of annular steam-water flow in annuli at 30 to 90 bar, Riso Report No. 372, Riso National Laboratory, 1978b.

[119] S. YILDIZ, G. BARTSCH, A new correlation for the limiting quality of CHF at low mass flow rates and at low pressure, The 13th Int. Symp. on Transport Phenomena, Sadik Dost, Victoria, Canada, 2002.

[120] B.A. ZENKEVITCH, O.L. PESKOV, N.D. SERGEEV, Burnout with forced flow of water in uniformly heated long tubes, IPPE-254, Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk, Russia, 1971.

[121] O.L. Peskov, The compilation of experimental data on burnout in uniformly heated round tubes, Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk, Russia, 1985. Unpublished revision of B.A. Zenkevich, O.L. Peskov, N. Petrishcheva, N.D. Sergeev, V.I. Subbotin, Analysis and correlation of data on burnout with boiling water flowing in tubes, Atomizdat, Moscow, Russia, 1969.

[122] B.A. ZENKEVICH, O.L. PESKOV, V.I. SUBBOTIN, A study of critical heat flux densities for tubular fuel elements in atomic power stations, Teploenergetika 11 (6), 1964, pp. 20-22; Thermal Engineering 11 (6), 1964, pp. 23-25.

[123] GROENEVELD D.C., LEUNG L.K.H., KIRILLOV P.L., BOBKOV V.P., SMOGALEV I.P., VINOGRADOV V.N., HUANG X.C., ROYER E., The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes Nucl. Eng. Des. 163, 1996, pp. 1-23.

[124] ZENKEVITCH B.A., PESKOV O.L., PETRISHEVA G.A., SERGEEV N.D., SUBBOTIN V.I., L'analyse et la généralisation des données expérimentales sur le flux de chaleur critique en ébullition forcée dans les tubes, Atomizdat, Moscou, 1969.

[125] A. OLEKHNOVITCH, A. TEYSSEDOU, P. TYE, Critical heat flux in vertical tube at low and medium pressures. Part II- New data representation, soumis à Nucl. Eng. Des, 1998.

[126] A. OLEKHNOVITCH, A. TEYSSEDOU, P. TYE, Nouvelle représentation du flux de chaleur critique de type assèchement, International journal of thermal sciences, Elsevier, Paris, France, ISSN 1290-0729 2000, (39) 1, 1999 pp. 63-73.

[127] LEVITAN L.L., BOREVSKI L.Ya., Holographie des écoulement eau-vapeur, Energoatomizdat, Moscou, 1989.

[128] LEVITAN L.L., ORLOVA I.A., Origin of burnout in tubes with flow of subcooled water and wet steam, Thermal Engrg. 37 (6), 1990, pp. 300-305.

[129] S.K. MOON, W.-P. BAEK, S.H. CHANG, Parametric trends analysis of the critical heat flux based on artificial neural networks, Nucl. Eng. Des. 163, 1996, pp. 29-49.

[130] A. OLEKHNOVITCH, A. TEYSSEDOU, P. TYE, On the round table discussion on reactor power margins, Nuclear Engineering and Design 201, 2000, pp. 335-346.

[131] A. OLEKHNOVITCH, J. SUN, A. TEYSSEDOU, A complex but accurate correlation for predicting critical heat flux in a round tube for low and medium pressures under circumferentially non-uniform heating condidions, International Journal of Heat and Mass Transfer 51, 2008, pp. 2041-2054.

[132] D.C. GROENEVELD, J.Q. SHAN, A.Z. VASI., L.K.H. LEUNG, A. DURMAYAZ, J. YANG, S.C. CHENG, A. TANASE, The 2005 CHF look-up table, The 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11), Pope's Palace Conference Center, Avignon, France, October 2-6, 2005.

[133] L.S. TONG, Boiling crisis and Critical Heat Flux. AEC Critical Review Series, TID_25887, NTIS, 1972.

[134] G.F HEWITT, Experimental studies on the Mechanisms of Burnout in Heat transfer to Steam-Water Mixtures, in Heat Transfer 1970, Vol. 6, Paper B 6.6, U Grigull and E. Hane (Eds.), Elsevier Publishing Co., Amsterdam, 1969.

[135] J.C. COLLIER, Convective Boiling and Condensation (2nd edition). McGraw-Hill, New York, N.Y., 1981.

[136] P.L. KIRILLOV, O.L. PESKOV, N.P. SERDUN, Control experiment on critical heat transfer during water flow in pipes, Atomnaya Énergiya, Vol 57, No.6, 1984, pp. 422-423.

ANNEXE 1 Méthode d'évaluation des données expérimentales sur le FCC

Données expérimentales provenant de la table de Becker K.M. et al. [28], (point 628):

$$D = 10 \text{ mm},$$
$$L = 2000 \text{ mm},$$
$$P_{sor} = 200 \text{ bars},$$
$$Q = 27{,}7 \text{ kW},$$
$$\Delta T_{ent} = 265{,}7°\text{C},$$
$$\Delta h_{in} = 1387{,}0 \text{ kJ kg}^{-1},$$
$$G = 195 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1},$$
$$Q/A = 44{,}1 \text{ W cm}^{-2},$$
$$x = 0{,}721.$$

À l'aide des fonctions d'approximation de Garland et Hoskins [29], on calcule :

$$\Delta h_{ent} = 1393{,}2 \text{ kJ kg}^{-1},$$
$$h_{lv} = 586{,}29 \text{ kJ kg}^{-1}.$$

Pour fixer l'intervalle d'acceptation pour le titre thermodynamique donné par Becker K.M. et al. [28], les limites supérieure et inférieure des valeurs que peut prendre le titre thermodynamique à chacun des points se calculent ainsi :

$$x_{max} = \frac{Q_{max} / W_{min} - \Delta h * K_{min}}{h_{fg} * K_{min}},$$

$$x_{min} = \frac{Q_{min} / W_{max} - \Delta h * K_{max}}{h_{fg} * K_{max}}.$$

Les valeurs de Kmax et de Kmin seront déterminées par les expressions suivantes :

$$K_{max} = 1 + (ERR_B + ERR_G) = 1 + (1\% + 0{,}25\%) = 1{,}0125,$$

$$K_{min} = 1 - (ERR_B + ERR_G) = 1 - (1\% + 0{,}25\%) = 0{,}9875.$$

Les valeurs de Q_{max} et de Q_{min} sont obtenues à l'aide des expressions suivantes :

$$Q_{max} = (Q + 0{,}04)[kW] = (27{,}7 + 0{,}04)[kW] = 27{,}74[kW],$$

$$Q_{min} = (Q - 0{,}05)[kW] = (27{,}7 - 0{,}05)[kW] = 27{,}65[kW].$$

Dmax et Dmin sont obtenus de manière similaire. On a donc :

$$D_{max} = (D + 0{,}004)[mm] = (10{,}000 + 0{,}004)[mm] = 10{,}004[mm],$$

$$D_{min} = (D - 0{,}005)[mm] = (10{,}000 - 0{,}005)[mm] = 9{,}995[mm].$$

Pour G_{max} et G_{min} , on a :

$$G_{max} = (195 + 0{,}4)[\frac{kg}{m^2 s}] = 195{,}4[\frac{kg}{m^2 s}],$$

$$G_{min} = (195 - 0{,}5)[\frac{kg}{m^2 s}] = 194{,}5[\frac{kg}{m^2 s}].$$

Pour W_{max} et W_{min} , on a :

$$A^1_{max} = \pi * \frac{D^2_{max}}{4} = \pi * \frac{(10{,}004[mm])^2}{4} = 0{,}000078602[m^2],$$

$$W_{max} = 195{,}4[\frac{kg}{m^2 * s}] * 0{,}000078602[m^2] = 0{,}01535883[\frac{kg}{s}],$$

$$A^1_{min} = \pi * \frac{D^2_{min}}{4} = \frac{\pi * (9{,}995[mm])^2}{4} = 0{,}000078461[m^2],$$

$$W_{min} = 194{,}5[\frac{kg}{m^2 * s}] * 0{,}000078461[m^2] = 0{,}015260664[\frac{kg}{s}].$$

Ainsi,

$$x_{\max} = \frac{27{,}74[kW] / 0{,}015260664[\frac{kg}{s}] - 1393{,}2[\frac{kJ}{kg}] * 0{,}9875}{586{,}29[\frac{kJ}{kg}] * 0{,}9875} = 0{,}763 ,$$

$$x_{\min} = \frac{27{,}65[kW] / 0{,}01535883[\frac{kg}{s}] - 1393{,}2[\frac{kJ}{kg}] * 1{,}0125}{586{,}29[\frac{kJ}{kg}] * 1{,}0125} = 0{,}656 .$$

Le point 628 est donc accepté.

ANNEXE 2 Code du calcul des limites supérieure et inférieure du titre thermodynamique

(Ce code a été programmé sur le logiciel Microsoft Visual C++ 6.0.)

```
// Xmaxmin.cpp : Defines the entry point for the console application.

#include "stdafx.h"

#include<fstream.h>

#include<math.h>

#include<conio.h>


//Calcul du titre thermodynamique maximal

void XMAX(float Q, float G, float D, float &DH, float &HFG, float &Xmax, float &Qmax, float &Wmin, float &Gmin, float &Dmin, float &E, float &Emin)


{

    float Pi=3.14159265358979323846;

    Emin=1-E2/200;


        Qmax=((Q10)+0.4)/10;

        Dmin=(((D100)-0.5)/100)/1000;

        Gmin=(G-0.5);

        Wmin=GminPipow(Dmin,2)/4;

        Xmax=((Qmax/Wmin)-DHEmin)/(HFGEmin);

}


//Calcul du titre thermodynamique minimal

void XMIN(float Q, float G,float D, float DH,float HFG, float &Xmin, float &Qmin, float &Wmax, float &Gmax, float &Dmax, float &E, float &Emax)
```

```
{
    float Pi=3.14159265358979323846;
    Emax= 1+E2/200;

        Qmin=((Q10)-0.5)/10;
        Dmax=(((D100)+0.4)/100)/1000;
        Gmax=(G+0.4);
        Wmax=(GmaxPipow(Dmax,2))/4;
        Xmin=((Qmin/Wmax)-DHEmax)/(HFGEmax);
}

float maxval()
{
    ifstream f("rezm.txt");
    float val,max=-1;

    for(long i=0,j=-1;f>>val;i++)
        if(i%4==3&&val>max)
            max=val,j=i;
    float out=new float[2];
    out[0]=max,out[1]=j/4+1;

    return out;
    f.close();
}
```

```
int main(int argc, char argv[])
{
    ifstream m("datam.txt");
    ofstream n("rezm.txt");



float Q, G, D, DH, HFG, Xmax, Xmin, Qmax, Qmin, Wmin, Wmax, Gmin, Gmax, Dmin, Dmax, X, W, N, i, b, E,
Emin, Emax, DX;
    i=0;
    b=0;

cout<<"Donnez la valeur max de l'erreur relative sur DELTA H \n-> ERR(%)_GARLAND + ERR(%)_BECKER  ";
    cin>>E;

    while (m>>N && m>>X && m>>Q && m>>G && m>>D && m>>DH && m>>HFG)
    {
        XMAX(Q,G,D,DH,HFG,Xmax,Qmax,Wmin,Gmin,Dmin,E,Emin);
        XMIN(Q,G,D,DH,HFG,Xmin,Qmin,Wmax,Gmax,Dmax,E,Emax);
        DX=pow(((Xmax-Xmin)(Xmax-Xmin)),0.5);

            if(X>=0 &&  (Xmax-X)>=0 && (X-Xmin)>=0)
            {
n<<Xmax<<"   "<<"    "<<X<<"    "<<Xmin<<"    "<<DX<<"\n"; b=b+1;
            }
            else
            {
```

```
            if(X<0 && Xmax>0 && X<0 && Xmin<0 && (X-Xmin)>0)
            {
n<<Xmax<<"   "<<"    "<<X<<"    "<<Xmin<<"    "<<DX<<"\n";b=b+1;
            }
            else
            {
            if(Xmax>0 && X<0 && Xmin>0)
            {
            n<<Xmax<<"   "<<"    "<<X<<"    "<<Xmin;
            n<<-32000<<endl;
            =i+1;
            }
            else
            {
            if(Xmax<0 && X<0 && Xmin>0)
            {
            n<<Xmax<<"   "<<"    "<<X<<"    "<<Xmin;
            n<<-32000<<endl;
            i=i+1;
            }
            else
            {
            if(Xmax<0 && X<0 && Xmin<0 && (Xmax-X)>0 && (X-Xmin)>0)
            {
n<<Xmax<<"   "<<"    "<<X<<"    "<<Xmin<<"    "<<DX<<"\n";b=b+1;
            }
            else
```

```
            {
            if(Xmax>0 && X<0 && Xmin<0 && (X-Xmin)>0)
            {
            n<<Xmax<<"   "<<"    "<<X<<"    "<<Xmin<<"    "<<DX<<"\n";b=b+1;
            }
            else
            {
                n<<Xmax<<"   "<<"    "<<X<<"    "<<Xmin;
                n<<-32000<<endl;
                i=i+1;
            }}}}}}
        }

    n.close();

    float v=maxval();
    float val=v[0];
    long ou=v[1];
    cout<<val<<" "<<ou<<endl;
    fstream f("rezm.txt",ios::app);
    f<<"Il y a "<<b+i<<" expériences \n";
f<<"Avec une erreur relative sur DELTA H de "<<E<<" %, "<<i<<" expériences sont à rejeter  \n";
    f<<"Il y a "<<b<<" bonnes expériences \n";

    m.close();
    f.close();
```

```
    cin>>val;
}
```