UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DU FLUX DE CHALEUR CRITIQUE À DES PRESSIONS FAIBLES

ANDREI OLEKHNOVITCH
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR (Ph.D.)
(GÉNIE NUCLÉAIRE)
OCTOBRE 1997

©Andrei Olekhnovitch, 1997.

National Library of Canada
Acquisitions and Bibliographic Services
395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale du Canada
Acquisitions et services bibliographiques
395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-33015-X

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée:

ÉTUDE DU FLUX DE CHALEUR CRITIQUE À DES PRESSIONS FAIBLES

présentée par: OLEKHNOVITCH Andrei

en vue de l'obtention du diplôme de: Philosophiæ Doctor

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

M. KOCLAS, Jean, Ph.D., président

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

M. TAPUCU, Altan, D.Sc.A., membre et codirecteur de recherche

M. GROENEVELD, Dé, Ph.D., membre

M. NGUYEN, Hung T., Ph.D., membre

À ma femme Zoia et à mes enfants Elena et Nikolai

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier cordialement l'institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal, anciennement nommé l'institut de génie énergétique (IGE), pour m'avoir offert la possibilité d'effectuer un travail me passionnant toujours. Je désire tout spécialement remercier les Drs. Altan Tapucu et Alberto Teyssedou, mes codirecteurs de recherche, pour l'attention toute particulière qu'ils m'accordaient constamment, pour leur aide et appui précieux dans mon travail. Grâce à leur support financier et moral, j'ai eu la chance de franchir une étape importante de ma vie. Je leur suis fort reconnaissant.

Je voudrais également remercier tous les professeurs, chercheurs et étudiants de l'institut de génie nucléaire pour leur assistance et appui bienveillants. Je tiens à remercier tout particulièrement Mme N. Troche, M. P. Champagne et M. P. Tye pour leur aide quotidienne dans mon travail.

Je désire remercier mes anciens collègues de l'institut de génie physique de Moscou et surtout le professeur M. Yu. Pokhvalov pour leur aide et attention.

Je remercie cordialement mon épouse et mes enfants pour leur patience et compréhension.

RÉSUMÉ

Une étude sur le sujet du flux de chaleur critique (FCC) pour des écoulements verticaux à des pressions faibles a été effectuée. 476 valeurs du FCC pour un tube cylindrique de diamètre interne de 8 mm chauffé uniformément ont été obtenues. Les conditions expérimentales sous lesquelles des données ont été collectées sont les suivantes :

longueur chauffée ..... 0.75 - 3.5 m,
épaisseur de la paroi du tube ..... 1.0 et 2.0 mm,
vitesse massique ..... 1000 - 6000 $kgm^{-2}s^{-1}$,
pression ..... 5 - 40 $bars$,
sous-refroidissement à l'entrée .... 0 - 500 kJ/kg,
titre d'écoulement ..... 5 - 75%.

Les données expérimentales obtenues montrent une influence importante de la longueur chauffée sur le FCC. Ce fait complique et dans certains cas rend impossible la représentation du FCC par une fonction unique du titre thermodynamique généralement utilisée dans la littérature. La situation change lorsque le FCC est présenté comme une fonction de la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire–dispersé a lieu. Dans ce cas, la dispersion des points autour des courbes de lissage est considérablement réduite. L'analyse des données a montré que cette amélioration est très probablement reliée au fait que pour la gamme des pressions et des vitesses massiques étudiée, l'échange de masse entre le film et le noyau est très faible ou même inexistant. Alors, le titre à la sortie de la section chauffée n'est pas un paramètre qui régit l'assèchement du film de liquide sur la paroi, mais ce sont plutôt le débit dans le film au point de formation de l'écoulement annulaire–dispersé et le flux de chaleur appliqué qui conditionne la vaporisation du film de

liquide. Ainsi, l'assèchement du film se détermine par la puissance appliquée à la section sur laquelle l'écoulement annulaire-dispersé a lieu ou, par conséquent, par le flux de chaleur, q'_{cr}, et par la longueur de cette section L_{and}.

Une étude des mécanismes du transfert de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide sur la paroi en écoulement annulaire–dispersé non–adiabatique a été effectuée. Cette étude a démontré qu'en raison des accélérations extrêmement élevées ayant lieu dans le noyau de vapeur, la vitesse des gouttelettes présentes en noyau peut être significativement moins élevée que la vitesse de la vapeur. Cela donne origine à une force hydrodynamique considérable reliée au gradient de vitesse dans le noyau de vapeur et à la vitesse relative de gouttelettes. Cette force est dirigée vers le centre du canal, ce qui fait diminuer significativement la probabilité de la déposition de gouttelettes sur le film de liquide.

Une étude expérimentale du comportement de la température de la paroi dans les condition de FCC a été également effectuée. Cette étude a démontré qu'au moins pour le domaine des pressions faibles, un assèchement lent, en tant que phénomène physique particulier, n'existe pas. Cependant, on a établi qu'à des vitesses massiques élevées, un assèchement partiel de la paroi peut avoir lieu, tandis que sur une certaine partie du pourtour du tube, le film de liquide continue d'exister. Ainsi, pendant une augmentation de puissance, la température de la paroi peut augmenter localement d'une manière graduelle en raison de la conductivité thermique entre la zone asséchée et la zone mouillée.

D'autres phénomènes caractéristiques accompagnant parfois le FCC comme la chute de température de la paroi un peu avant l'assèchement et l'assèchement de la paroi qui se produit en amont de la sortie de la section chauffée, ont été également analysés. Des raisons possibles de ces phénomènes ont été déterminées.

Au cours des expériences, il a été constaté que pour des pressions ≤ 20 *bars* et des vitesses massiques ≥ 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$, un écoulement sonique se forme à la proximité de la sortie de la section d'essais. À cause de cela, pour un titre

et une vitesse massique donnés, la pression à la sortie de la section chauffée ne peut pas être plus basse que celle établie par l'écoulement même. Une corrélation déterminant cette pression limite en fonction du titre et de la vitesse massique a été développée.

Afin de déterminer l'effet de l'orientation de l'écoulement sur le FCC, 60 expériences stratégiquement choisies ont été répétées pour des écoulements horizontaux. Les conditions expérimentales sous lesquelles des données ont été collectées sont les suivantes :

longueur chauffée ..... 1.0, 1.8 et 3.5 m,
épaisseur de la paroi du tube ..... 2.0 mm,
vitesse massique ..... 1000, 2000 et 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$,
pression ..... 10 et 30 $bars$,
sous-refroidissement à l'entrée .... 0 - 500 kJ/kg,
titre d'écoulement ..... 10 - 75%.

La comparaison des données obtenues en écoulements verticaux et horizontaux a démontré que toutes les tendances générales observées pour des écoulements verticaux ont également lieu pour ceux horizontaux. La longueur de la section chauffée affecte le FCC pour les écoulements horizontaux de manière analogue aux écoulements verticaux quand le FCC est représenté dans les systèmes des coordonnées $(\Delta h_{sre}, q'_{cr})$ ou (x, q'_{cr}). Cependant, la représentation des données expérimentales dans le système des coordonnées (L_{and}, q'_{cr}) permet de mieux corréler le FCC dans tout le domaine des pressions et débits étudié.

ABSTRACT

A study of the critical heat flux (CHF) under low pressure vertical flow conditions has been carried out. A total of 476 CHf points were obtained using a uniformly heated tube having an inside diameter of 8 mm. The experimental conditions under which these data were collected are :

heated length ..... 0.75 - 3.5 m,
tube wall thickness ..... 1.0 and 2.0 mm,
mass flux ..... 1000 - 6000 $kgm^{-2}s^{-1}$,
pressure ..... 5 - 40 $bars$,
inlet subcooling ..... 0 - 500 kJ/kg,
flow quality ..... 5 - 75%.

The experimental results show that the heated length has a major influence on the CHF. This fact complicates, and for certain cases renders impossible, the most commonly used representation of the CHF as a unique function of the thermodynamic quality. It was found that a more appropriate representation of the CHF is as a function of the length over which dispersed annular flow takes place. For this case, the data scatter is reduced considerably. An analysis of the data has shown that this improvement is most likely related to the fact that, for the range of pressures and mass flux studied, the mass transfer between the liquid film and the vapour core is quite small or even non-existent. Thus, the quality at the end of the heated length does not reflect the mechanisms involved in the process of film dryout. The controlling mechanisms are more correctly the mass flow rate in the liquid film at the point of inception of dispersed annular flow and the applied heat flux. Thus, the dryout of the liquid film is determined by the power applied over the region in which disperced annular flow takes place, or consequently, by the heat

flux q'_{cr} and the length of this region L_{and}.

A study of the mechanisms controlling the mass transfer between the vapour core and the liquid film for diabatic disperced annular flow has been carried out. This study has shown that due to the extremely high acceleration taking place in the vapour core, the speed of the entrained droplets may be significantly lower than the vapour velocity. This creates hydrodynamic force of considerable magnitude which is related to the velocity gradient in the vapour core and the relative velocity of the droplets. This force is directed towards the center of the tube which significantly reduces the probability of droplet deposition onto the liquid film.

An experimental study of the behaviour of the wall temperature under CHF conditions was also carried out. This study has shown that slow dryout as a distinct phenomenon does not exist. However, it has been established, that at high mass fluxes, a partial dryout of the tube can take place, i.e. a liquid film remains on a certain portion of the periphery of the tube. Thus, the thermal conductivity which exist between a dry and a wetted region of the tube wall may explain the gradual increase in the wall temperature with increasing power.

Other phenomena which may accompany CHF have also been analysed. These include the existance of a temperature drop just prior to CHF as well as the phenomenon of upstream dryout. Possible reasons for the existance of these phenomena are also discussed.

During the course of the experiments, it was found that for pressures $\leq$ 20 *bars* and mass fluxes $\geq$ 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$, the flow near the exit of the test section became sonic. Thus, for a given quality and mass flux, the pressure at the end of the heated length can not be lower than that established by the flow itself. A correlation which predicts this limiting pressure as a function of the quality and mass flux has been developed.

In order to determine the influence of the flow orientation on the CHF, 60 strategically chosen experiment were repeted for horizontal flow conditions. The

experimental conditions under which these data were collected are :

heated length ..... 1.0, 1.8 and 3.5 m,

tube wall thickness ..... 2.0 mm,

mass flow ..... 1000, 2000 and 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$,

pressure ..... 10 and 30 $bars$,

inlet subcooling ..... 0 - 500 kJ/kg,

flow quality ..... 10 - 75%.

A comparison of the results obtained under vertical and horizontal flow conditions has shown that all of the general trends observed for vertical flows also exist for horizontal flows. The heated length influences the CHF for horizontal flows in a manner which is analogous to vertical flows when the CHF is represented in the system of coordinates $(\Delta h_{sre}, q'_{cr})$ or (x, q'_{cr}). However, the representation of the experimental results in terms of (L_{and}, q'_{cr}) yields a better correlation of the CHF for the entire range of pressures and mass fluxes studied.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iv

REMERCIEMENTS v

RÉSUMÉ vi

ABSTRACT ix

TABLE DES MATIÈRES xii

LISTE DES FIGURES xvi

LISTE DES ANNEXES xlviii

LISTE DES SYMBOLES ET ABRÉVIATIONS xlix

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I : FLUX DE CHALEUR CRITIQUE EN CONVECTION FORCÉE 3

1.1 Introduction au phénomène du FCC 3

1.2 Mécanismes du FCC en convection forcée 5

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

1.2.2 Région d'ébullition saturée à titre élevé 8

1.3 Effet des paramètres d'écoulement sur le FCC 9

1.4 Concept du titre-frontière 11

1.5 Flux de chaleur critique à des pressions faibles 25

1.5.1 Analyse des résultats expérimentaux sur le FCC à faibles pressions 25
1.5.2 Instabilités des écoulements diphasiques à des pressions faibles 27

CHAPITRE II : MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE 50

2.1 Boucle thermique 50
2.2 Section d'essais 51
2.3 Instrumentation 54
2.4 Procédure expérimentale 56

CHAPITRE III : FLUX DE CHALEUR CRITIQUE À FAIBLES PRESSIONS. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX 74

3.1 Flux de chaleur critique en fonction du sous-refroidissement 75
3.2 Flux de chaleur critique en fonction du titre thermodynamique 81
3.3 Concept du titre-frontière 86
3.4 Influence de la longeur chauffée sur le flux de chaleur critique 89
3.5 Longueur d'ébullition 100
3.6 Nouvelle représentation des données expérimentales 102

CHAPITRE IV : ÉCHANGE DE MASSE ENTRE LE NOYAU ET LE FILM EN ÉCOULEMENTS ANNULAIRES-DISPERSÉS NON-ADIABATIQUES. 246

4.1 Caractéristiques quantatatives des processus d'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide en écoulement annulaire-dispersé 246
4.1.1 Corrélations empiriques sur l'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide 247

4.1.2 Applicabilité des corrélations existantes pour la prédiction du flux de chaleur critque 255

4.2 Aspects physiques de l'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide 265

4.2.1 Précipitation de gouttelettes du noyau de vapeur sur le film de liquide sur la paroi 266

4.2.1.1 Diffusion de petites gouttelettes 266

4.2.1.2 Migration des gouttelettes de taille moyenne 270

4.2.1.3 Précipitation des grosses gouttelettes 271

4.2.2 Entraînement de gouttelettes du film de liquide au noyau de vapeur 297

CHAPITRE V : COMPORTEMENT DE LA TEMPÉRATURE DE LA PAROI LORS DU FLUX DE CHALEUR CRITIQUE 318

5.1 Concept OID–ODS 319

5.2 Chute de température de la paroi avant le FCC 328

5.3 Apparition du FCC en amont de la sortie de la zone chauffée 344

CHAPITRE VI : ÉCOULEMENT CRITIQUE 424

6.1 Résultats expérimentaux 425

6.2 Distribution de pression en aval de la zone chauffée 432

6.3 Vitesse du son en milieu diphasique 439

6.4 Écoulement critique et le flux de chaleur critique 449

CHAPITRE VII : FLUX DE CHALEUR CRITIQUE EN ÉCOULEMENTS HORIZONTAUX 489

7.1 Résultats expérimentaux 491

CONCLUSION **503**

BIBLIOGRAPHIE **507**

ANNEXES **520**

LISTE DES FIGURES

1.1 Courbe d'ébullition en réservoir 30

1.2 Courbes d'ébullition en réservoir et en convection forcée 31

1.3 Mécanisme du regroupement de bulles près de la paroi et de la formation d'une couverture de vapeur 32

1.4 Mécanisme de la surchauffe locale provenant de la croissance d'une bulle dans un centre de nucléation 33

1.5 FCC associé à la formation d'un bouchon de vapeur 34

1.6 Mécanismes du FCC dans la région à titre élevé 35

1.7 FCC en fonction du titre (P=10 $bars$) 36

1.8 FCC en fonction du titre (P=30 $bars$) 37

1.9 FCC en fonction du titre (P=100 $bars$) 38

1.10 FCC en fonction du titre thermodynamique d'après Levitan et Lantsman (1975) ($d = 8\ mm$, $L = 1.5$ et $3.0\ m$) 39

1.11 Titre thermodynamique critique en fonction du FCC d'après Roko et al. (1978) ($d = 10.8$ et $12.5\ mm$, $L = 5.25$ et $10.5\ m$) 40

1.12 Relation entre le FCC et le titre selon Doroshchuk (1980) 41

1.13 Influence de la vitesse massique sur le FCC d'après Doroshchuk (1980) 41

1.14 Pertes de pression en écoulements diphasiques en fonction du titre thermodynamique d'après Tarasova et Leont'ev (1965) ($d = 8.5\ mm$; $L = 1.2\ m$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; q' =300 à 500 kW/m^2) 42

1.15 Fonction représentant le taux d'épuisement du film de liquide en fonction du titre d'après Doroshchuk (1981) 43

1.16 Limites inférieure et supérieure de la précipitation de gouttelettes d'après Doroshchuk (1983) ($d = 8\ mm$) 43

1.17 Diagramme d'entraînement du liquide d'après Bennett et al. (1966) 44

1.18 Conditions de l'assèchement du film de liquide dans les expériences de Doroshchuk et Levitan (1971) d'après Hewitt (1978) 44

1.19 Diagramme d'entraînement du liquide 45

1.20 Taux de liquide dans le noyau de vapeur d'après Kaznovskiy et al. (1978) ($d = 8\ mm$; $P = 14.7\ bars$) 45

1.21 Taux de liquide dans le noyau de vapeur d'après Boltenko et Smirnov (1990) ($d = 10.5\ mm$; $L = 6\ m$; $P = 100\ bars$) 46

1.22 Taux de liquide dans le noyau de vapeur d'après Boltenko et Pomet'ko (1979) (Fréon R-12: $d = 8\ mm$; $L = 0.5$ à $2\ m$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $P = 10.6\ bars$) 46

1.23 Relation entre le diagramme d'entraînement et la fonction $q'_{cr} = f(x)$ d'après Kirillov (1989) 47

1.24 Titre thermodynamique correspondant au début de l'écoulement annulaire–dispersé 48

1.25 Comparaison des valeurs du titre–frontière d'après Levitan et Borevskiy (1989) 49

2.1 Boucle thermique 66

2.2 Section d'essais 67

2.3 Résultats typiques d'un bilan thermique 68

2.4 Fluctuations de température de la paroi lors du FCC 69

2.5 Pression à la sortie de la section chauffée en fonction de la pression au condenseur 70

2.6 Variation dans le temps du débit V, de la puissance Q, des pressions P_{sor} et P_{ent}, ainsi que des températures de paroi T_p à la sortie de la section chauffée lors de l'écoulement aux fluctuations de pression ... 71

2.7 Variation dans le temps des principaux paramètres d'écoulement lors de l'écoulement aux fluctuations de pression 72

2.8 Variation dans le temps des principaux paramètres d'écoulement lors du FCC 73

3.1 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 5.2 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 129

3.2 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 6.0 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 129

3.3 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 10.0 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 130

3.4 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 10.2 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 130

3.5 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 11.5 $bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 131

3.6 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 29.9 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 131

3.7 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 29.9 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 132

3.8 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 30.1 $bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 132

3.9 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 5.2 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 133

3.10 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 6.0 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 133

3.11 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 10.0 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 134

3.12 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 10.2 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 134
3.13 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 11.5 $bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 135
3.14 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 29.9 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 135
3.15 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 29.9 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 136
3.16 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 30.1 $bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 136
3.17 FCC en fonction des sous-refroidissements distincts à l'entrée (P_{sor} = 10.0 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 137
3.18 FCC en fonction des sous-refroidissements distincts à l'entrée (P_{sor} = 11.5 $bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 137
3.19 FCC en fonction des sous-refroidissements distincts à l'entrée (P_{sor} = 29.9 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 138
3.20 FCC en fonction des sous-refroidissements distincts à l'entrée (P_{sor} = 30.1 $bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 138
3.21 FCC en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ pour des tubes à des épaisseurs de paroi différentes ($L = 1.8\ m$) 139
3.22 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ ($P_{sor} = 5.2\ bars$; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$) 140
3.23 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ ($P_{sor} = 6.0\ bars$; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$) 140
3.24 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ ($P_{sor} = 10.0\ bars$; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$) 141
3.25 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ ($P_{sor} = 10.2\ bars$; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$) 141

3.26 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 142
3.27 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 142
3.28 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 143
3.29 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 143
3.30 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 144
3.31 FCC en fonction de la longueur chauffée ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 144
3.32 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 145
3.33 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 145
3.34 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 146
3.35 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 146
3.36 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 147
3.37 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 147
3.38 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 148
3.39 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 148

3.40 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 149
3.41 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 149
3.42 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 150
3.43 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 150
3.44 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 151
3.45 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 151
3.46 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 5-9\ bars$) 152
3.47 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 5-9\ bars$) 152
3.48 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10 - 12\ bars$) 153
3.49 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10 - 12\ bars$) 153
3.50 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 20\ bars$) 154
3.51 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 20\ bars$) 154
3.52 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 30\ bars$) 155
3.53 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 30\ bars$) 155
3.54 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée ($L = 1.0\ m$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 156
3.55 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée ($L = 3.5\ m$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 156
3.56 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée ($L = 1.0\ m$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 157

3.57 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 3.5 m; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 157
3.58 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 1.0 m; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 158
3.59 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 3.5 m; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 158
3.60 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 1.0 m; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 159
3.61 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 3.5 m; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 159
3.62 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 5.2 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 160
3.63 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 6.0 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 160
3.64 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 8.5 $bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 161
3.65 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 10.0 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 161
3.66 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 10.2 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 162
3.67 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 10.4 $bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 162
3.68 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 11.5 $bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 163
3.69 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 17.0 $bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 163
3.70 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 19.8 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 164

3.71 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 20.0 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 164

3.72 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 20.1 $bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 165

3.73 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 29.9 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 165

3.74 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 29.9 $bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 166

3.75 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 30.0 $bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 166

3.76 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 30.1 $bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 167

3.77 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 30.2 $bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 167

3.78 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée ($L = 0.75 - 3.5\ m$; $P_{sor} = 10 - 17\ bars$) 168

3.79 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée ($L = 0.75 - 3.5\ m$; $P_{sor} = 29.9 - 30.2\ bars$) 168

3.80 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 169

3.81 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 169

3.82 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 170

3.83 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 17.0\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 170

3.84 Courbes de lissage $q'_{cr} = f(x)$ ($L = 0.75$–$3.5\ m$; $P_{sor} = 10$–$17\ bars$) 171

3.85 Courbes de lissage $q'_{cr} = f(x)$ ($L = 0.75 - 3.5\ m$; $P_{sor} = 29.9 - 30.2\ bars$) 171
3.86 Erreurs de la détermination du FCC et du titre thermodynamique ($L = 3.5\ m$) 172
3.87 Erreurs de la détermination du FCC et du titre thermodynamique ($L = 3.5\ m$) 172
3.88 FCC en fonction de la pression de la sortie à un titre constant ($L = 1.0\ m$) 173
3.89 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 174
3.90 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 174
3.91 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 175
3.92 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 10.4\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 175
3.93 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 176
3.94 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 17.0\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 176
3.95 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 177
3.96 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 177
3.97 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 178
3.98 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 179

3.99 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 11.5\ bars;\ G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 180
3.100 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 17.0\ bars;\ G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 181
3.101 Puissance critique en fonction du sous–refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 6.0\ bars;\ G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 182
3.102 Puissance critique en fonction du sous–refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 8.5\ bars;\ G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 182
3.103 Puissance critique en fonction du sous–refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 11.5\ bars;\ G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 183
3.104 Puissance critique en fonction du sous–refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 17.0\ bars;\ G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 183
3.105 Section d'essais pour des expériences à des étranglements différents à l'entrée de la section d'essais 184
3.106 FCC en fonction du sous–refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 10.2\ bars;\ G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 185
3.107 FCC en fonction du sous–refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 11.5\ bars;\ G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 185
3.108 FCC en fonction du sous–refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 29.9\ bars;\ G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 186
3.109 FCC en fonction du sous–refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 30.1\ bars;\ G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 186
3.110 FCC en fonction du sous–refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 10.2\ bars;\ G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 187
3.111 FCC en fonction du sous–refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 11.5\ bars;\ G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 187
3.112 FCC en fonction du sous–refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 29.9\ bars;\ G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 188

3.113 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 30.1$ $bars$; $G = 4000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 188
3.114 Paramètres A_1 et A_2 (équation 3.12) en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 10.2$ $bars$; $G = 2000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 189
3.115 Dérivée dq'/dx en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 10.2$ $bars$; $G = 2000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 189
3.116 Paramètres A_1 et A_2 (équation 3.12) en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 11.5$ $bars$; $G = 4000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 190
3.117 Dérivée dq'/dx en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 11.5$ $bars$; $G = 4000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 190
3.118 Paramètres A_1 et A_2 (équation 3.12) en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 29.9$ $bars$; $G = 2000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 191
3.119 Dérivée dq'/dx en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 29.9$ $bars$; $G = 2000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 191
3.120 Paramètres A_1 et A_2 (équation 3.12) en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 30.1$ $bars$; $G = 4000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 192
3.121 Dérivée dq'/dx en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 30.1$ $bars$; $G = 4000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 192
3.122 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee et Obertelli (1964) ($d = 5.6$ mm; $P_{ent} = 39$ $bars$; $G = 1000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 193
3.123 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee et Obertelli (1964) ($d = 5.6$ mm; $P_{ent} = 69$ $bars$; $G = 1000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 193
3.124 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee et Obertelli (1964) ($d = 5.6$ mm; $P_{ent} = 69$ $bars$; $G = 2000$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 194
3.125 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee (1966) ($d = 14.1$ mm; $P_{ent} = 86$ $bars$; $G = 1625$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 194
3.126 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee (1966) ($d = 14.1$ mm; $P_{ent} = 86$ $bars$; $G = 2700$ $kgm^{-2}s^{-1}$) 195

3.127 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee (1966) (d = 14.1 mm; P_{ent} = 110 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 195
3.128 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Becker et al. (1965) ($d = 7.8\ mm$; $P_{sor} = 28.5 - 39.0\ bars$; $G = 580 - 720\ kgm^{-2}s^{-1}$) .. 196
3.129 FCC en fonction du titre à la sortie (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; P_{sor} = 50 $bars$; $G = 1520\ kgm^{-2}s^{-1}$) 196
3.130 FCC en fonction du titre à la sortie (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; P_{sor} = 50 $bars$; $G = 2200\ kgm^{-2}s^{-1}$) 197
3.131 FCC en fonction du titre à la sortie (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; P_{sor} = 50 $bars$; $G = 3800\ kgm^{-2}s^{-1}$) 197
3.132 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Collier (1981)..... 198
3.133 FCC en fonction du titre à la sortie (données de Lee, 1966 et de Lee et Orbertelli, 1964) 199
3.134 FCC en fonction du titre à la sortie selon la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 200
3.135 FCC en fonction du titre à la sortie selon la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 200
3.136 FCC en fonction du titre à la sortie selon la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 100\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 201
3.137 FCC en fonction du titre à la sortie selon la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 100\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 201
3.138 Comparaison des données expérimentales avec la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 202
3.139 Comparaison des données expérimentales avec la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 202

3.140 Comparaison des données expérimentales avec la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 203

3.141 Comparaison des données expérimentales avec la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 30.2\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 203

3.142 FCC en fonction du titre et de la longueur chauffée 204

3.143 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 205

3.144 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 205

3.145 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 206

3.146 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 206

3.147 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 207

3.148 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 207

3.149 Mécanismes du transfert de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide sur la paroi 208

3.150 Erreurs de la détermination du FCC et de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 209

3.151 Erreurs de la détermination du FCC et de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 209

3.152 FCC en fonction des longueurs d'ébullition distinctes ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 210

3.153 FCC en fonction des longueurs d'ébullition distinctes ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 210

3.154 FCC en fonction des longueurs d'ébullition distinctes ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 211
3.155 FCC en fonction des longueurs d'ébullition distinctes ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 211
3.156 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.958$; $\sigma = 171\ kWm^{-2}$) 212
3.157 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.990$; $\sigma = 107\ kWm^{-2}$) 212
3.158 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.985$; $\sigma = 163\ kWm^{-2}$) 213
3.159 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.946$; $\sigma = 203\ kWm^{-2}$) 213
3.160 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.982$; $\sigma = 156\ kWm^{-2}$) 214
3.161 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 10.4\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.997$; $\sigma = 90\ kWm^{-2}$) 214
3.162 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.993$; $\sigma = 113\ kWm^{-2}$) 215
3.163 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 17.0\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.999$; $\sigma = 107\ kWm^{-2}$) 215
3.164 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 19.8\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.999$; $\sigma = 27\ kWm^{-2}$) 216
3.165 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 20.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.999$; $\sigma = 38\ kWm^{-2}$) 216
3.166 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 20.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.999$; $\sigma = 38\ kWm^{-2}$) 217
3.167 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.995$; $\sigma = 55\ kWm^{-2}$) 217

3.168 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.989$; $\sigma = 101\ kWm^{-2}$) 218

3.169 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.996$; $\sigma = 89\ kWm^{-2}$) 218

3.170 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.994$; $\sigma = 76\ kWm^{-2}$) 219

3.171 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 30.2\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.994$; $\sigma = 114\ kWm^{-2}$) 219

3.172 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des vitesses massiques différentes ($P_{sor} = 5\ -\ 8.5\ bars$) 220

3.173 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des vitesses massiques différentes ($P_{sor} = 10\ -\ 17\ bars$) 221

3.174 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des vitesses massiques différentes ($P_{sor} = 30\ bars$) 222

3.175 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des pressions différentes ($G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 223

3.176 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des pressions différentes ($G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 224

3.177 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des pressions différentes ($G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 225

3.178 Variation du titre réel le long du canal 226

3.179 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.984$; $\sigma = 107\ kWm^{-2}$) 227

3.180 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.990$; $\sigma = 129\ kWm^{-2}$) 227

3.181 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.975$; $\sigma = 137\ kWm^{-2}$) 228

3.182 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.996$; $\sigma = 91\ kWm^{-2}$) 228

3.183 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.995$; $\sigma = 58\ kWm^{-2}$) 229

3.184 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.989$; $\sigma = 102\ kWm^{-2}$) 229

3.185 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 230

3.186 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 230

3.187 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 231

3.188 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 231

3.189 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 232

3.190 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 232

3.191 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 233

3.192 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 233

3.193 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 234

3.194 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 234

3.195 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 235

3.196 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 30.1$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 235
3.197 Structure d'écoulement annulaire–dispersé près du point de sa formation 236
3.198 Développement de l'écoulement annulaire–dispersé lors de l'augmentation du flux de chaleur 237
3.199 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_b(P_{sor})$ à des étranglements différents ($P_{sor} = 10.2$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 238
3.200 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_b(P_{sor})$ à des étranglements différents ($P_{sor} = 11.5$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 238
3.201 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_b(P_{sor})$ à des étranglements différents ($P_{sor} = 29.9$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 239
3.202 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_b(P_{sor})$ à des étranglements différents ($P_{sor} = 30.1$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 239
3.203 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ données de Lee et Obertelli (1964) : $d = 5.6\ mm$; $P_{sor} = 39$ *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 240
3.204 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee et Obertelli (1964) : $d = 5.6\ mm$; $P_{ent} = 69$ *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)..... 240
3.205 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee et Obertelli (1964) : $d = 5.6\ mm$; $P_{ent} = 69$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)..... 241
3.206 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee (1966) : $d = 14.1\ mm$; $P_{ent} = 86$ *bars*; $G = 1625\ kgm^{-2}s^{-1}$) 241
3.207 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee (1966) : $d = 14.1\ mm$; $P_{ent} = 86$ *bars*; $G = 2700\ kgm^{-2}s^{-1}$) 242
3.208 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee (1966) : $d = 14.1\ mm$; $P_{ent} = 110$ *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 242
3.209 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de Becker et al. (1965) : $d = 7.8\ mm$; $P_{sor} = 28.5 - 39.0$ *bars*; $G = 580 - 720\ kgm^{-2}s^{-1}$)... 243

3.210 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; $P_{sor} = 50\ bars$; $G = 1520\ kgm^{-2}s^{-1}$) 243

3.211 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; $P_{sor} = 50\ bars$; $G = 2200\ kgm^{-2}s^{-1}$) 244

3.212 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; $P_{sor} = 50\ bars$; $G = 3800\ kgm^{-2}s^{-1}$) 244

3.213 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de Lee, 1966 et de Lee et Orbertelli,1964) 245

4.1 Procédure d'établissement de la distribution de pression le long du canal 301

4.2 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC selon les corrélations de Nigmatulin (a) : $L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 1000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$; (b) : $L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 1000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$ 302

4.3 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 1000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$) 303

4.4 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10.3\ bars$; $G = 4000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$) 304

4.5 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 1000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$) 305

4.6 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 11.9\ bars$; $G = 4000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$) 306

4.7 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10.3\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 90°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$) 307

4.8 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 150°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$) 308

4.9 Écoulement à un gradient de vitesse constant autour d'un cylindre d'une longueur infinie 309

4.10 Écoulement à un gradient de vitesse constant autour d'une sphère . 309

4.11 Problème du mouvement d'une gouttelette le long du canal 310

4.12 Mouvement d'une sphère rigide dans un écoulement accéléré de fluide 310

4.13 Mouvement d'une sphère rigide dans un écoulement avec un gradient de vitesse 311

4.14 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Maxey et Riley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 1900\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.392$) 312

4.15 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Maxey et Riley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 17\ bars$; $G = 6000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 3580\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.289$) 312

4.16 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Maxey et Riley ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 880\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.357$) 313

4.17 Variation de l'accélération de vapeur et de la gouttelette de diamètre de 0.1 mm le long du canal selon l'équation de Maxey et Riley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 1900\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.392$)..... 313

4.18 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Corrsin et Lumley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 1900\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.392$) ... 314

4.19 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Corrsin et Lumley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 17\ bars$; $G = 6000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 3580\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.289$) ... 314

4.20 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Corrsin et Lumley ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 880\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.357$)..... 315

4.21 Variation de l'accélération de vapeur et de la gouttelette de diamètre de 0.1 mm le long du canal selon l'équation de Corrsin et Lumley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 1900\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.392$)..... 315

4.22 Vitesse transversale de la gouttelette de diamètre de 0.1 mm..... 316

4.23 Processus d'entraînement relié aux impacts causés par des gouttelettes atteignant le film lors de la précipitation..... 317

5.1 Classification des types de FCC selon le comportement de la température de paroi d'après Groeneveld (1986) 357
5.2 Effet de la vitesse massique et du titre thermodynamique sur la courbe d'ébullition en convection forcée d'après Groeneveld (1986) . 358
5.3 Courbes d'ébullition en convection forcée et des types différents d'assèchement d'après Groeneveld (1986) 359
5.4 Section d'essais 360
5.5 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 5.1\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 150°C$; $x_{cr} = 0.458$) 361
5.6 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 165°C$; $x_{cr} = 0.355$) 362
5.7 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 7.8\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 175°C$; $x_{cr} = 0.333$) 363
5.8 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.416$) 364
5.9 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.308$) 365
5.10 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 5500\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.305$) 366
5.11 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.745$) 367

5.12 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.473$) 368

5.13 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.371$) 369

5.14 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.329$) 370

5.15 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 5000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.300$) 371

5.16 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 5000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.300$) 372

5.17 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.290$) 373

5.18 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 40\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.508$) 374

5.19 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 40\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.340$) 375

5.20 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 40\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.293$) 376

5.21 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.745$) 377

5.22 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.473$) 378

5.23 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.371$) 379

5.24 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.435$) 380

5.25 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.356$) 381

5.26 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.315$) 382

5.27 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 5000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.295$) 383

5.28 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 5700\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.293$) 384

5.29 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.491$) 385

5.30 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.390$) 386

5.31 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.334$) 387

5.32 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 5000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.306$) 388

5.33 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.291$) 389

5.34 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.291$) 390

5.35 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 6100\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.289$) 391

5.36 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 40\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.496$) 392

5.37 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 40\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.347$) 393

5.38 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 40\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.296$) 394

5.39 Rotation du ruisselet 395

5.40 Rapport entre l'épaisseur de cloisons et la dimension de cellules de l'écume en fonction du titre thermodynamique..... 396

5.41 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 29.7\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$)..... 397

5.42 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 8.3\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 165°C$) 398

5.43 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 208°C$)..... 399

5.44 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$)..... 400

5.45 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 8.7\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 165°C$) 401

5.46 Croissance d'un embryon de bulle de vapeur lors du commencement de l'ébullition..... 402

5.47 Croissance d'une bulle de vapeur lors de l'ébullition..... 403

5.48 Variation de l'épaisseur du film et du gradient de vitesse près de la paroi le long du canal ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 29.7\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$) 404

5.49 Variation de l'épaisseur du film et du gradient de vitesse près de la paroi le long du canal ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$) 404

5.50 Variation de température de la paroi à des niveaux différents avant le FCC ($L = 1.4\ m$; $P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°C$; $Q_{cr} = 104.4\ kW$) 405
5.51 Distribution de température à l'intérieur du film de liquide 406
5.52 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 29.7\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$) 407
5.53 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 8.3\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 165°C$) 408
5.54 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 208°C$) 409
5.55 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$) 410
5.56 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 8.7\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 165°C$) 411
5.57 Film de liquide à la sortie de la zone chauffée 412
5.58 Variation de température de la paroi avant le FCC ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 102°C$) 413
5.59 Section d'essais 414
5.60 Variation de principaux paramètres d'écoulement dans le temps lors du FCC en amont de la sortie de la zone chauffée ($P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 7200\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$) 415
5.61 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée d'après Waters et al. (1972) 416

5.62 FCC en fonction du titre thermodynamique d'après Waters et al. (1972) 417

5.63 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_{and}(P_{sor})$ d'après Waters et al. (1972) 418

5.64 Titre critique en fonction de la vitesse massique 419

5.65 Variation de l'épaisseur du film et de la vitesse équivalente $\overline{v}_e$ le long du canal 420

5.66 Formation de l'écoulement annulaire–dispersé à des sous–refroidissements différents 421

5.67 Vagues sur la surface du film 422

5.68 Représentation schématique des mécanismes du FCC en amont de la sortie de la zone chauffée 423

6.1 Section d'essais 456

6.2 Disposition des prises de pression sur la section cylindrique adiabatique et le diffuseur 457

6.3 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur ($G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 458

6.4 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur ($G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 459

6.5 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 460

6.6 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur ($G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 461

6.7 Distributions de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur à des températures d'entrée différentes ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 462

6.8 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 463

6.9 Distributions de pression le long de la section cylindrique adiabatique à des températures d'entrée différentes ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 464

6.10 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 465

6.11 Distributions de pression le long de la section cylindrique adiabatique à des vitesses massiques différentes ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $Q = Q_{cr}$) 466

6.12 Distributions de la pression adimensionnelle $P(z)/P(2.067)$ le long de la section cylindrique adiabatique à des vitesses massiques différentes ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $Q = Q_{cr}$) 466

6.13 Rapport entre la pression à la gorge du diffuseur P_g et la pression de stagnation P_0 en fonction de la vitesse massique 467

6.14 Comparaison de la vitesse massique critique d'après le modèle de Henry et Fauske avec la vitesse massique réelle 467

6.15 Distributions de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique à des valeurs différentes du paramètre C ($G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 468

6.16 Distributions de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique à des valeurs différentes du paramètre C ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 469

6.17 Distributions de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique à des valeurs différentes du paramètre C ($G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 470

6.18 Pression calculée à la sortie de la section chauffée en fonction du paramètre C ($G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$) 471

6.19 Distribution de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)..... 472
6.20 Distribution de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)..... 473
6.21 Distribution de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)..... 474
6.22 Distributions des paramètres principaux d'écoulement le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $Q = Q_{cr} = 95\ kW$)..... 475
6.23 Vitesse du son en fonction du paramètre κ ($P = 10\ bars$)..... 476
6.24 Variation de la vitesse de vapeur le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.353$)..... 477
6.25 Variation de la vitesse de vapeur le long de la section cylindrique adiabatique à une échelle agrandie ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.353$)..... 477
6.26 Variation de la vitesse de vapeur le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.313$)..... 478
6.27 Variation de la vitesse de vapeur le long de la section cylindrique adiabatique à une échelle agrandie ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.313$)..... 478
6.28 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.315$)..... 479
6.29 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.427$)..... 479

6.30 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.100$) 480

6.31 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.353$) 480

6.32 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 6\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.344$) 481

6.33 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.060$) 481

6.34 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.313$) 482

6.35 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 8\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.309$) 482

6.36 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.055$) 483

6.37 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.272$) 483

6.38 Nomogramme reliant le titre thermodynamique maximum atteint à la pression et à la vitesse massique 484

6.39 Nomogramme reliant la vitesse massique maximum atteinte à la pression et au titre thermodynamique 485

6.40 Titre maximum atteint en fonction de la vitesse massique et de la pression 486

6.41 Fluctuations de pression à des positions différentes de la section d'essais 487

6.42 Mouvement d'un nuage de gouttelettes le long du canal 488

7.1 Section d'essais 493

7.2 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 10\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$). 494

7.3 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 494

7.4 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 495

7.5 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 495

7.6 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 496

7.7 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 496

7.8 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 10\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 497

7.9 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 497

7.10 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 498

7.11 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 498

7.12 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 499
7.13 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$) 499
7.14 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 10\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$) ... 500
7.15 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$).. 500
7.16 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$).. 501
7.17 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$).. 501
7.18 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$).. 502
7.19 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$).. 502

LISTE DES ANNEXES

Annexe I: Écoulement vertical. Conditions et résultats expérimentaux 521

Annexe II: Écoulement horizontal. Conditions et résultats expérimentaux ... 539

LISTE DES SYMBOLES ET ABRÉVIATIONS

a	accélération,	$[m/s^2]$
a	vitesse du son,	$[m/s]$
A	périmètre,	$[m]$
B	mobilité de particule,	$[s/kg]$
c_p	chaleur spécifique isobare,	$[J/(kg°C)]$
c_v	chaleur spécifique isochore,	$[J/(kg°C)]$
C	concentration massique,	$[kg/m^3]$
C	constante de distribution,	[–]
C_D	coefficient de traînée,	[–]
C_0	paramètre de distribution,	[–]
d	diamètre,	$[m]$
D	intensité de précipitation de gouttelettes,	$[kg/(m^2 \cdot s)]$
D_b	coefficient de diffusion brownienne,	$[m^2/s]$
D_p	coefficient de diffusion des particules dans un écoulement turbulent,	$[m^2/s]$
D_t	coefficient de diffusion du milieu turbulent,	$[m^2/s]$
E	intensité d'entraînement,	$[kg/(m^2 \cdot s)]$
F	surface,	$[m^2]$
F_D	constante de temps,	$[s^{-1}]$

F_r	force de résistance,	$[kg \cdot m/s^2]$
g	accélération gravitationnelle,	$[m/s^2]$
G	vitesse massique,	$[kg/(m^2 \cdot s)]$
h	coefficient de transfert de chaleur,	$[W/(m^2 \cdot s)]$
h	enthalpie,	$[J/kg]$
h	hauteur de la colonne d'eau,	$[m]$
h_{fv}	chaleur latente de vaporisation,	$[J/kg]$
I_{eb}	intensité adimensionnelle d'entraînement par bulles de vapeur,	$[m]$
I_{prec}	intensité adimensionnelle de précipitation de gouttelettes,	$[m]$
j	vitesse superficielle,	$[m/s]$
J	intensité d'echange de masse entre le noyau et le film,	$[kg/(m \cdot s)]$
k	coefficient de conductivité thermique,	$[W/(m \cdot {}^\circ C)]$
L	longueur de la section chauffée,	$[m]$
L_{and}	longueur sur laquelle l'écoulement annulaire–dispersé a lieu,	$[m]$
L^*_{and}	longueur effective sur laquelle l'écoulement annulaire–dispersé non–adiabatique a lieu,	$[m]$
L_b	longueur bouillante ou longueur d'ébullition,	$[m]$
L_p	nombre de Laplace ($L_p = \rho\sigma d/\mu^2$),	$[-]$
m	masse,	$[kg]$

n	exposant polytropique,	[-]
N	gradient de vitesse,	$[s^{-1}]$
Nu	nombre de Nusselt ($Nu = hd/k$),	[-]
P	pression,	$[kg/(m \cdot s^2)]$
P_g	pression à la gorge du diffuseur,	$[kg/(m \cdot s^2)]$
P_0	pression de stagnation,	$[kg/(m \cdot s^2)]$
Pr	nombre de Prandtl ($Pr = c_p\mu/k$),	[-]
q'	flux de chaleur,	$[W/m^2]$
q'_{cr}	flux de chaleur critique (FCC),	$[W/m^2]$
q'_d	flux de chaleur critique lors de la précipitation de gouttelettes sur le film,	$[W/m^2]$
q'''	taux de génération de chaleur,	$[W/m^3]$
q'^0	flux de chaleur critique minimum à $x = x_{fr}$,	$[W/m^2]$
q'^0_{fr}	flux de chaleur critique maximum à $x = x_{fr}$,	$[W/m^2]$
Q	puissance appliquée,	$[W]$
r	rayon,	$[m]$
R	résultante générale des forces de pression,	$[(kg \cdot m)/s^2]$
R	résistance électrique,	$[V/A]$
Re	nombre de Reinolds ($Re = vd/\nu$),	[-]
s	entropie,	$[J/°C]$
t	température,	$[°C]$

t	temps,	$[s]$
t_p	temps de parcours,	$[s]$
T	température absolue,	$[°K]$
v	vitesse,	$[m/s]$
v_r	vitesse relative,	$[m/s]$
v_{vj}	vitesse de dérive locale,	$[m/s]$
v_*	vitesse dynamique,	$[m/s]$
V	volume,	$[m^3]$
V	débit volumique,	$[m^3/s]$
$V_{f\infty}$	vitesse de fluide à l'infini,	$[m/s]$
V_{vj}	vitesse de dérive pondéré,	$[m/s]$
w	vitesse transversale de la vapeur,	$[m/s]$
W	débit massique,	$[kg/s]$
We	nombre de Weber ($We = \rho v^2 d/\sigma$),	[-]
x	titre thermodynamique,	[-]
x_{and}	titre thermodynamique correspondant au commencement de l'écoulement annulaire–dispersé adiabatique,	[-]
x_{fr}	titre–frontière,	[-]
x_{inv}	titre thermodynamique correspondant à l'inversion de l'influence de la vitesse massique sur le FCC,	[-]
x_r	titre réel d'écoulement,	[-]

$x_{\Delta P}$	titre thermodynamique correspondant à une diminution des pertes de pression le long du canal.	[-]
x_1, x_2, x_3	taux massiques de la vapeur et du liquide dans le noyau et le film respectivement,	[-]
x^*	titre thermodynamique correspondant au commencement de l'écoulement annulaire–dispersé non–adiabatique,	[-]
y	distance dans la direction transversale,	$[m]$
z	distance dans la direction longitudinale,	$[m]$
Δh_{sre}	sous–refroidissement à l'entrée de la section chauffée,	$[J/kg]$
ΔP	pression différentielle,	$[kg/(m \cdot s^2)]$
ΔP_a	pertes de pression dues à l'accélération,	$[kg/(m \cdot s^2)]$
ΔP_{fr}	pertes de pression dues au frottement,	$[kg/(m \cdot s^2)]$
ΔP_{gr}	pertes de pression dues à la gravitation,	$[kg/(m \cdot s^2)]$
ΔU	voltage,	$[V]$

Caractères grecques:

α	taux de vide,	[-]
β	titre volumique,	[-]
β	taux de liquide dans le film de liquide sur la paroi,	[-]
γ	taux de liquide dans le noyau de vapeur,	[-]

γ	exposant polytropique,	$[-]$
Γ	circulation de vitesse,	$[m^2/s]$
δ	épaisseur,	$[m]$
ϵ	rugosité absolue de la surface,	$[m]$
η	rapport critique entre la pression à la gorge du diffuseur et la pression de stagnation,	$[-]$
κ	paramètre d'onde ($\kappa = \omega d^2$),	$[m^2/s]$
μ	viscosité dynamique,	$[kg/(m \cdot s)]$
μ_p	degré d'entraînement des particules par les pulsations turbulents du gaz,	$[-]$
ν	viscosité cinématique,	$[m^2/s)]$
ρ	résistivité électrique,	$[V/(A \cdot m)]$
ρ	densité,	$[kg/m^3]$
σ	tension superficielle,	$[kg/s^2]$
τ	temps,	$[s]$
τ_r	temps de relaxation de vitesse,	$[s]$
τ_w	contrainte de cisaillement sur la paroi,	$[kg/(m \cdot s^2)]$
υ	volume spécifique,	$[m^3/kg]$
ξ	intensité d'echange de masse entre le noyau et le film,	$[-]$
ω	fréquence angulaire,	$[s^{-1}]$
ω_E	fréquence angulaire d'Euler.	$[s^{-1}]$

Exposants:

adiab	exposant désignant des écoulements adiabatiques.
eb	ébullition.
exp	exposant désignant des valeurs expérimentales,
mes	exposant désignant des paramètres mesurés.
prec	précipitation.
q	exposant désignant des écoulements non-adiabatiques.

Indices:

and	indice désignant des écoulements annulaires-dispersés.
arrach	arrachement.
c	cavité.
cal	indice désignant des paramètres calculés.
cor	indice désignant des paramètres corrigés.
cond	conduction.
conv	convection,
courb	courbure.
cr	critique.
deb	débimètre,
dif	diffuseur,

dyn	dynamique,
eb	ébullition,
ec	écume,
ejec	éjection,
ent	entrée,
evap	évaporation,
ext	externe,
f	fluide, film,
g	gaz,
gout	gouttelette,
int	interne,
inter	indice désignant des valeurs obtenues par moyen d'une interpolation,
l	liquide,
mel	mélange,
mp	monophasique,
n	noyau,
opt	optimal,
p	paroi, particule,
proj	projection,
prec	précipitation,

s	surface, sphère,
sat	saturation,
sor	sortie,
sre	sous–refroidissement,
$surch$	surchauffe,
v	vapeur.

Caractères spéciaux:

$< >$	indique une moyenne surfacique,
$\bar{}$	indique une moyenne statistique,
$\vec{}$	indique un vecteur,
$\oint$	dénote une intégrale sur un contour,
Σ	dénote une sommation.

INTRODUCTION

L'un des paramètres les plus importants du transfert de chaleur dans des conditions d'ébullition est le flux de chaleur critique (*FCC*) qui indique d'une façon générale une situation dans laquelle une détérioration du mécanisme de transfert de chaleur a lieu à cause de la perte du contact entre la paroi chauffée et le liquide. Dans les systèmes où l'on contrôle le flux de chaleur à la paroi, cette détérioration entraîne une augmentation substantielle de la température de l'élément chauffant et peut amener sa destruction.

Le flux de chaleur critique pour les écoulements verticaux a été étudié pour une large gamme de conditions d'écoulement (Groeneveld, 1980; Collier, 1981; Katto, 1985). Certains modèles mécanistiques ont été élaborés pour les écoulements aux titres faibles et élevés. Pour les écoulements à faible titre où l'ébullition nucléée sous-refroidie ou saturée prédomine, ces modèles sont principalement basés sur l'échange de masse qui a lieu entre le noyau de liquide et la couche de bulles à la paroi (Weisman et Pei, 1983; Ying et Weisman, 1986). Pour les conditions de titre élevé, où la configuration d'écoulement est annulaire, ces modèles sont basés sur la supposition que le FCC correspond au tarissement du film de liquide sur la paroi (Whalley et al., 1973). Cependant, ces modèles ne sont valides que pour des conditions données et pour les cas où les hypothèses utilisées sont valables. Une autre approche générale de la prédiction du FCC est basée sur l'utilisation des corrélations empiriques. Le domaine d'utilisation de ces corrélations est limitée à celui des données expérimentales sur lesquelles elles sont basées.

Récemment, pour prédire le flux de chaleur critique, des tables des valeurs du FCC ont été proposées (Doroshchuk et al., 1975; Académie des Sciences de l'U.R.S.S., 1980; Groeneveld et al., 1986). Ces tables fournissent des valeurs du FCC pour une large gamme de pressions, de vitesses massiques et de titres

d'écoulement. Les données incluses dans ces tables ont été obtenues sur des tubes cylindriques chauffés uniformément; des facteurs de correction ont été proposés pour tenir compte des paramètres géométriques différents, des distributions des flux de chaleur non-uniformes et de l'orientation de l'écoulement. Néanmoins, pour des pressions faibles ($P \leq 30 bars$), il existe peu de données, et les valeurs du FCC dans les tables de Groeneveld et al. (1986) pour ce domaine ont été essentiellement obtenues par une extrapolation des données des régions de hautes pressions. C'est pourquoi, des erreurs substantielles de l'estimation du FCC peuvent avoir lieu. D'autre part, la connaissance des flux de chaleur critiques aux pressions faibles est très importante pour des situations accidentelles occasionnées par une baisse de pression subite due à une perte de caloporteur. Afin d'améliorer les tables du FCC, une série d'expériences est menée pour les régions où les données sont rares ou non-existantes.

Ce projet inclut également la comparaison les données expérimentales obtenues avec des corrélations existantes et la mise au point des novelles relations analitiques ou semi-analitiques pour la prédiction du FCC dans le domaine étudiée.

Un autre but de cette recherche est de caractériser la façon dont la température de la paroi se comporte dans les conditions de FCC et déterminer, si c'est possible, les paramètres d'écoulement pour lesquels l'amplitude de l'excursion de temperature n'est pas très élevée, c'est-à-dire les conditions de "onset of intermittent dryout OID". L'existance d'un tel comportement dans les conditions d'opération normales des réacteurs nucléaires permettra d'augmenter leur puissance générées en mieux précisant leurs marges de sécurité.

CHAPITRE I

FLUX DE CHALEUR CRITIQUE EN CONVECTION FORCÉE

L'ébullition en convection forcée est l'un des principaux moyens pour refroidir efficacement des surfaces chauffées dans les systèmes à des flux de chaleur élevés. L'augmentation du coefficient de transfert de chaleur au cours de l'ébullition est due au processus de vaporisation (la chaleur est transmise sous forme de chaleur latente de vaporisation) et à une agitation supplémentaire de la couche limite thermique introduite par les bulles de vapeur qui se forment sur la surface. Une des questions fondamentales que l'on se pose dans ce cas est le flux de chaleur maximum ou, autrement dit, le flux de chaleur critique que l'on peut appliquer sans endommager la surface chauffée.

1.1 Introduction au phénomène du FCC

Afin de mieux comprendre le phénomène du FCC, considérons d'abord le cas de l'ébullition en réservoir où la température de la surface de l'élément chauffant immergé dans un grand volume de liquide stagnant est contrôlée de manière à la maintenir à une valeur désirée. La figure 1.1 montre la "courbe d'ébullition" - le flux de chaleur q' en fonction de la température de la surface chauffée t_s - pour l'eau bouillante à la pression atmosphérique. Dans la région AB, un gradient de température (donc un gradient de densité du liquide) s'établit en donnant lieu à des courants de convection qui enlèvent la chaleur de la surface chauffée pour l'amener à la surface libre de liquide où l'évaporation a lieu. Quand la surchauffe de la paroi $(t_s - t_{sat})$ devient suffisante, la nucléation des bulles de vapeur peut avoir lieu sur cette dernière. Cela améliore le processus de transfert de chaleur de manière que le flux de chaleur commence à augmenter rapidement pour une augmentation

modérée de la température de la paroi.

Dans la région $B'C$, on a une nucléation de bulles de vapeur de plus en plus intense sur la surface chauffée. À des flux de chaleur élevés, le taux de génération de bulles augmente et on observe des colonnes de bulles qui s'éloignent de la surface. La croissance du flux de chaleur provoque des interactions (coalescence) entre les colonnes de bulles et entre les bulles voisines. Le point D marque ainsi la limite supérieure de l'ébullition nucléée où l'interaction entre les courants de vapeur et de liquide met une restriction sur la quantité de liquide qui peut accéder à la surface chauffée. À partir de ce point, une augmentation de la température de la surface chauffée ne fait que diminuer le flux de chaleur.

Dans la région DE, la nucléation des bulles est tellement rapide qu'une couche de vapeur instable commence à se former sur la surface chauffée. À chaque point de la surface les conditions peuvent osciller entre l'ébullition par film de vapeur et l'ébullition nucléée. La fraction de surface occupée par le film de vapeur augmente avec la température et à cause de la conductivité faible de la vapeur, le flux de chaleur diminue. De grosses bulles sont relâchées par le film de vapeur à des intervalles plus ou moins réguliers. Au point E de la courbe d'ébullition, référé comme le point de Leidenfrost, le flux de chaleur passe par un minimum et le liquide ne peut plus mouiller la surface chauffée.

Dans la région EF, la surface chauffée est séparée du liquide par un film continu et stable de vapeur. Le transfert de chaleur se fait à travers ce film par conduction, convection et rayonnement. Ce dernier mécanisme devient de plus en plus important avec l'augmentation de la température de la surface et par conséquent, le flux de chaleur sur la surface commence de nouveau à augmenter. La vapeur dans ce film, normalement surchauffée, se forme à l'interface liquide–vapeur et peut s'échapper dans le liquide sous forme de bulles.

Dans les systèmes où on contrôle le flux de chaleur (les réacteurs nucléaires entrent dans cette catégorie), la relation entre le flux de chaleur et la température

de la surface chauffée est la même seulement pour la région AC. Quand on essaie d'augmenter le flux de chaleur au-delà du flux de chaleur critique, la température de l'élément chauffant augmente immédiatement de D à D', c'est-à-dire à la température correspondante au même flux sur la portion EF de la courbe d'ébullition. Dans beaucoup de cas, cette nouvelle température est suffisamment élevée pour amener la fusion de l'élément chauffant (ou l'élément de combustible nucléaire). Ce type de transition est appelé la "caléfaction".

Comme dans le cas d'ébullition en réservoir, la courbe d'ébullition en convection forcée ne peut être tracée que si on contrôle la température de la paroi. Sur la figure 1.2 on peut voir qu'elles sont similaires mais décalées une par rapport à l'autre. Les points C et C' sur les courbes correspondent au flux de chaleur critique; ce sont les points à partir desquels le mécanisme de transfert de chaleur commence à se détériorer. Par conséquent, dans les systèmes où on contrôle la température de la paroi, le flux de chaleur diminue; dans les systèmes où on contrôle le flux de chaleur, un faible dépassement de ce flux entraînera une augmentation très substantielle de la température de la paroi chauffée.

1.2 Mécanismes du FCC en convection forcée

Présentement, les mécanismes menant à la condition du flux de chaleur critique en convection forcée ne sont pas complètement compris même si beaucoup de travaux ont été effectués dans le domaine (Tong et Hewitt, 1972). Il existe un certain nombre d'hypothèses sur l'origine de ce phénomène qui nécessitent une vérification expérimentale plus détaillée. Il ne s'agit pas de l'existence d'un type de mécanisme particulier qui peut mener au FCC, mais de la détermination des conditions inhérentes à l'apparition de ce mécanisme.

Il est clair que pour des structures d'écoulement différentes le FCC peut être occasionné par des mécanismes physiques différents. C'est pourquoi, avant de

mentionner les mécanismes responsables du FCC, il est préférable de séparer le domaine d'existence d'un écoulement diphasique en deux grandes régions :

- région d'ébullition nucléée sous–refroidie ou saturée à titre faible,
- région d'ébullition saturée à titre élevé.

1.2.1 Région d'ébullition nucléée sous–refroidie ou saturée à titre faible

On identifie au moins trois mécanismes qui peuvent initier la condition du FCC dans cette région. Ces mécanismes sont :

1) le regroupement de bulles près de la paroi et la couverture de la surface par la vapeur;
2) la surchauffe locale provenant de la croissance d'une bulle dans un centre de nucléation;
3) la formation des bouchons de vapeur.

L'hypothèse que le regroupement de bulles près de la paroi cause un FCC de type caléfaction est basée sur l'idée que les bulles empêchent le liquide d'atteindre la surface chauffée. À condition que l'accès soit sérieusement affecté, un phénomène de surchauffe de la paroi se produit avec la formation d'une couche de vapeur continue sur cette dernière (figure 1.3).

Certaines hypothèses ont été émises pour expliquer l'occurence de la condition du FCC pour ce mécanisme et peuvent être résumées 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 son assèchement a lieu (Kutateladze, 1966; Tong, 1972);

b) la limitation du taux d'évacuation de la vapeur par condensation et/ou par le transport axial des bulles mène à l'accumulation de la vapeur sur la surface chauffée et le déclenchement des conditions du FCC (Hebel et Defavernier, 1977).

c) la coalescence des bulles de vapeur dont les sites de nucléation se trouvent au voisinage. À partir de ce moment aucune production de vapeur sous forme de bulle n'est plus possible dans cette région, ce qui amène l'ébullition par film (Maroti, 1976).

L'hypothèse d'une surchauffe locale suite à la croissance d'une bulle dans un site de nucléation est basée sur le fait que lorsqu'une bulle croît dans un site, il y a évaporation d'une microcouche de liquide située sous la bulle même (figure 1.4). Cette évaporation forme une région sèche qui est remouillée lorsque la bulle se détache. Cependant, Kirby et al. (1967) suggèrent que lorsque le flux de chaleur est élevé, la température de la région sèche peut augmenter très rapidement durant la formation de la bulle. Ainsi, cette région, à cause de la température trop élevée de la surface, 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 commence à s'étendre sur la paroi chauffée. Il faut souligner que ce type du FCC hypothètique ne dépend que de l'enthalpie moyenne locale et il n'y a donc aucun effet de l'écoulement en amont.

Lorsque le flux massique est faible, l'écoulement par bouchon peut se former. On suppose alors (Fiori et Bergles, 1970) que l'assèchement se produit à cause de l'évaporation du film de liquide séparant le bouchon de vapeur de la surface chauffée (figure 1.5.a). De plus, un surpeuplement de bulles dans la couche comprise entre le bouchon et la surface chauffée peut avoir lieu (figure 1.5.b) en provoquant la diminution locale du coefficient de trasfert de chaleur.

1.2.2 Région d'ébullition saturée à titre élevé

Dans cette région, où l'écoulement est essentiellemnt annulaire, la notion du FCC est mieux décrite en utilisant le terme assèchement du film de liquide. Ce phénomène se produit lorsque le débit du film de liquide sur la surface chauffée devient nul, c'est-à-dire lorsque la surface devient sèche. Un grand nombre de mécanismes ont déjà été postulés (Hewitt, 1982) et ils sont énumérés ci-dessous :

a) L'assèchement du film de liquide est déterminé par le transfert de masse entre le film de liquide et le noyau de vaper : l'évaporation à l'interface liquide-vapeur; l'arrachement de gouttelettes des crêtes des vagues au niveau de l'interface par la vapeur se trouvant dans le noyau et ayant une vitesse supérieure à celle du film; l'éjection de gouttelettes par les bulles de vapeur qui s'échappent du film en le détruisant; la précipitation des gouttelettes du noyau sur le film de liquide; l'éjection des nouvelles gouttelettes à cause du fait que les gouttelettes venant du noyau de vapeur ont une vitesse plus élevée que celle du film de liquide (figure 1.6.a).

b) L'assèchement du film de liquide peut aussi avoir lieu si le débit du film est légèrement inférieur au taux minimum de mouillage, qui est défini comme le débit de liquide pour lequel des zones sèches apparaissent naturellement sur une surface mouillée à cause des forces de tension superficielle. Aux flux de chaleur faibles ou modérés, cet assèchement peut être intermittent. Dans ce cas, le film de liquide se transforme en plusieurs ruisselets sur la surface de la paroi qui occasionnent des fluctuations de température de la surface, parfois avec une amplitude assez élevée, avant que l'assèchement complet ait lieu.

c) Les zones sèches ("drypatchs") qui se forment, par exemple, dans les vallées de vagues sur l'interface ondulée du film de liquide (figure 1.6.b). Ce phénomène peut avoir différentes raisons : dynamiques et thermiques (taux minimum de

mouillage, effet thermocapillaire, effet de la nucléation dans le film, etc.)

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

Cette revue des mécanismes de FCC a été faite pour le cas d'un tube vertical. En ce qui concerne les canaux inclinés et horizontaux, la caractérisation de ces mécanismes est influencée par la force gravitationelle qui agit sur les phases vapeur et liquide dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. Ceci entraîne une distribution asymétrique des phases et même, dans certains cas, la séparation de ces dernières peut avoir lieu. Cette distribution du taux de vide peut avoir un effet important sur le transfert de chaleur en général et sur le FCC en particulier, mais les mécanismes physiques du FCC restent quand même semblables.

1.3 Effet des paramètres d'écoulement sur le FCC

Présentement, il existe deux approches ou, plus correctement, deux hypothèses sur l'effet de divers paramètres sur le flux de chaleur critique : l'hypothèse locale qui détermine le FCC par une combinaison des paramètres locaux dans une section donnée du tube, et l'hypothèse globale qui suppose que tout l'ensemble de facteurs, depuis l'entrée de la section chauffée jusqu'au point des conditions critiques, produit un effet sur le FCC. Ces deux approches ont leurs côtés forts et faibles, mais si le FCC ne dépend que des conditions locales (pour le moment il y a des arguments pour, et contre), la longueur chauffée et la forme de distribution de la puissance le long du canal ne devraient pas affecter le FCC. Le traitement des données expérimentales nécessiterait dans ce cas la recherche d'une fonction de type : $q'_{cr} = f(P_{sor}, G, x, d)$, où P_{sor} est la pression à la sortie de la section chauffée, G est le flux ou la vitesse massiques, x est le titre d'écoulement, d est le diamètre interne du tube. Il faut noter que cette relation peut également dépendre de la section de

passage et de l'orientation du conduit. De plus, l'effet de la rugosité de la surface et de l'épaisseur de la paroi du tube sur le FCC n'est pas encore tout à fait clair.

Les figures 1.7 à 1.9 montrent les tendances générales du FCC lorsque le titre thermodynamique augmente pour différentes pressions et vitesses massiques dans un tube vertical de diamètre interne de 8 *mm* d'après deux tables de FCC produits par L'Académie des Sciences de l'URSS (1980) et Groeneveld et al. (1986). On peut voir que le flux de chaleur critique diminue en fonction du titre à la sortie, où le FCC se produit ordinairement. Cependant, selon des tables russes (Académie des Sciences de l'URSS, 1980), une chute brusque du FCC à un titre constant a lieu. Le titre correspondant à cette condition a été nommé "titre-frontière" (figures 1.8 et 1.9). Ce concept sera décrit en détail dans la section 1.4.

Les figures 1.7 à 1.9 montrent aussi l'effet de la vitesse massique sur le FCC. On voit que l'augmentation de la vitesse massique provoque l'augmentation du flux de chaleur critique dans la région des titres négatifs ou des titres faibles. Pour des titres plus élevés, une inversion a lieu, c'est-à-dire le FCC diminue avec l'augmentation de la vitesse massique. Seulement pour des vitesses massiques et des titres très élevés on observe de nouveau une augmentation du FCC. Ces observations peuvent être expliquées de la façon suivante. Lorsque le titre est faible, une augmentation de la vitesse massique résulte en une meilleure efficacité du processus d'évacuation de la vapeur de la paroi du tube et en une destruction de la couche limite de bulle: ceci retardera la caléfaction. À des titres plus élevés, le FCC est dû à la détérioration du film de liquide; dans ce cas, une augmentation de la vitesse massique amènera le film de liquide à devenir plus onduleux et contribuera à une augmentation du nombre de gouttelettes entraînées dans le noyau de vapeur. Par conséquent, la destruction du film de liquide se produira plus rapidement. Finalement, lorsque la vitesse et titre sont assez élevés, les vagues sur l'interface liquide-vapeur ne se forment probablement plus, l'entraînement des gouttelettes diminue ou disparaît complètement et le FCC commence à augmenter avec la vitesse massique.

Actuellement, il existe plusieurs publications qui analysent la phénomène du flux de chaleur critique et l'influence de différantes paramètres sur le FCC. Parmi elles il faut surtout indiquer les travaux de Collier (1981), Groeneveld (1980), Hewitt (1982) et Katto (1985). C'est pourquoi, l'auteur a jugé nécessaire de décrire en détail seulement le concept du titre-frontière qui est moins bien connu.

1.4 Concept du titre–frontière

Entre les années 60–70, des laboratoires soviétiques et quelques groupes de recherche américains et japonnais ont mis en évidence certaines particularités concernant le flux de chaleur critique (France et al., 1978; Levitan et Lantsman, 1975; Roko et al, 1978). D'après les observations, dans une partie de la région de l'écoulement annulaire-dispersé, la détérioration du transfert de chaleur se produit toujours à un titre donné, et ainsi le FCC s'arrête d'être un paramètre déterminant le processus de l'assèchement de la paroi (figures 1.10 et 1.11). Ce phénomène a été nommé par Doroshchuk (1966) "la crise du transfert de chaleur de deuxième espèce". Afin d'expliquer sa nature, on s'intéressera à deux études de Doroshchuk publiées en 1980 et 1981 qui sont consacrées à cette question. Même si certaines idées exposées dans ces documents ont été modifiées par la suite, les idées globales restent encore en vigueur. La notion de flux de chaleur critique perd son sens dans ce concept de la crise de deuxième espèce, c'est pourquoi on utilisera ici les termes "crise d'ébullition" ou "crise du transfert de chaleur" au lieu du FCC .

La relation entre le flux de chaleur et le titre critique, selon Doroshchuk, est représentée graphiquement sur la figure 1.12. La courbe $AA'B$ correspond à la crise d'ébullition de première espèce. Le point A' sur cette courbe représente simultanément le début de l'écoulement annulaire–dispersé et le point d'inversion de l'influence de la vitesse massique sur le FCC (x_{inv}) : à des titres $x < x_{inv}$, une augmentation de la vitesse massique G provoque une augmentation du FCC,

à $x > x_{inv}$, inversement, une augmentation de G cause une diminution du FCC (figures 1.7 à 1.9). Notons que d'après Doroshchuk, pour des flux de chaleur élevés et pour des pressions $P \leq 115$ *bars*, l'écoulement annulaire–dispersé apparaît toujours dans la région sous–refroidie. Pour des sous–refroidissements très élevés, la crise d'ébullition est induite par la transition de l'ébullition nucléee à l'ébullition par film de vapeur. Dans le cas d'un écoulement annulaire–dispersé, c'est la disparition du film sur la surface chauffée qui est à l'origine de la crise. Par conséquent, les relations reliant le FCC et le titre sont différentes pour les segments AA' et $A'B$. Dans le premier cas, la relation entre le FCC et le titre est représentée par une ligne droite inclinée, dans le deuxième, par une courbe concave. Toutefois, la différence entre les pentes de AA' et de $A'B$ est très faible, c'est pourquoi toutes les données expérimentales de cette région peuvent être traitées ensembles et présentées par une seule ligne AB. Cette ligne, d'après Dorshchuk, représente la crise d'ébulition de première espèce.

Analysons l'influence de la vitesse massique G sur le FCC (figure 1.13). Pour des sous-refroidissements importants, le FCC augmente considérablement avec l'accroissement de G. Au fur et à mesure que le sous-refroidissement diminue, l'influence de G sur le FCC diminue et disparaît totalement au point d'inversion x_{inv}. Il est intéressant de remarquer que plus la pression est grande, plus x_{inv} se déplace vers la région des titres élevés en prenant des valeurs positives pour des pressions excédant 115 *bars*. En considérant l'influence de G sur le FCC, il est important de tenir compte du flux de liquide vers la surface allant pour remplacer le liquide qui est entraîné par les bulles de vapeur quitant la surface chauffée. Selon Doroshchuk, ce flux dépend de la composante transversale de la vitesse turbulente du liquide et de la résistance hydraulique de la couche bouillante. La résistance hydraulique de cette couche dépend de son épaisseur et de la concentration des bulles de vapeur à l'intérieur de la couche. Lorsque la température du liquide augmente, c'est-à-dire le sous-refroidissement diminue, l'épaisseur de la couche bouillante augmente et,

par conséquent, sa résistance hydraulique s'accroît. C'est pour cela que la crise d'ébullition se produit à des flux de chaleur plus faibles.

L'augmentation de la vitesse massique entraîne l'accroissement de la composante transversale de la vitesse turbulente et donc l'augmentation du FCC. L'effet maximum de la vitesse massique sur le FCC a lieu pour des grands sous-refroidissements, quand la couche bouillante n'est pas trop épaisse. Si le sous-refroidissement diminue, l'épaisseur de cette couche augmente et l'effet de G sur le FCC diminue. Cette influence disparaît complètement quand les bulles de vapeur au centre du canal se regroupent entre elles pour former un unique noyau de vapeur en constituant ainsi une structure d'écoulement annulaire en déséquilibre thermodynamique. Cette configuration est caractérisée par la présence de la vapeur saturée dans la partie centrale du tube et du liquide sous-refroidi à la paroi. La région périphérique du noyau de vapeur se condense car elle est en contact avec l'eau sous-refroidie. Simultanément, le noyau est alimenté par des bulles de vapeur qui se détachent de la paroi chauffée. Au fur et à mesure que l'enthalpie du mélange augmente, le degré de déséquilibre de l'écoulement diminue et le régime annulaire normal est graduellement etabli.

À partir du moment où l'écoulement annulaire en déséquilibre thermodynamique se forme, le liquide est amené dans le noyau de l'écoulement d'une part par l'éjection des gouttelettes à l'éclatement des bulles de vapeur qui s'échappent du film, d'autre part par les gouttelettes d'eau qui se détachent des crêtes des vagues au niveau de l'interface liquide–vapeur. Pour certaines valeurs du flux de chaleur, ces deux facteurs additionnés à la génération de vapeur sur la surface chauffée peuvent entraîner, selon Doroshchuk, la perte de contact direct entre la phase liquide et la paroi. Si, avant sa disparition, le film de liquide devient très mince, il n'y a plus d'ébullition dans ce dernier et le transfert de chaleur s'effectue par évaporation de liquide à l'interface du film. Dans tous les deux cas, il est important de noter que, suite à la formation d'une structure à écoulement annulaire, le FCC dépend de

l'épaisseur du film de liquide adjacent à la paroi chauffée.

Lorsque $x < x_{inv}$, l'augmentation de la vitesse massique favorise l'écoulement de liquide vers la surface chauffée et repousse ainsi la crise d'ébullition à des valeurs de q' plus élevées. Quand $x > x_{inv}$, l'augmentation de G entraîne une diminution de l'épaisseur du film liquide sur la paroi à cause d'un arrachement accru de liquide de la surface onduleuse du film. Cela entraîne une diminution du FCC.

Suivant les raisonements de Doroshchuk, analysons maintenant l'influence de la pression sur le FCC. Quand la pression augmente, la chaleur latente de vaporisation diminue. Selon Doroshchuk, cela occasionne la condensation plus rapide des bulles de vapeur et, par conséquent, x_{inv} se déplace vers des valeurs plus élevées. De plus, quand la pression croît, la différence de densité entre l'eau et la vapeur diminue. Pour de hautes pressions, même pour des titres assez élevés, le film de liquide sur la paroi devient si épaisse que l'ébullition par film peut aussi se produire dans cette région. Cela signifie que le début de cette ébullition peut avoir lieu non seulement en écoulement sous-refroidi, mais aussi en mélange saturé liquide-vapeur si le titre ne dépasse pas x_{inv}.

Pour certaines combinaisons de P, G et x, lorsque le film de liquide devient très mince (microfilm), des vagues ne se forment plus sur sa surface. Cela se produit à partir d'un titre noté par Doroshchuk $x_{\Delta P}$ car ce titre correspond à une diminution soudaine de la perte de pression le long du tube (figure 1.14).

D'après Doroshchuk, cette diminution peut être expliquée par le changement de la nature de la surface du film. Pour $x < x_{\Delta P}$, le film de liquide a une interface très onduleuse, et cela induit une résistance hydraulique élevée. La disparition des vagues sur l'interface pour $x > x_{\Delta P}$ diminue cette résistance. Il est important de souligner qu'aucune influence du flux de chaleur sur $x_{\Delta P}$ n'a été relevée (Tarasova et Leont'ev, 1965).

Pour $q' > q'^0{}_{fr}$ (où $q'^0{}_{fr}$ est le flux de chaleur au point C sur la figure 1.12), les gouttelettes d'eau présentes dans le noyau de vapeur ne penètrent pas le flux

de vapeur provenant de l'interface et elles n'alimentent plus le film de liquide et ce dernier s'aminci en s'en vaporisant jusqu'à l'assèchement complet. Considérons deux sections du canal : la première, où l'écoulement annulaire–dispersé à microfilm commence, et la deuxième, où le FCC a lieu. En absence de l'alimentation du film de liquide par les gouttelettes du noyau de vapeur, le débit de vapeur entre ces deux sections augmente toujours proportionnellement au débit de liquide dans le microfilm à la première section et au rapport entre les densités des phases. Selon Doroshchuk, le débit de liquide dans le microfilm ne dépend que de la vitesse massique de l'écoulement. Le rapport entre les densités des phases est déterminé par la pression du système. Par conséquent, on peut aboutir à la conclusion qu'à cours de l'évaporation de ce microfilm, le titre s'accroît toujours de Δx dépendant seulement de la pression et de la vitesse massique. Etant donné que $x_{\Delta P}$ et Δx ne dépendent pas du flux de chaleur appliqué sur la paroi, le titre-frontière $x_{fr} = x_{\Delta P} + \Delta x$, pour lequel la crise de transfert de chaleur de deuxième espèce se produit, est donc également indépendant du flux de chaleur. Dans le système des coordonnées (x, q'), la région de la crise de deuxième espèce est représentée par une ligne verticale BC (figure 1.12).

Quand les gouttelettes d'eau présentes dans le noyau de vapeur peuvent se déposer sur le microfilm (selon Doroshchuk, ceci a lieu pour des vitesses massiques très petites ou très grandes, pour des pressions élevées et pour des flux de chaleur relativement faibles), le tarissement du film de liquide est retardée et la crise du transfert de chaleur ne se produit pas à x_{fr} mais à une valeur plus élevée : x_d (figure 1.12). Dans ce cas, x_d ne dépend pas seulement de G et de P mais aussi de q' car le flux de chaleur influe le taux de précipitation des gouttelettes sur le film. Ce type de crise a été appelé : "Crise du transfert de chaleur de deuxième espèce avec précipitation de gouttelettes sur le film" ou "Crise de précipitation". La fonction $q'_d = f(x_d)$ est illustrée sur la figure 1.12 par la ligne CD. Les expériences confirment que q'_d augmente avec l'augmentation de la pression et de

la vitesse massique.

Au fur et à mesure que q'_d diminue, la précipitation de gouttelettes sur le microfilm augmente et, par conséquent, x_d croît. Pour un flux de chaleur donné, un équilibre s'établit entre le flux de chaleur appliquée sur la surface chauffée et celle qui est requise pour l'évaporation des gouttelettes déposées sur le film . Alors le graphe $q'_d = f(x_d)$ tend vers une valeur assymptotique. Notons que la crise de précipitation se produit à des flux de chaleur assez faibles et présente relativement moins de danger que les crises de première et deuxième espèce sans précipitation de gouttelettes.

Habituellement, on relie la crise de transfert de chaleur dans la région des écoulements annulaires–dispersés à la disparition du film de liquide sur la paroi. Dans la plupart des cas, on cherche la solution de ce problème en analysant le bilan résultant de tous les processus d'échange de masse entre le noyau et le film. Dans cette approche, on considére séparément l'entraînement mécanique du liquide et l'évaporation, puis on additionne leurs effets. D'après Doroshchuk, cela n'est pas correct et il faut seulement tenir compte de l'effet qui a la plus grande influence pour un titre donné. Il explique son raisonnement à l'aide d'une analyse graphique reproduite également à la figure 1.15. Sur cette figure, les changements des taux de l'épuisement du film sous l'action des mécanismes différents sont présentés en fonction du titre pour une valeur P, G et q' données. Chaque taux de l'épuisement du film représente la dérivée du débit massique de liquide s'échappant du film à cause d'un mécanisme correspondant par rapport à x. Notons que Doroshchuk utilise le terme l'entraînement mécanique pour désigner l'effet commun de l'arrachement des gouttelettes et leur précipitation sur le film de liquide en écoulement adiabatique pour les mêmes pression et vitesse massique.

La position de la ligne représentant le taux de l'évaporation, dépend uniquement de la vitesse massique de l'écoulement car $W_{evap} = xW = xGF$. L'éjection de gouttelettes par bulles débute au titre correspondant à la formation de l'écoulement

annulaire et continue jusqu'à une certaine valeur de titre : x_p, à partir duquel l'ébullition dans le film cesse. Selon Doroshchuk, le taux d'épuisement du film dû à l'action commune de l'éjection de gouttelettes et de l'évaporation est plus élevée que le taux de l'entraînement mécanique qu'on observe en écoulement adiabatique. Cependant, ceci ne provoque pas toujours la formation d'un microfilm à un titre inférieur à $x_{\Delta P}$. Tout dépend du rapport des surfaces S_1 et S_2 montrées sur la figure 1.15. Si $S_1 < S_2$, le processus d'épuisement du film liquide sur la paroi se produit de la même façon que pour des conditions adiabatiques : le microfilm se forme au titre $x_{\Delta P}$. La crise de transfert de chaleur de deuxième espèce a donc lieu au titre x_{fr}. Dans le cas opposé, i.e., $S_1 > S_2$, l'amincissement du film jusqu'à l'état de microfilm se produira à un titre inférieur à $x_{\Delta P}$ et x_{cr} sera inférieur à x_{fr}. Avec l'augmentation de la vitesse massique, la valeur de la dérivée dW_{evap}/dx croît. Dans ce cas, la ligne représentant le taux de l'évaporation se déplace vers le haut en diminuant la surface S_2. Par conséquent, la condition $S_1 < S_2$ ne sera plus respectée à partir des flux de chaleur plus faibles et la partie verticale sur la courbe (figure 1.12) disparaîtra.

La déduction de Doroshchuk, citée presque à la lettre, est difficile à comprendre et à analyser. La principale question qui se pose est la suivante : les courbes correspondant aux taux différents d'épuisement du film, sont-elles basées sur des études expérimentales ou sont-elles simplement le résultat d'un raisonement sur les processus possibles? Cela concerne particulièrement le taux d'épuisement du film dû à l'entraînement mécanique. Il est connu, même Doroshchuk (1980) mentionne ce fait lui-même, que dans un écoulement annulaire adiabatique stable, pour chaque valeur de x à une vitesse massique et à une pression données, il existe un rapport bien déterminé entre le débit de liquide dans le film et le débit de liquide sous forme de gouttelettes dans le noyau de vapeur . De plus, il existe un équilibre dynamique entre la quantité de liquide qui se dépose sur le film de liquide et celle qui quitte la surface du film suite à l'arrachement des gouttelettes. Alors,

l'échange total de liquide entre le film et le noyau de vapeur et, par conséquent, le taux d'épuisement du film dû à l'entaînement mécanique en écoulement adiabatique stable sont nuls indépendamment du titre. Dans le cas d'un écoulement adiabatique non–stable, c'est-à-dire au stade du développement (probablement cet écoulement est plus convenable pour l'analyse des processus physiques en écoulement diphasique non-adiabatique), le taux d'épuisement du film est différent de zéro. Cependant, il est très peu probable que la forme de la dépendance de ce taux d'épuisement vis-à-vis du titre ne soit pas conditionnée par le type de mélangeur utilisé pour la formation de l'écoulement diphasique. Il est aussi clair que le taux d'épuisement du film dépend du degré de développement d'écoulement. Par conséquent, aucune généralisation comme celle-là présentée à la figure 1.15 n'est possible. C'est pourquoi nous ne la discutons pas davantage.

Dans deux articles publiés en 1980 et 1981, Doroshcuk examine aussi l'assèchement dans le cas de deux tubes de longueurs différentes pour les mêmes valeurs de P, G et q'. Le tube long est alimenté par l'eau sous-refroidie; le tube court - par un mélange saturé liquide-vapeur. Pour des faibles flux de chaleur (pas d'ébullition dans le film de liquide) et pour des vitesses massiques faibles, la crise de transfert de chaleur de deuxième espèce dans les deux tubes aura lieu, selon Doroshchuk, quand le titre-frontière sera atteint (ou la crise de précipitation se produira au titre x_d si $q' < q'^0_{fr}$). Au fur et à mesure que le flux de chaleur appliqué augmente, l'ébullition dans le film de liquide avec l'éjection de gouttelettes commencent. Dans le tube long l'ébullition aura lieu un peu plus tôt à cause de la présence des zones où les titres sont moins élevés, i.e. des zones où le film de liquide est plus épais, que dans le cas du tube court. Si on augmente davantage la puissance, les zones bouillantes dans les deux tubes élargissent et, quand la condition $S_1 < S_2$ n'est plus respectée, cela entraîne la transformation de la crise de deuxième espèce à la crise de première espèce . Dans le tube court, cette transformation aura lieu pour des flux de chaleur plus élevés. Notons que dans ce dernier raisonnement, Doroshchuk

contredit sa propre conclusion, c'est-à-dire que la longueur du tube n'influe pas les valeurs du flux de chaleur pour la crise de première espèce.

Doroshchuk et ses collaborateurs (Doroshchuk, 1983; Doroshchuk et Levitan, 1971) ont mis en évidence une limite inférieure et une limite supérieure pour le processus de précipitation des gouttelettes. La limite inférieure a été déterminée par les expériences suivantes : on a injecté un jet d'eau salée au centre d'un tube alimenté par un mélange liquide-vapeur. Si des gouttelettes contenant du sel se déposaient sur le film liquide, le sel se dissolvait dans le liquide et formait un dépôt sur la paroi après l'assèchement. Cette couche représentait une résistance au transfert de chaleur en provoquant une augmentation de la température de la paroi dans le tempsau point d'assèchement. Les expériences ont été effectuées pour deux cas différents. D'abord, le tube était chauffé uniformément sur toute sa longueur de 1.5 m. Après, par un déplacement de la barre de chauffage inférieure, le tube a été divisé en deux sections : non-chauffée d'une longueur de 0.7 m et chauffée uniformément d'une longueur de 0.8 m. Des augmentation de température dans le temps après l'assèchement étaient toujours observés dans le cas où l'eau salée était injectée à l'entrée du tube ayant la section non-chauffée. Mais pour une certaine combinaison de paramètres, aucune augmentation de température dans le temps n'était observé quand la solution était injectée à l'entrée du tube chauffé sur toute sa longueur. Cela confirme l'influence importante du flux de vapeur générée par l'évaporation du film liquide sur le procédé de dépôt des gouttelettes.

La limite inférieure pour la précipitation des gouttelettes est présentée sur la figure 1.16 dans le plan de coordonnées (P, G). Il faut noter que la vitesse massique et la pression ne sont pas les seuls paramètres qui contrôlent la précipitation de gouttelettes. Pour des valeurs de P et G données, elle a toujours lieu à des flux de chaleur inférieurs à q'^0_{fr} dont la valeur dépend de P et G. Mais dans une plage $q'^0 < q' < q'^0_{fr}$, la valeur du flux de chaleur n'influence presque pas la limite inférieure du domaine où les gouttelettes ne se déposent pas sur le film de

liquide. Selon Doroshchuk, l'existence de la limite inférieure peut être expliquée par la poussée latérale sur les gouttelettes qui est conditonnée par le gradient de vitesse dans la phase vapeur et par la vitesse relative des gouttelettes. En réalité, ce n'est pas tout à fait juste car pour un écoulement vertical ascendant où la vitesse relative de gouttelettes est négative, cette poussée doit normalement déplacer les gouttelettes vers l'axe du canal. Ce sont seulement les gouttelettes qui se déplacent vers le film à cause des fluctuations turbulentes tout en conservant leurs vitesses longitudinales et qui acquièrent ainsi une vitesse relative positive, peuvent être projetées sur le film par cette poussée.

La limite supérieure (figure 1.16) a été déterminée par l'analyse des courbes $q' = f(x)$. Elle correspond au début de l'écartement de ces courbes de la verticale pour des titres $x > x_{fr}$. D'après Doroshchuk, la précipitation de gouttelettes est rendu possible par l'augmentation de la vitesse massique, qui contribue à un accroissement rapide de la composante de vitesse transversale des gouttelettes et à une augmentation de la quantité de mouvement des gouttelettes.

Malheureusement, dans les articles de Doroshchuk il y a des contradictions physiques ou des fautes conceptuelles graves, qui sont parfois corrigées dans un article subséquent (Doroshchuk, 1980 et Doroshchuk, 1981). L'analyse de ses idées est aussi compliquée pour les deux raisons suivantes : il n'a jamais douté du concept de titre-frontière, il considérait x_{fr} non pas comme une hypothèse, mais comme un fait réel et l'utilisait dans toutes ses explications en qualité d'argument principal; dans ses démonstrations, il ne faisait presque jamais allusion aux conditions à l'entrée du tube (la plupart des expériences de Doroshchuk ont été faites avec un mélange de liquide–vapeur à l'entrée). C'est pourquoi, on n'examinera plus en détail les raisonnements physiques de Doroshchuk. On emmenera seulement sa conclusion générale : la crise de transfert de chaleur de deuxième espèce a lieu à un titre–frontière constant correspondant à l'amincissement du film de liquide jusqu'a un microfilm suivit par l'assèchement complet de ce film lorsque les gouttelettes

d'eau du noyau de vapeur ne se déposent pas sur le film.

En analysant les résultats et les observations de Doroshchuk, Hewitt (1978) a fait les remarques suivantes :

- la forme de la courbe présentée sur la figure 1.12 n'est pas toujours observée dans les expériences où on utilise l'eau sous-refroidie à l'entrée de la section d'essais;

- dans la plupart des expériences soviétiques, dans le domaine de titre-frontière, le mélange diphasique a été utilisé à l'entrée du tube. Les conditions de l'écoulement à l'entrée (liquide sous-refroidi ou mélange liquide-vapeur) ainsi que le rapport L/d ont une certaine influence sur le FCC, c'est pourquoi la généralité de cette courbe est doûteuse;

- pour des conditions d'entrée données, il est souvent observé que le titre critique est pratiquement indépendant de la longueur du tube. Les expériences pour lesquelles le débit de liquide dans le film est mesuré en fonction du titre local démontrent clairement que l'entraînement des gouttelettes dans la première partie du tube est approximativement contrebalancé par la précipitation dans la seconde partie du tube (figure 1.17). Ainsi, le fait que le titre critique est constant peut être expliqué sans la supposition de l'absence de la précipitation des gouttelettes sur le film de liquide.

En examinant les expériences de Doroshchuk liées à la détermination la frontière inférieure dans le processus de précipitation de gouttelettes, Hewitt (1978) a remarqué que les longueurs des sections chauffées dans ces expériences étaient différentes. Par conséquent, les profils de température le long des sections chauffées étaient aussi différents. Selon des croquis théoriques de Hewitt présentés sur la figure 1.18, si l'eau salée est injectée dans une section chauffée, la conduction de chaleur axiale de la zone surchauffée provoquée par l'assèchement en aval, induit

une ébullition nucléee intensive au niveau de l'interface film–paroi sèche. Cela entraîne une émission importante de gouttelettes et le dépôt de sel sera donc très faible au point d'assèchement. Si l'eau salée est injectée dans une section non–chauffée, le profil de température en aval du point d'assèchement présente une pente moins raide et la valeur de la température est plus faible. Cela signifie que la conduction de chaleur axiale est également plus faible et que l'ébullition n'aura pas lieu sur la frontière de la zone d'assèchement. Dans ce cas, le sel peut se déposer sur la paroi. Il est donc possible que la précipitation de gouttelettes sur le film liquide aie lieu dans ces deux tests, mais le dépôt de sel sur la paroi se produit seulement dans le cas où il y a une section non–chauffée en amont. Il faut tout de même noter que les raisonnements de Hewitt sont discutable. Premièrement, les expériences de Doroshchuk ont été effectuées dans la région des titres assez élevés où les flux de chaleur critique sont faibles. Dans ce cas, l'ébullition très intensive dans le film est peu probable. Par conséquent, le dépot de sel devrait se produire au point d'assèchement même si une ébullition avait eu lieu. Deuxièmement, dans ces expériences, l'augmentation de température a aussi été observée pour une section chauffée longue (Doroshchuk et Levitan, 1971). C'est cela qui a permi de tracer la frontière inférieure du procédé de précipitation de gouttelettes.

Analysons des données d'autres études sur le sujet du transfert de masse entre le film et le noyau de vapeur en écoulement annulaire–dispersé. Effectuons cette analyse à l'aide d'une version plus récente et plus pratique du diagramme d'entraînement de Hewitt. Dans ce cas, sur l'axe des ordonnées, au lieu de représenter le débit de liquide entraîné sous forme de gouttelettes dans le noyau de l'écoulement, W_3, on représente $x_3 = W_3/W$ (figure 1.19). Une droite $(1 - x_1)$, où $x_1 \equiv x$, détermine la fraction totale de liquide dans l'écoulement. La section $x_2 = (1 - x_1) - x_3 = W_2/W$ représente le débit de liquide dans le film. Le point d'intersection des lignes x_3 et $(1 - x_1)$ implique $x_2 = 0$ et détermine donc le titre critique. Il faut toutefois noter que le débit de liquide dans le film peut être non–nul

jusqu'au dernier instant précédant la crise. Celle–ci est provoquée par la transition de l'ébullition nucléee dans le film liquide à l'ébullition par film de vapeur, ou bien par l'assèchement soudain entre les crêtes des vagues sur le film et cela entraîne un assèchement très rapide du film de liquide. Ce phénomène a été observé expérimentalement à des pressions faibles (Kaznovskiy et al., 1978).

Ce diagramme permet de faire des conclusions en ce qui concerne l'évolution des conditions critiques, il est explicite pour l'analyse de la crise de deuxième espèce. Dans ce cas, après avoir atteint son maximum, la courbe x_3 doit rester parallèle à l'axe des abscisses. Il existe aujourd'hui des travaux (Boltenko et Smirnov, 1990; Kaznovskiy et al., 1978) qui confirment ce fait à partir des mesure directes du débit de liquide dans le film sur la paroi (figure 1.20 et 1.21). Cette tendance est contredite par les données de Bennett et al. (1966) qui montrent toujours une diminution de x_3 après le point maximum (figure 1.16). Cela peut probablement être expliqué par le fait que les pressions et les vitesses massiques étaient faibles dans les expériences de Bennett et al. (1966). D'autre part, il faut noter que une pente positive a aussi été obtenue pour la courbe x_3 dans les expériences avec l'eau et le Fréon R–12 à des flux de chaleur élevés (figure 1.22). Cela a permis d'établir une relation entre le diagramme d'entraînement et la fonction $q'_{cr} = f(x_1)$ (figure 1.23).

Mais il faut tenir compte que l'incertitude des données $x_3 = f(x_1)$ est assez élevée à cause des difficultés de mesure. C'est pourquoi tous ces raisonnements et toutes ces relations sont plutôt qualitatives que quantitatives. De plus, pour les cas où l'alimentation est en eau sous–refroidie ou en mélange liquide–vapeur, la correspondance entre les fonctions $q'_{cr} = f(x_1)$ et $x_3 = f(x_1)$ doit encore être démontrée.

Les "Recommandations sur le flux de chaleur critique" de l'Académie des Sciences de l'URSS (1980) sont basées sur le concept des crises de première et de deuxième espèce. Elles sont présentées sous la forme de deux tableaux : le pre-

mier donne les valeurs des flux de chaleur critique en fonction de la pression, de la vitesse massique et du titre, et le deuxième donne les valeurs du titre-frontière. Les valeurs du FCC et du titre–frontière ont été obtenues expérimentalement, elles correspondent à une pression et à une vitesse massique donnée. Actuellement, il existe aussi des corrélations semi–théoriques qui déterminent tous les points clefs représentés sur la figure 1.12 en fonction des paramètres d'écoulement (Levitan et Borevskiy, 1989; Levitan et Orlova, 1990). N'analysons pas toutes ces corrélations et ne retenons que certaines importantes en vue d'un usage futur.

Levitan et Borevskiy (1989) ont proposé la formule suivante pour définir le titre caractéristique de l'origine de l'écoulement annulaire–dispersé :

$$x_{and} = (2.7 \pm 0.3) We_f^{-0.25} \left(\frac{\rho_f}{\rho_v} \right)^{-0.33} , \qquad (1.1)$$

où

$We_f = G^2 d / \rho_v \sigma$: nombre de Weber du film;

ρ_f et ρ_v : densités du liquide et de la vapeur respectivement;

σ : tension superficielle.

Cette relation est basée sur une grande banque de données obtenues par le moyen d'une étude holographique des écoulements adiabatiques. Levitan et Orlova (1990) recommandent son utilisation aussi pour des écoulements non-adiabatiques. Les valeurs de x_{and} sont toujours positives (figure 1.24), cela contredit les raisonnements de Doroshchuk qui supposaient que le début de l'écoulement annulaire–dispersé a déjà lieu dans la région sous-refroidie.

La relation pour le calcul du titre–frontière, x_{fr}, a été déterminée (Levitan et Orlova, 1990) à partir du diagramme d'entraînement pour des écoulements adiabatiques. Elle est obtenue en traçant des tangentes horizontales jusqu'au point

d'intersection avec la droite représentant le débit total de liquide :

$$x_{fr} = 6.57 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\sigma}{\mu_f}\right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_f}\right)^{0.125} \left(\frac{\rho_f \rho_v}{G^2 g d}\right)^{0.25} , \qquad (1.2)$$

où μ_f est la viscosité dynamique du liquide. Les valeurs obtenues par cette relation ont été comparées avec les valeurs présentées par L'Académie des Sciences de l'URSS (1980) (figure 1.25). Cette comparaison a montré une bonne concordance entre les valeurs prédites par cette corrélation et celles obtenues expérimentalement.

1.5 Flux de chaleur critique à des pressions faibles

La plupart des études expérimentales sur le sujet du flux de chaleur critique ont été effectuées entre les pressions de 60 à 160 *bars*. Dans ce domain de pression, seulement pour des tubes ronds chauffés uniformément, plusieurs dizaines de mille de points ont été obtenues dans une large gamme de paramètres : la vitesse massique, le diamètre, la longueur chauffée, etc. Cependant, le nombre d'expériences sur le FCC à des pressions faibles est très limité. Le problème principal ne consiste même pas en ce que ces données sont peu nombreuses, mais en ce qu'elles sont en général obtenues dans une gamme de paramètres très limitée, surtout de la vitesse massique et de la longueur chauffée. Cela entraîne une grande dispersion des données et rend presque impossible leur analyse globale. Pour illustrer ce problème, analysons quelques travaux dans lesquels le FCC a été mesuré à des pressions ≤ 30 *bars*.

1.5.1 Analyse des résultats expérimentaux sur le FCC à faibles pressions

Le nombre le plus élevé de données expérimentales pour le domaine de faibles pressions est présenté dans le rapport de Becker et al. (1965). Les expériences pour des pressions de 2.2 à 30 *bars* ont été effectuées à des vitesses massiques de 120 de

2800 $kg\ m^{-2}s^{-1}$, pour des longueurs chauffées de 0.4 à 3.75 m et des diamètres de 3.94 à 25 mm. Malheureusement, ces résultats sont très difficile à analyser à cause de la procédure utilisée pour la détermination du FCC. Ce dernier a été obtenu par une diminution de la vitesse massique en conservant une température d'entrée, une pression de sortie et une puissance appliquée constantes. Dans le but d'obtenir des valeurs du FCC, cette méthode est en principe équivalente à celle plus souvent utilisée dans laquelle on change la puissance appliquée en conservant constants d'autres paramètres d'écoulement. Pourtant, l'analyse des données sous la forme traditonnelle $q'_{cr} = f(P_{sor}, G, x, d)$ devient dans ce cas peu réalisable. En plus, les valeurs de la vitesse massique mentionnées auparavant ne représentent que celles minimum et maximum de toute la gamme de variation de la vitesse. La plupart des expériences ($\sim$ 95%) ont été effectuées à des vitesses massiques de 200 à 1000 $kg\ m^{-2}s^{-1}$.

Thompson et Macbeth (1964) ont présenté données de FCC à des pressions faibles pour des vitesses massiques de 10 à 18600 $kg\ m^{-2}s^{-1}$. Cependant, les vitesses massiques élevées ne correspondent qu'à des longueurs chauffées très courtes. Pour $L \geq 0.2\ m$, la vitesse massique n'excède pas de 50 $kg\ m^{-2}s^{-1}$. Également, seulement des longueurs chauffées courtes ont été étudiées dans les travaux de Bergelson et al. (1981) (L=0.24–0.4 m) et de Ladislau (1978) ($L = 0.2\ m$). Ainsi, les données de FCC disponibles aujourd'hui dans le domaine de basses pressions ont été obtenues seulement à des titres négatifs ou très faibles (longueurs courtes, vitesses massiques élevées) ou à des titres très élevés (vitesses massiques faibles).

Il existe aussi un certain nombre de travaux dans lesquels le flux de chaleur critique a été étudié à la pression atmosphérique (Baek et al., 1992; Chang et al., 1991; Mishima et al., 1987; Mishima et al., 1985; Mishima et al., 1993). Dans tous les cas, les expériences ont été effectues sur des boucles ouvertes à l'atmosphère, et la pression à la sortie de la section chauffée n'était pas mesuré mais était simplement estimée comme étant très proche de 1 *bar*. Un défaut possible de cette approche

sera analysé dans le chapitre 6.

1.5.2 Instabilités des écoulements diphasiques à des pressions faibles

Une particularité de FCC à des pressions faibles consiste en ce qu'il peut être affecté par l'instabilité des écoulements diphasiques non-adiabatiques le plus souvent observées notamment à des pressions basses. Les oscillations du débit de liquide qui ont lieu dans le cas d'apparition d'une instabilité de l'écoulement, peuvent provoquer une détérioration prématurée de transfert de chaleur (Daleas et Bergles, 1965; Mishima et al., 1987; Sato et al., 1965). En tenant compte que ces oscillations ne sont pas admises dans une installation industrielle, les valeurs de FCC mesurées en existance des oscillations de débit doivent être considérées comme étant erronées. C'est pourquoi, lors d'une étude sur le sujet de FCC à faibles pressions, il est nécessaire de prendre des précautions de certaines instabilités d'écoulement diphasique. Par conséquent, une analyse des raisons condionnant leur apparition est forte indispensable.

Normalement, on distingue deux types d'instabilité d'écoulement diphasique : statique et dynamique Bouré et al. (1973). La première peut être décrite à partir de la considération d'un état stationnaire du système, tandis que la description de la deuxième demande l'analyse des effets d'inertie d'écoulement et de rétroaction dynamique du système. À titre d'exemple d'une instabilité statique on peut alléguer celle de Ledinegg (1938). Cette instabilité se développe, premièrement, si la dépendance des pertes de pression, ΔP, entre la pompe et la sortie du conduit chauffée en fonction du débit de liquide, W, a une région où la pente est négative et, deuxièmement, si cette pente est plus raide que celle de la caractéristique de pompe $\Delta P = f(W)$. Ces conditions amènent à ce que, par exemple, un faible diminution de débit dans la région à pente négative provoque une augmentation des pertes de pression et donc une diminution consécutive de débit. Ce changement de débit continuera jusqu'à ce qu'un nouveau point d'intersection de ces deux car-

actéristiques sera atteint hors de la région à pente négative. Ainsi, l'instabilité de type de Ledinegg provoque un changement arbitraire du débit massique de liquide dans un conduit chauffé.

Dans les cas où il existe une interaction suffisante et une rétroaction retardataire entre l'inertie d'écoulement et la compressibilité du milieu dans le système, la présence des conditions décrites ci-dessus peut amemer à des oscillations du débit (Stenning et al., 1967). Ces dernières nommées "oscillations dues aux pertes de pression" ("pressure-drop oscillations") représentent un exemple de l'instabilité dynamique de l'écoulement diphasique. En règle générale, ces oscillations se manifestent si un volume compressible (par exemple, un réservoir d'alimentation partiellement rempli) se trouve entre la pompe et le conduit chauffé. La fréquence des oscillations est déterminée par la constante de temps du volume compressible et dépend donc de sa capacité et de la pression du système. L'apparition de ces oscillations, ainsi que l'instabilité de Ledinegg, peut être prévenue par l'introduction d'une résistance hydraulique supplémentaire (étranglement) entre la pompe et l'entrée de la section chauffée, laquelle changerait la caractéristique des pertes de pression totales en éliminant la région à pente négative. Cependant, si c'est le mélange diphasique lui-même dans le conduit chauffé qui constitue ce volume compressible (cela a surtout lieu pour des conduits longs), l'étranglement n'est pas très effecace (Yadigaroglou, 1981).

D'une manière générale, les mécanismes de l'instabilité dynamique sont reliés au phénomène de propagation des perturbations en écoulement diphasique. Des vitesses finies de leur propagation déterminent une délai de la rétroaction entre de différents paramètres de l'écoulement. Par exemple, une perturbation de pression amène à la formation des ondes dynamiques qui se propagent en milieu diphasique à la vitesse du son, c'est-à-dire presque instantanément. Des perturbations de température et d'enthalpie se propagent à la vitesse de l'écoulement ou créent des perturbations de taux de vide lesquelles qui se propagent sous forme d'ondes de

densité ayant des vitesses d'ondes cinématiques. Ainsi, des changements de pression se produisent d'une façon relativement lente.

Les oscillations des ondes de densité ("density wave oscillations") sont le type d'instabilité le plus souvent observée dans les écoulements diphasiques (Yadigaroglu et Bergles, 1972). Elles se développent à cause de nombreuses rétroactions entre le débit, la vitesse de génération de vapeur et les pertes de pression dans des régions monophasique et diphasique du conduit chauffée. Des détails sur ce type d'instabilité peuvent être trouvés dans le travail de Yadigaroglu (1981).

Il faut quand même souligner que l'amplitude et la fréquence des oscillations de débit dues à cette instabilité dynamique est relié à la caractéristique $\Delta P = f(W)$ de la pompe utilisée. Lors l'utilisation d'une pompe à piston qui assure un débit massique presque constant indépendamment des pertes de pression, cette instabilité ne se développe pas, si, bien sûr, d'autres facteurs, tels que des volumes compressiobles admettant des oscillations de débit, n'apparaissent pas. Pour prévenir l'apparition des oscillations de débit dans le cas de l'utilisation d'une pompe centrifuge dont la caractéristique est plus aplatie, on utilise des lignes de dérivation (bypass) ou un étranglement suffisant de l'écoulement (Potter, 1977).

On distingue aussi des oscillations de débit dues à la formation des poches de vapeur (lors que ces derniers quittent le conduit chauffée, le débit local à sa sortie diminue car le volume, qui était avant occupé par une poche de vapeur, commence à se remplir de liquide), des instabilités acoustiques et d'autres (Bailey, 1977).

Les principes de prévention des instabilités d'écoulement diphasique décrites antérieurement ont été mis à la base de la procédure expérimentale présentée dans le chapitre 2.

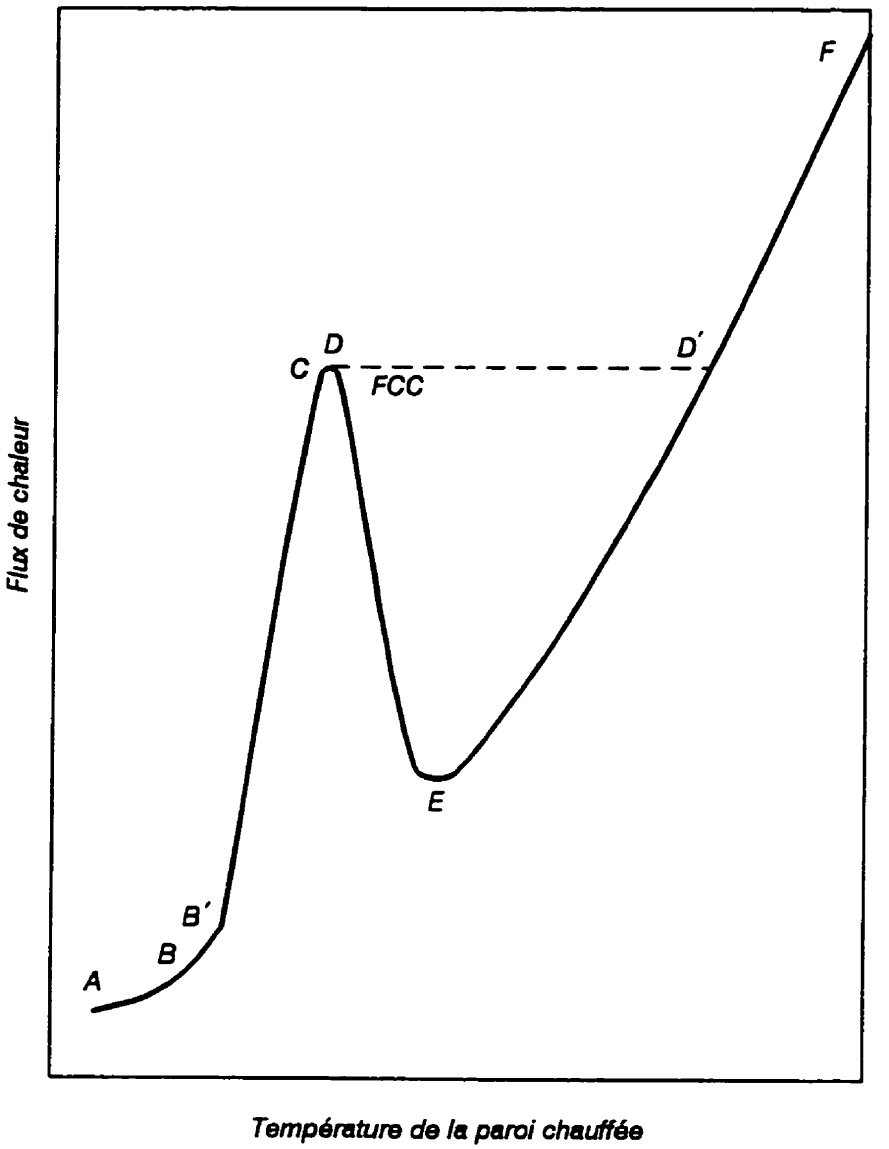
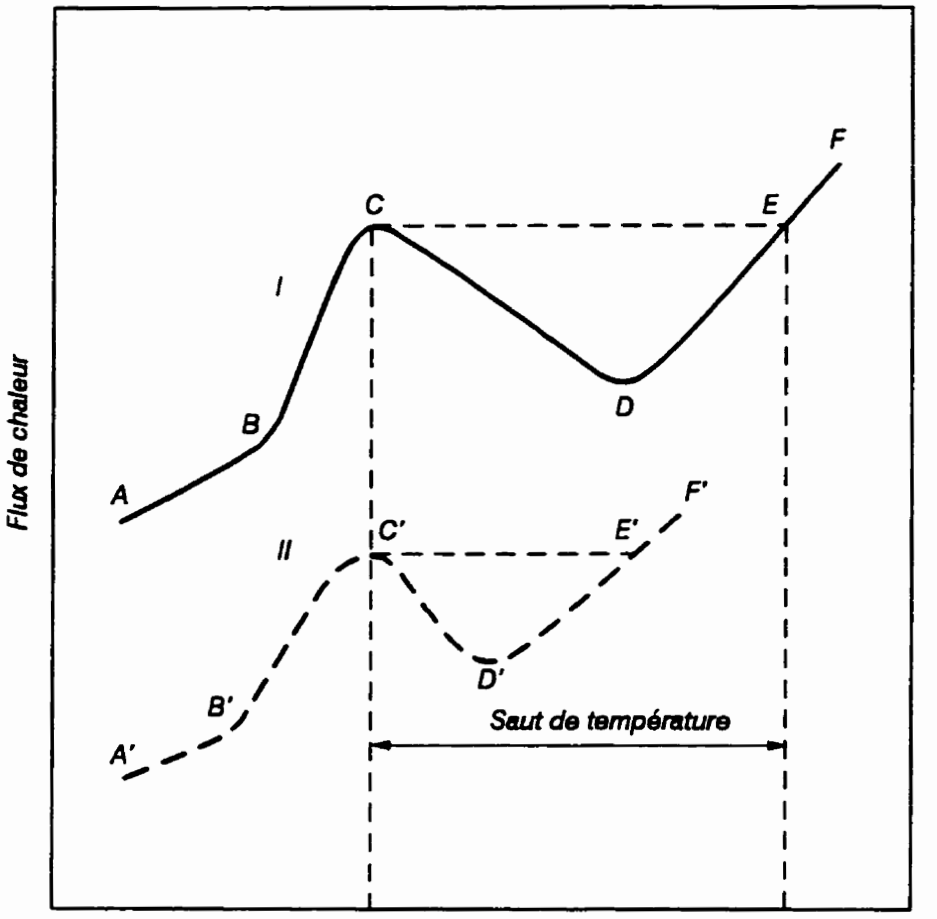


Figure 1.1 Courbe d'ébullition en réservoir



I) Ebullition en convection forcée *II) Ebullition en réservoir*

AB: convection en simple phase	*A'B': convection naturelle*
BC: ébullition nucléée et/ou évaporation en convection forcée	*B'C': ébullition nucléée*
C: flux de chaleur critique	*C': flux de chaleur critique*
CD: ébullition par film de vapeur partiel	*C'D': ébullition par film de vapeur partiel*
DF: ébullition par film de vapeur	*D'F': ébullition par film de vapeur*

Figure 1.2 Courbes d'ébullition en réservoir et en convection forcée

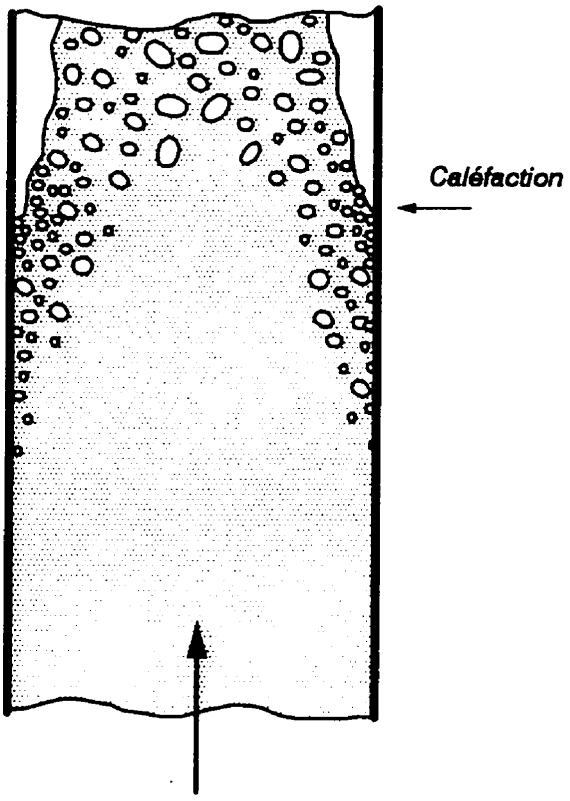


Figure 1.3 Mécanisme du regroupement de bulles près de la paroi et de la formation d'une couverture de vapeur

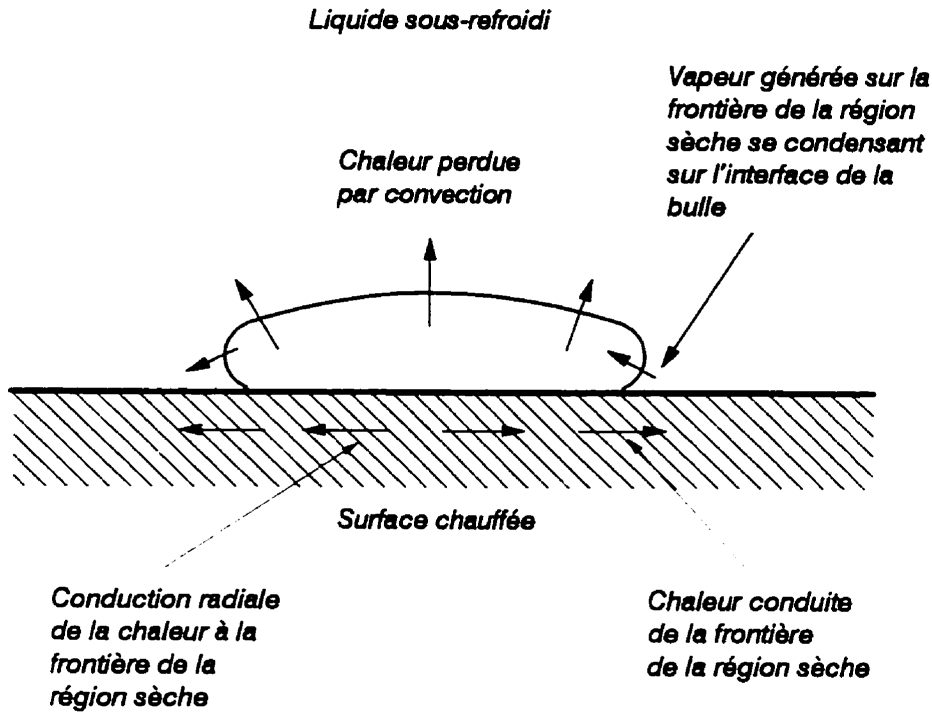


Figure 1.4 Mécanisme de la surchauffe locale provenant de la croissance d'une bulle dans un centre de nucléation

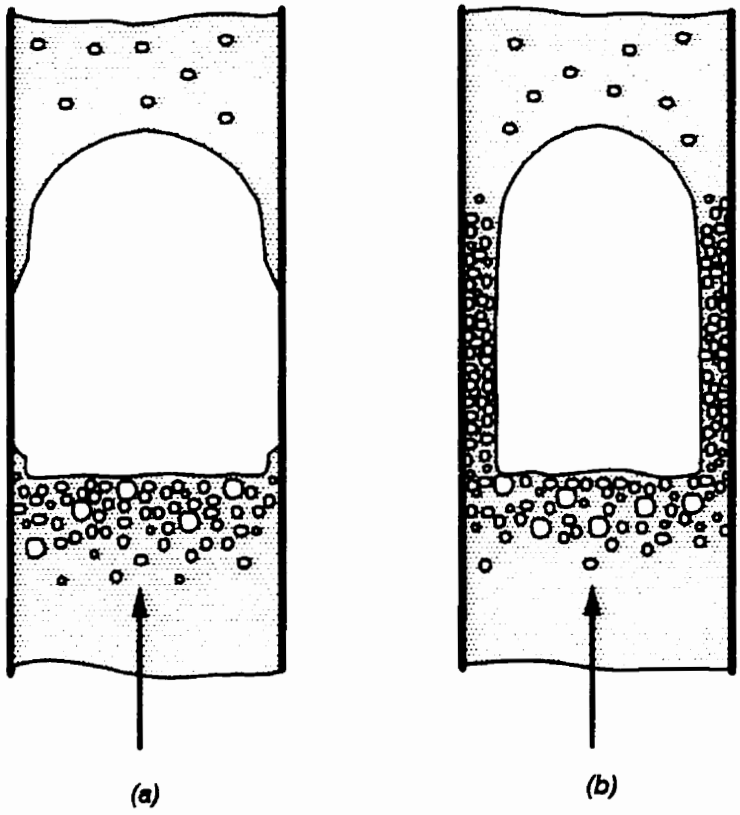


Figure 1.5 FCC associé à la formation d'un bouchon de vapeur

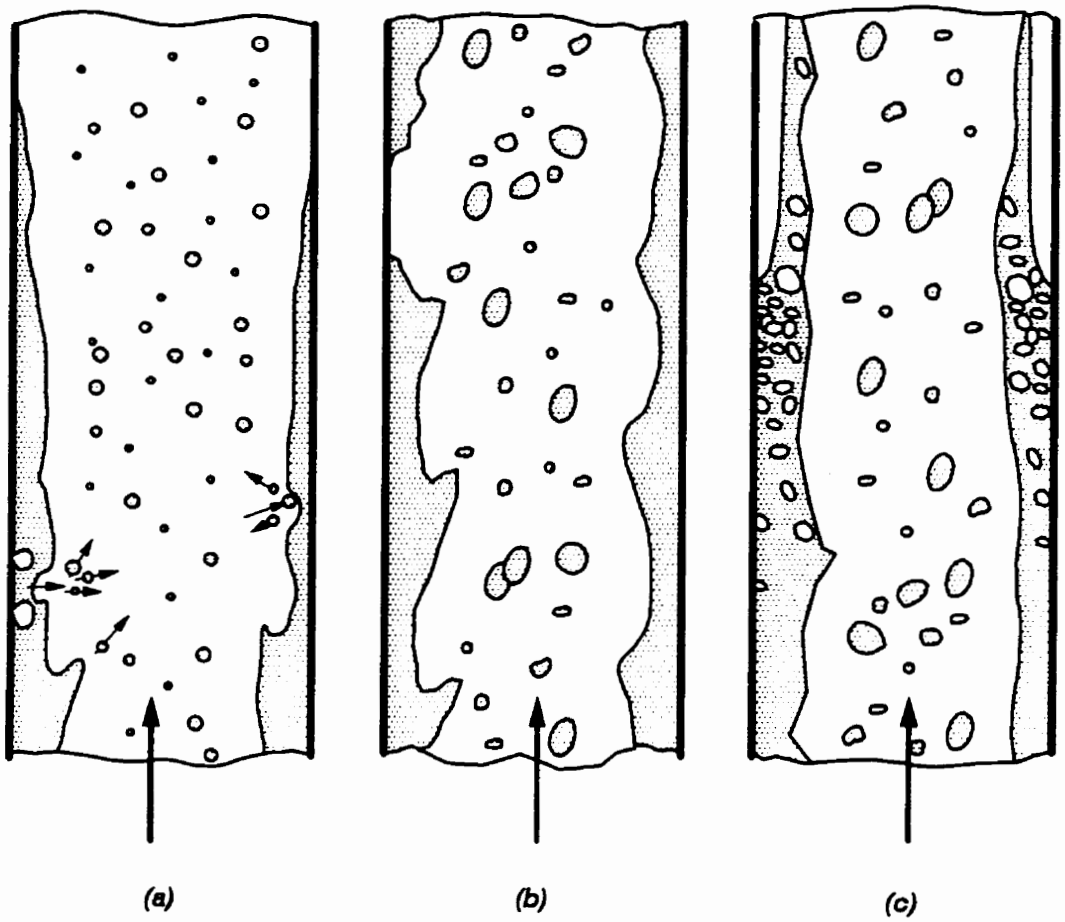


Figure 1.6 Mécanismes du FCC dans la région à titre élevé

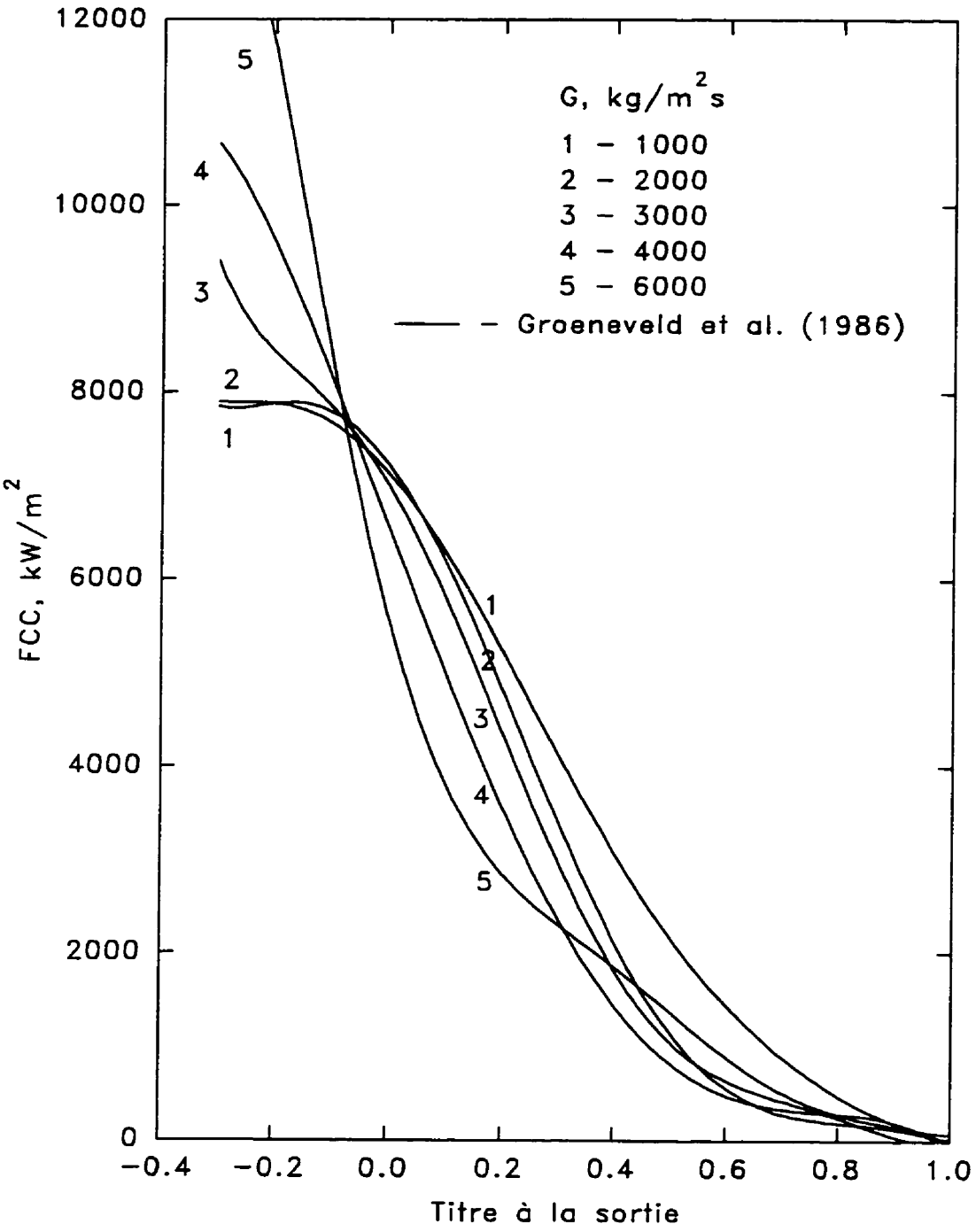


Figure 1.7 FCC en fonction du titre (P=10 *bars*)

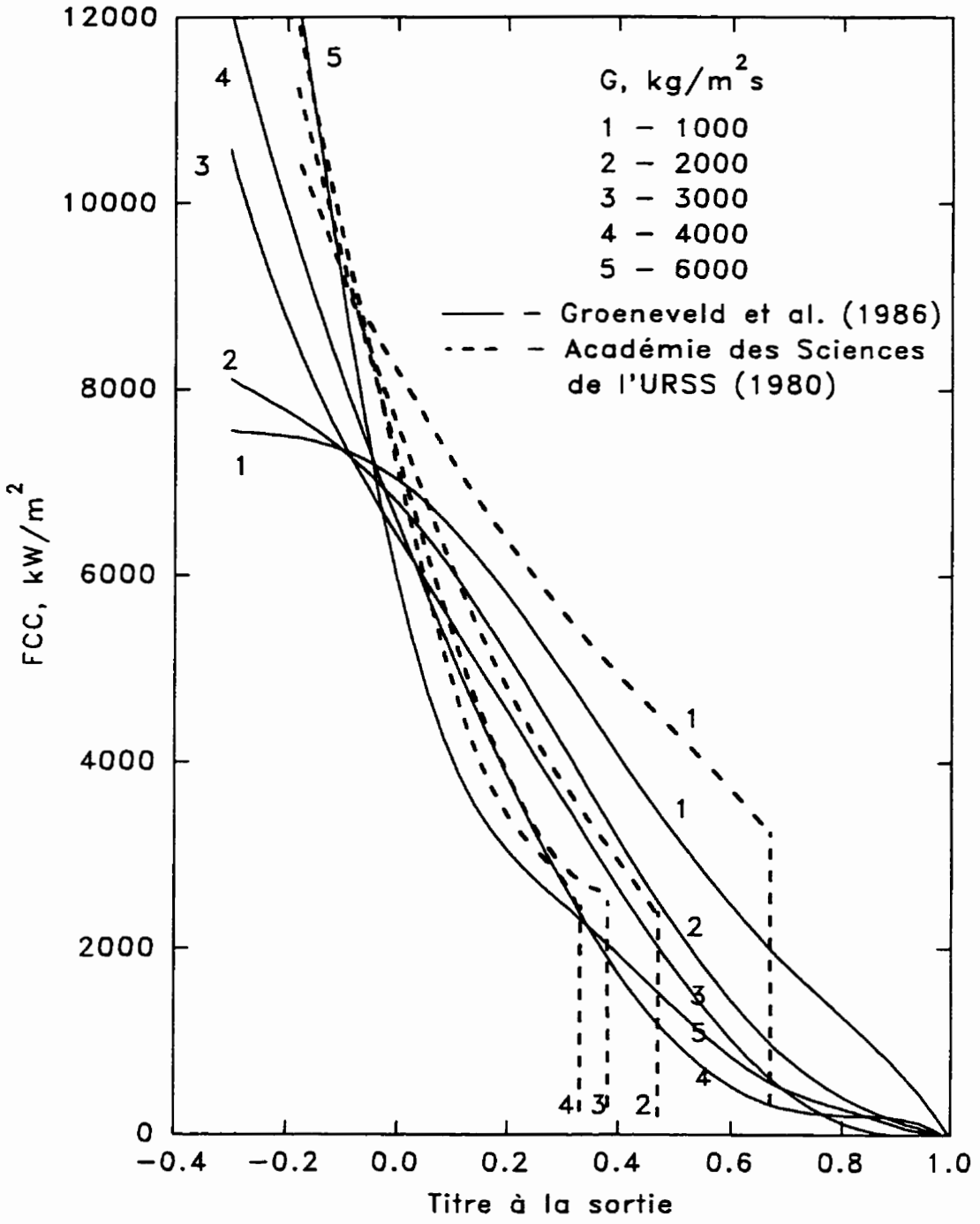


Figure 1.8 FCC en fonction du titre (P=30 *bars*)

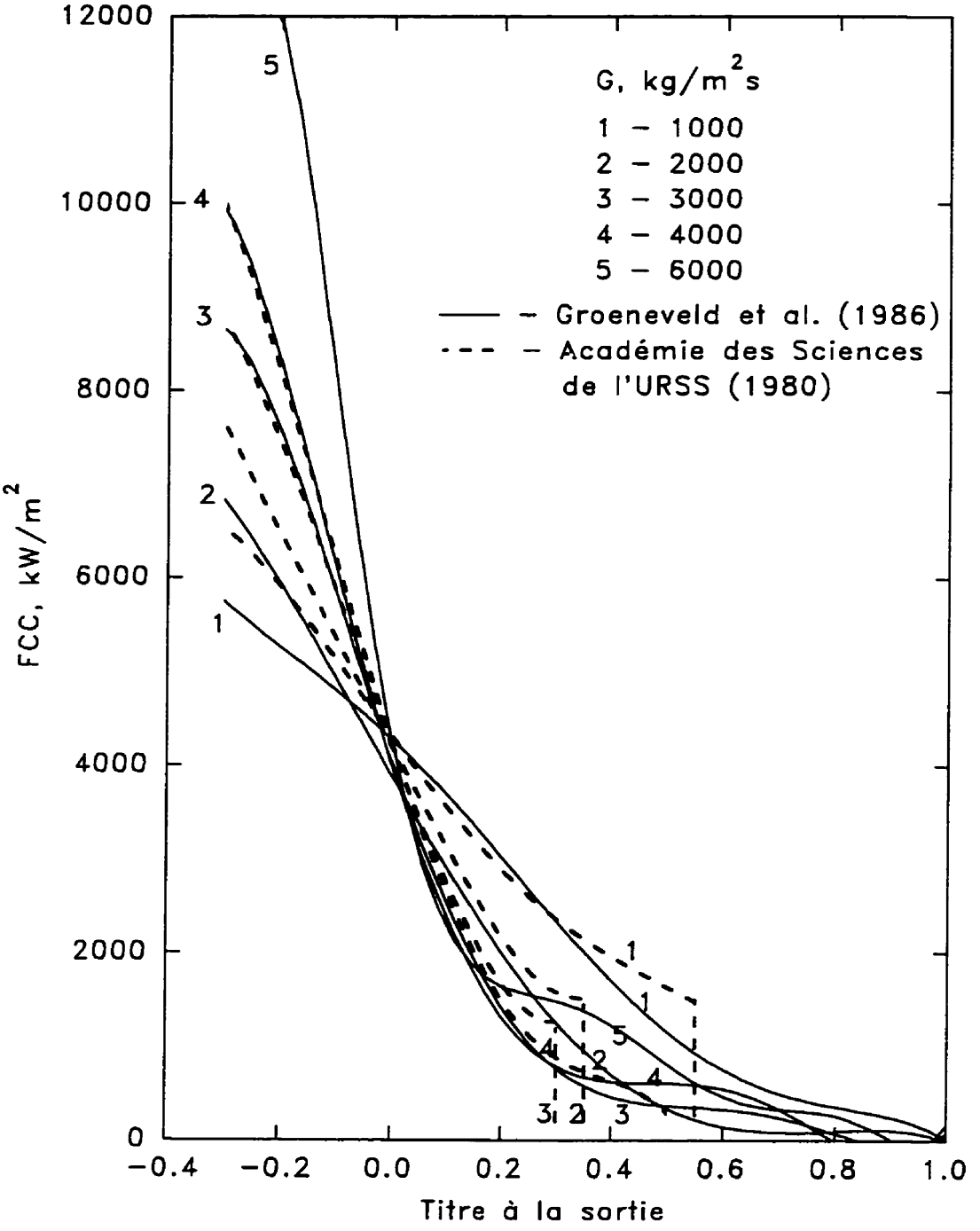


Figure 1.9 FCC en fonction du titre (P=100 *bars*)

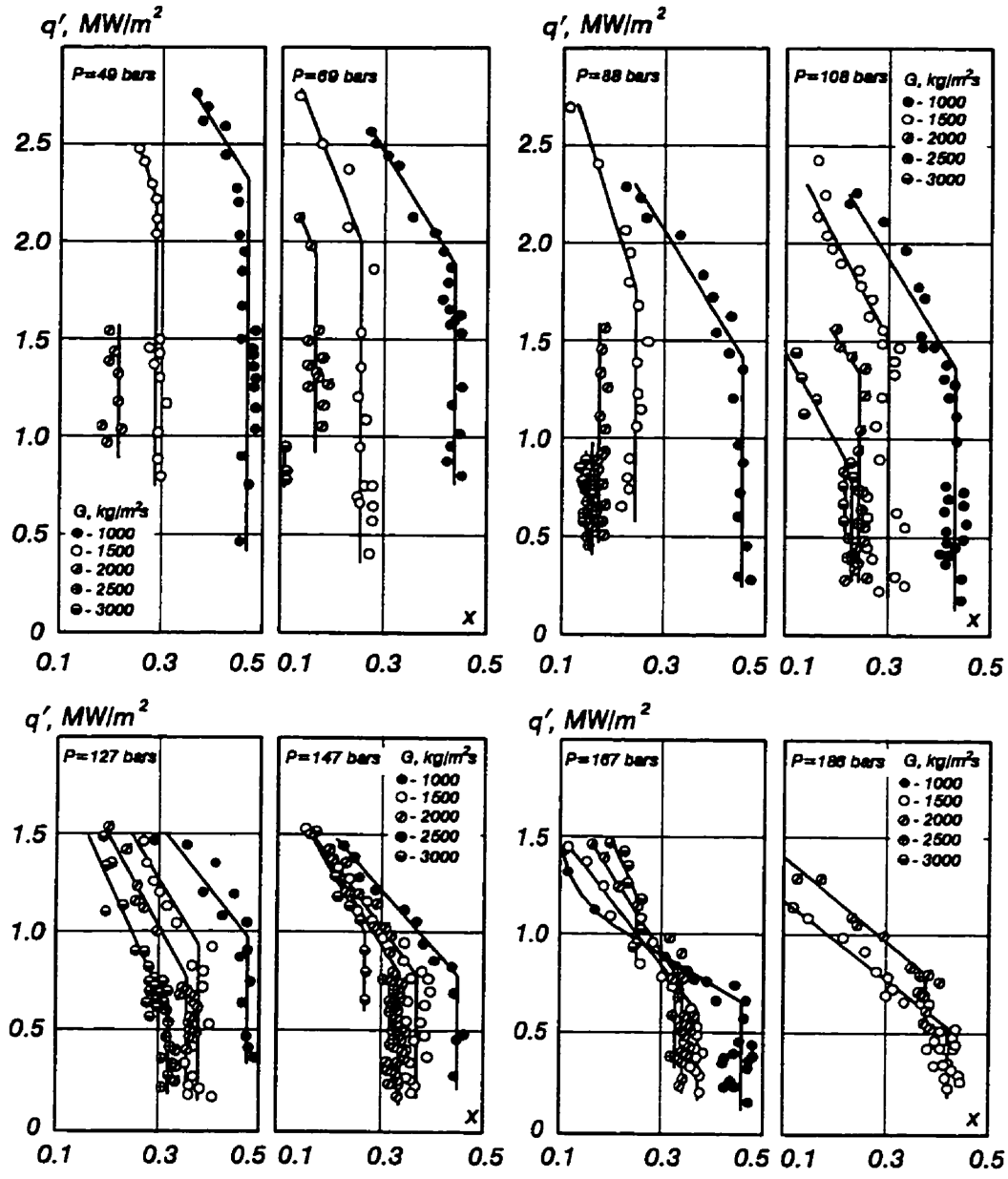


Figure 1.10 FCC en fonction du titre thermodynamique d'après Levitan et Lantsman (1975) ($d = 8\ mm$, $L = 1.5$ et $3.0\ m$)

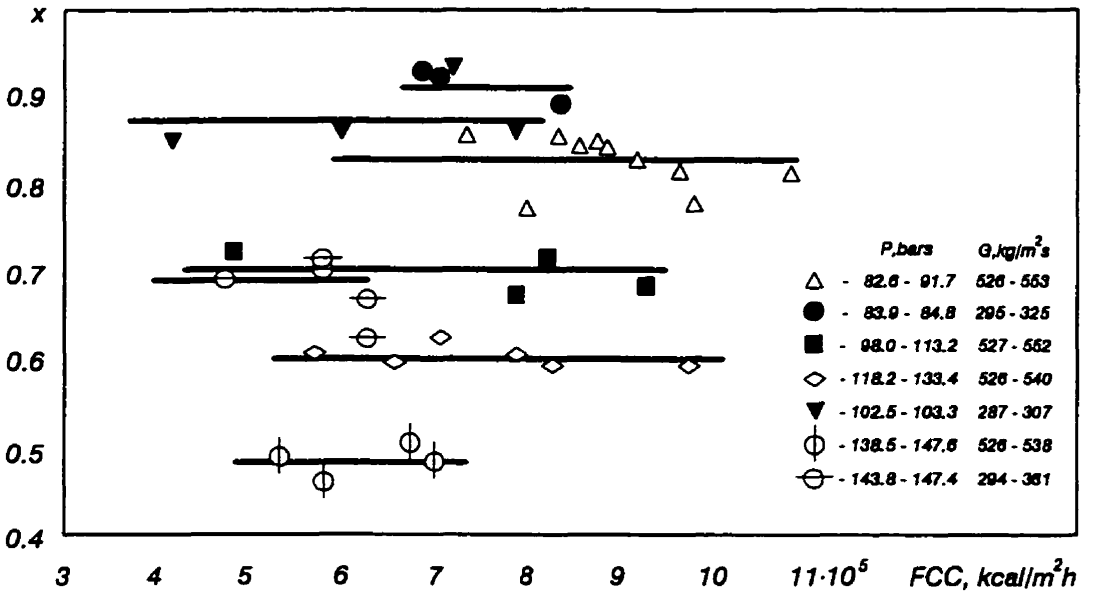


Figure 1.11 Titre thermodynamique critique en fonction du FCC d'après Roko et al. (1978) ($d = 10.8$ et $12.5\ mm$, $L = 5.25$ et $10.5\ m$)

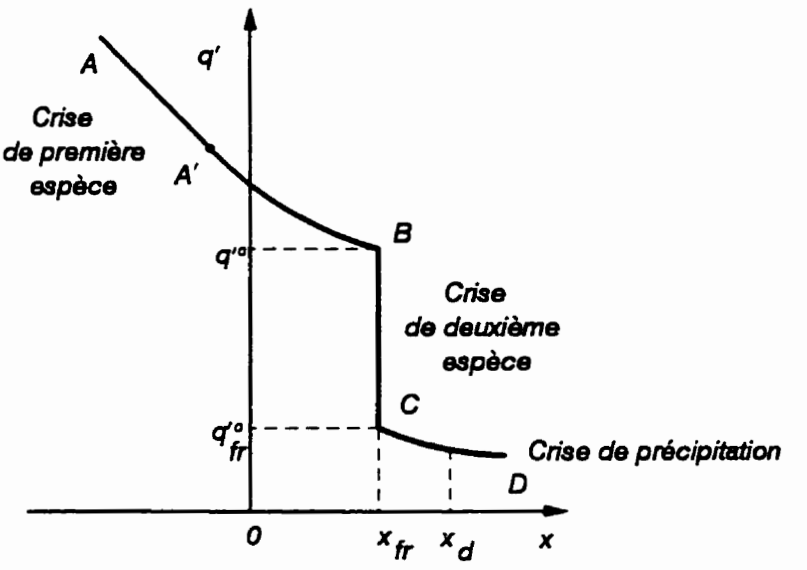


Figure 1.12 Relation entre le FCC et le titre selon Doroshchuk (1980)

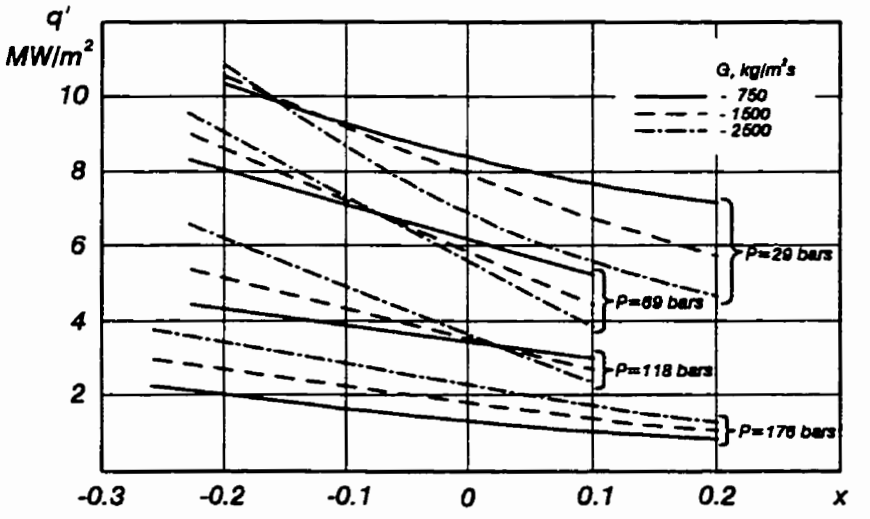


Figure 1.13 Influence de la vitesse massique sur le FCC d'après Doroshchuk (1980)

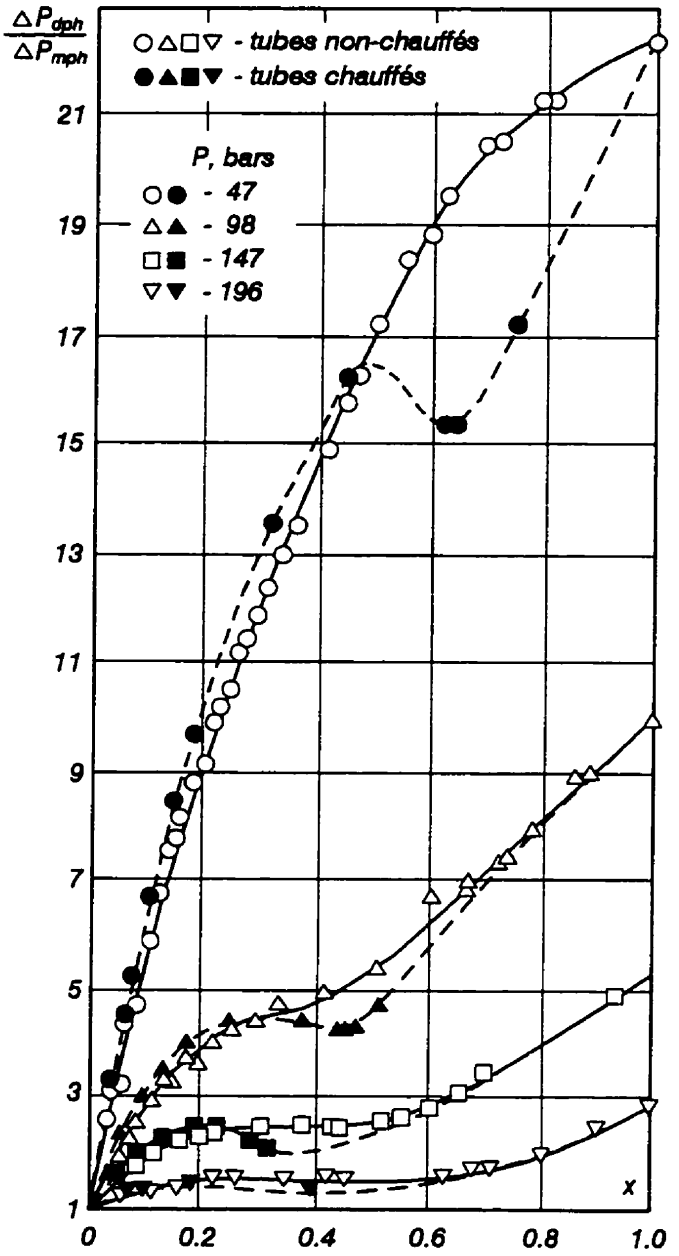


Figure 1.14 Pertes de pression en écoulements diphasiques en fonction du titre thermodynamique d'après Tarasova et Leont'ev (1965) ($d = 8.5\ mm$; $L = 1.2\ m$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; q' =300 à 500 kW/m^2)

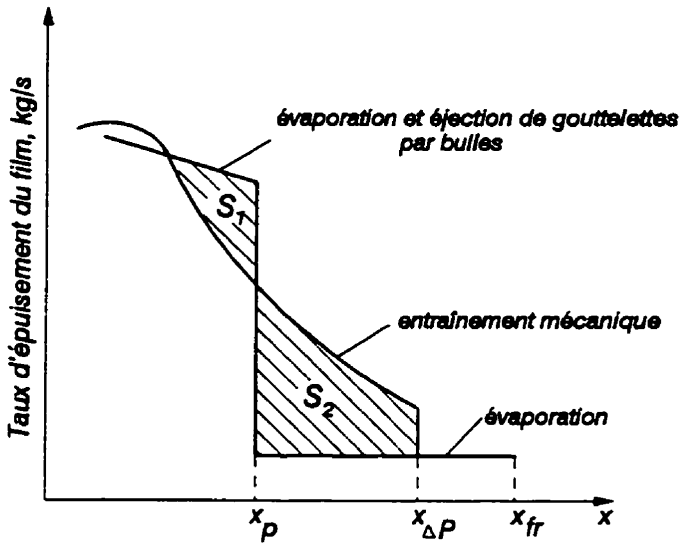


Figure 1.15 Fonction représentant le taux d'épuisement du film de liquide en fonction du titre d'après Doroshchuk (1981)

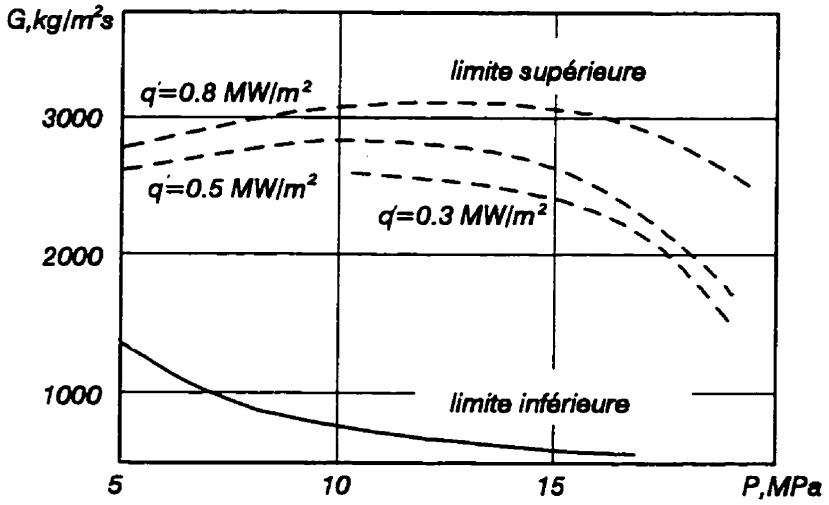


Figure 1.16 Limites inférieure et supérieure de la précipitation de gouttelettes d'après Doroshchuk (1983) ($d = 8\ mm$)

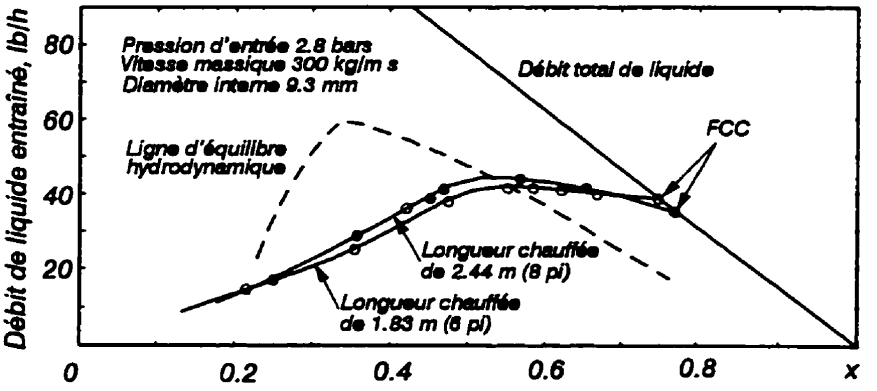


Figure 1.17 Diagramme d'entraînement du liquide d'après Bennett et al. (1966)

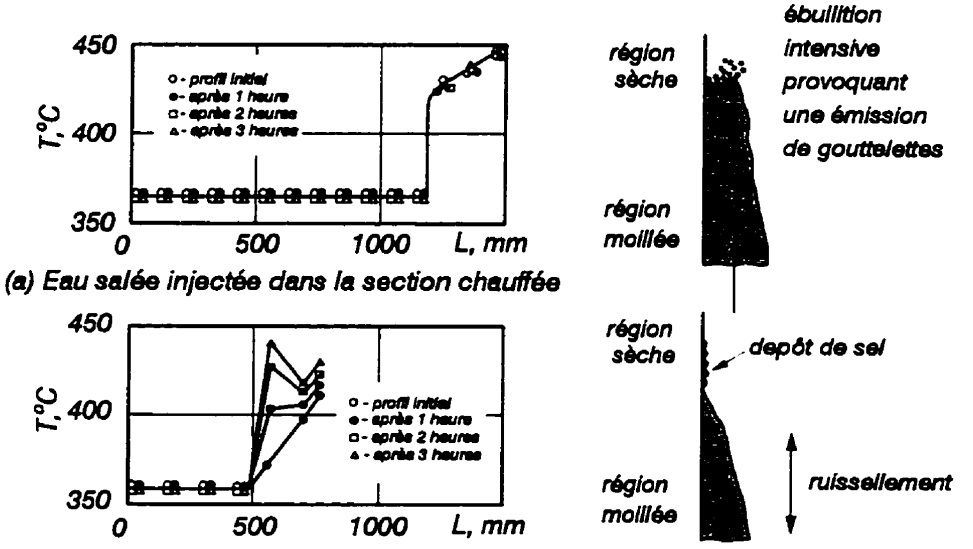


Figure 1.18 Conditions de l'assèchement du film de liquide dans les expériences de Doroshchuk et Levitan (1971) d'après Hewitt (1978)

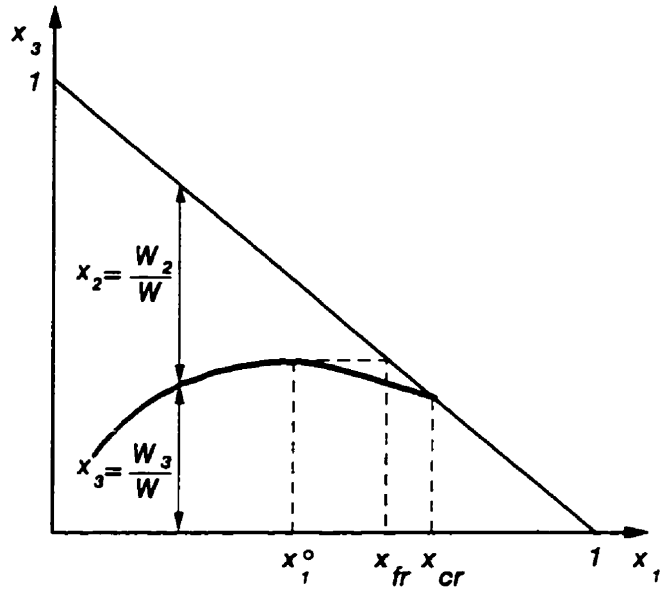


Figure 1.19 Diagramme d'entraînement du liquide

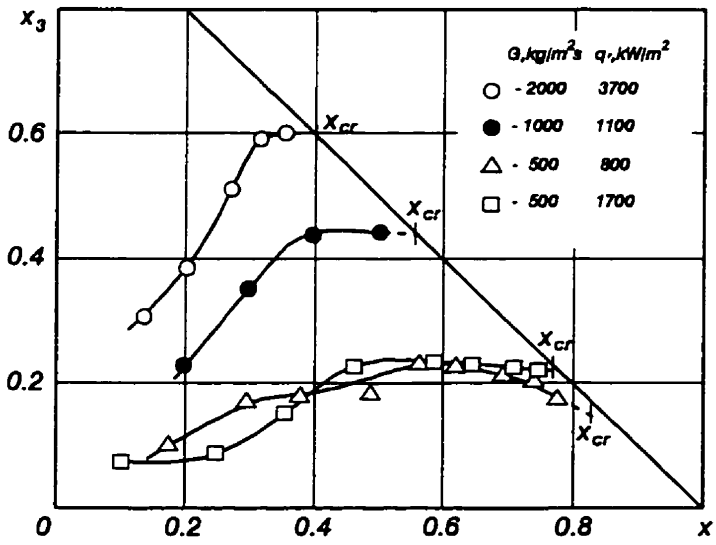


Figure 1.20 Taux de liquide dans le noyau de vapeur d'après Kaznovskiy et al. (1978) ($d = 8\ mm;\ P = 14.7\ bars$)

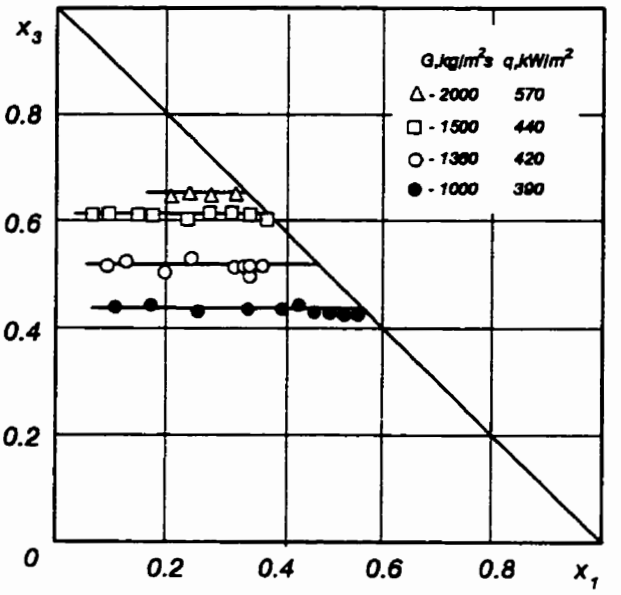


Figure 1.21 Taux de liquide dans le noyau de vapeur d'après Boltenko et Smirnov (1990) ($d = 10.5\ mm$; $L = 6\ m$; $P = 100\ bars$)

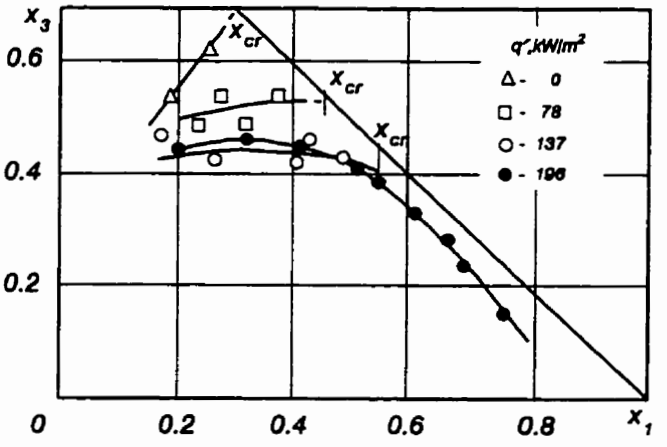


Figure 1.22 Taux de liquide dans le noyau de vapeur d'après Boltenko et Pomet'ko (1979) (Fréon R-12; $d = 8\ mm$; $L = 0.5$ à $2\ m$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $P = 10.6\ bars$)

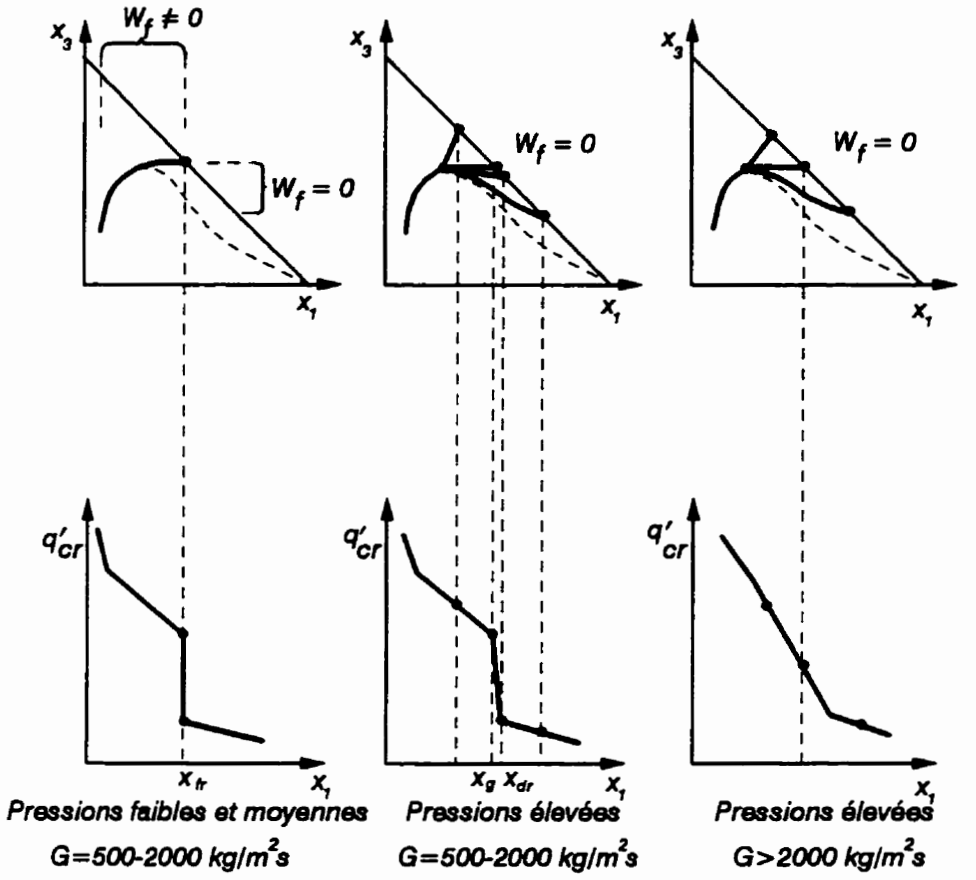


Figure 1.23 Relation entre le diagramme d'entraînement et la fonction $q'_{cr} = f(x)$ d'après Kirillov (1989)

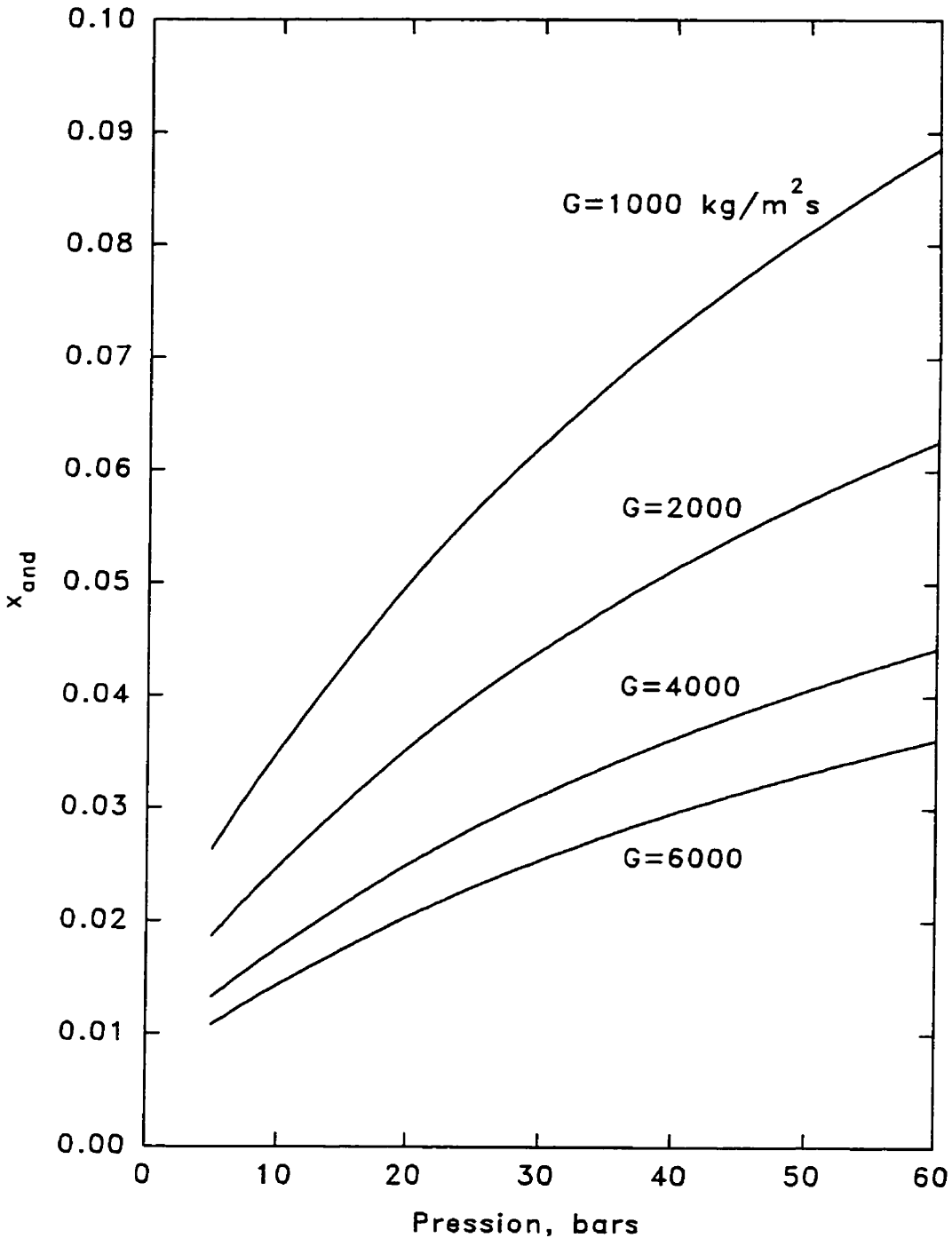


Figure 1.24 Titre thermodynamique correspondant au début de l'écoulement annulaire–dispersé

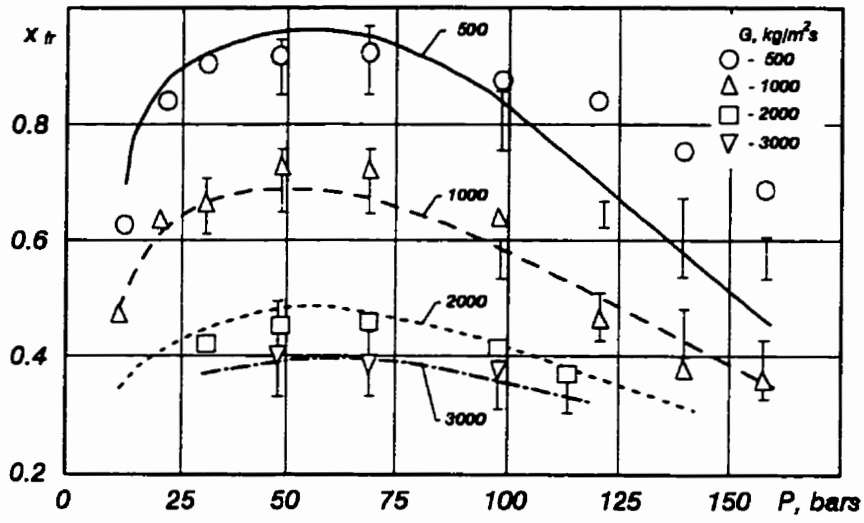


Figure 1.25 Comparaison des valeurs du titre–frontière d'après Levitan et Borevskiy (1989)

CHAPITRE II

MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE

2.1 Boucle thermique

Cette étude a été effectuée sur la boucle thermique de l'Institut de Génie Nucléaire de l'École Polytechnique. Pour les écoulements en régime permanent, cette boucle peut fonctionner dans la gamme d'opération suivante :

puissance appliquée ..... 4 - 400 kW,

pression d'opération ..... 3 - 40 *bars*,

débit massique ..... 0.05 - 1.7 kg/s,

sous-refroidissement à l'entrée ..... 0 - 100°C.

La boucle thermique est constituée d'un ballon de vapeur, d'un condenseur, de pompes, d'un échangeur de chaleur, de deux préchauffeurs, d'une section d'essais et d'un système de contrôle (figure 2.1).

Le *ballon de vapeur* sert à pressuriser la boucle grâce à un élément chauffant d'une puissance nominale de 60 kW installé dans la partie inférieure et sert aussi à séparer les phases. La fonction principale du *condenseur* est de maintenir une pression à un niveau de consigne en condensant la vapeur en quantité suffisante en la mettant en contact direct avec une eau sous-refroidie pulvérisée par un gicleur à débit contrôlé. L'eau s'accumule au fond du condenseur et retourne au ballon de vapeur pour être mélangé à l'eau saturée et acheminé vers la pompe. La circulation de l'eau est assurée par une ou, si les pertes de pression le long de la section d'essais sont trop élevées, par deux *pompes* centrifuges placées en série; chaque pompe presssion allant jusqu'à 20 *bars*. Une ligne de dérivation (bypass) permet de faire varier le débit dans la section d'essais dans une large gamme de valeurs

tout en maintenant dans les pompes un débit d'eau à l'intérieur de leurs limites d'opération. L'absence de la cavitation à l'entrée de la première pompe est assurée par une ligne de dérivation venant de la sortie de *l'échangeur de chaleur* dont la capacité thermique nominale est de 510 *kW*.

Ces lignes de dérivation, dont le débit total est normalement très élevé par rapport à celui dans la section d'essais, assurent également une bonne protection contre des oscillations de débit. Neanmoins, deux vannes d'étranglement (une manuelle et une autre automatique) sont installées en amont de la section d'essais pour prévenir ou atténuer des oscillations de débit dues à des volumes compressibles qui peuvent se créer entre la vanne de régulation de débit et l'entrée de la section d'essais.

La température à l'entrée de la section d'essais est maintenue à une valeur de consigne par l'échangeur de chaleur et les deux *préchauffeurs* montés en série et pouvant délivrer une puissance jusqu'à 75 *kW* et 15 *kW* respectivement.

Les paramètres principaux de la boucle et de la section d'essais (la puissance,les débits, les températures et les pressions) sont mesurés et maintenus constants par d'un *système de contrôle*. Un système d'alarme permet d'interrompre la puissance appliquée et d'effectuer l'arrêt d'urgence de la boucle.

2.2 Section d'essais

Les sections d'essais ont été fabriquées à partir des tubes cylindriques en INCONNEL 600 d'une longueur de 2.2 *m* ou 3.8 *m* et de diamètre interne de 8 *mm*. La figure 2.2 montre le schéma d'une section d'essais ayant une longueur chauffée de 1.8 *m*. Pour faciliter le remplacement de la section d'essais, un ensemble de raccords de type "Swagelok" et de brides a été utilisé pour la relier à la tuyauterie de la boucle. La prévention d'une déformation du tube à cause de la dilatation thermique au cours des excursions rapides de température a été assurée par un

système de ressort et des guides aux roullements à billes fixés le long de la section d'essais.

La chaleur était produite par effet Joule en appliquant un courant continu à la paroi de la section d'essais. Le potentiel électrique était appliqué au moyen de deux barres de chauffage en cuivre; le déplacement de ces barres permet d'obtenir des longueurs chauffées différentes. Afin d'assurer un contact fiable, des feuilles d'argent de l'épaisseur de 0.1 mm ont été insérées entre les barres de chauffage et la surface du tube. Le contrôle de la puissance appliquée était assurée du côté primaire du transformateur de puissance par des thyristors. Pour alimenter la section d'essais en courant continu, la tension du côté secondaire du transformateur était redressée par un redresseur de puissance. Une analyse du signal de la tension alimentant la section d'essais a montré qu'il existait quand même certaines fluctuations de tension assez importantes produites par le système de contrôle de puissance. Ces fluctuations avait une durée très courte ($\leq$ 1 ms) et ne pouvaient pas causer une augmentation considérable de la puissance dégagée. Pourtant, elles pouvaient être une raison d'une certaine incertitude de la mesure de puissance, aussi bien que provoquer des bruits électriques dans les lignes de mesure d'autre paramètres. Afin de diminuer ces fluctuations, un filtre passe-bas de haute puissance a été intercalé entre le redresseur et la section d'essais.

La puissance dégagée dans la section d'essais, Q, est reliée au voltage appliqué, ΔU, et à la résistance électrique du tube, R, par l'expression suivante :

$$Q = \frac{\Delta U^2}{R} = \frac{\pi\delta(d+\delta)\Delta U^2}{\rho L} \quad , \tag{2.1}$$

où :

δ : l'épaisseur de la paroi du tube;

d : son diamètre interne;

ρ : la résistivité du matériau;

L : la longueur de la section chauffée.

En pratique, il existe toujours une certaine limite du voltage appliqué à la section d'essais (dans le cas de cette étude, $\Delta U \leq 100\ V$; cette valeur correspond à un voltage maximum applicable aux diodes du redresseur). C'est pourquoi la puissance maximum pour une longueur de la section chauffée donnée dépend de l'épaisseur de paroi. Cette dépendance demande une augmentation de l'épaisseur de paroi pour des sections chauffées longues. Dans cette étude, δ était de 1 mm pour $L < 1.8\ m$ et 2 mm pour $L > 1.8\ m$. Pour la longueur de la section chauffée de 1.8 m, les expériences ont été effectuées pour ces deux épaisseurs. Dépendant de la résistance électrique de la section d'essais, le courant maximum pouvait atteindre jusqu'à 5000 A.

Pour réduire la corrosion électrochimique à cause d'une grande différence des potentiels électriques entre les brides à la sortie de la section d'essais (jusq'à 100 V) un joint d'étanchéité spéciale y a été installée. Ce joint consiste en trois couches d'amiante phénolique et deux rondelles d'acier assemblées en sandwich avec six couches de KAPTON qui sont placées en dessus et en dessous des couches d'amiante. La différence de tension uniforme entre les rondelles a été assurée par trois résistances électriques de haute précision. Ce joint d'étanchéité a augmenté le temps de vie des brides en diminuant le gradient de potentiel électrique entre elles.

La surface extérieure de la section d'essais était périodiquement vérifiée visuellement et, si une défectuosité (courbure, flexion, gonflement) a été observée, le tube était remplacé. Pour diminuer les pertes de chaleur à l'ambiance, la section d'essais aussi que toute la tuyauterie de la boucle ont été couvertes d'isolation en fibre de

verre. Dans ces études, une eau déminéralisée a été utilisée comme le fluide de travail. L'eau est périodiquement traitée par un procédé chimique pour assurer une teneur minimum d'oxygène dissout dans l'eau.

2.3 Instrumentation

Pour la détection du commencement du FCC un certain nombre de thermocouples de type Chromel-Alumel gainés de diamètre extérieur de 0.5 *mm* étaient soudés par contact sur la surface de la section d'essais. La figure 2.2 montre l'arrangement des thermocouples pour la section d'essais utilisée pour effectuer des expériences avec une longueur chauffée de 1.8 *m*. Afin de protéger le tube contre l'excursion de température lors du FCC, un thermocouple à la sortie de la section d'essais et deux groupes de cinq thermocouples distribués le long du tube et connectés en parallèle, ont été utilisés pour interrompre la puissance. Des essais ont été effectués pour déterminer le temps de réponse de ce système. Dans tous les cas, ce temps était moins que 150 *ms*, et la connection parallèle n'affectait que l'amplitude du signal. Le nombre de thermocouples et leur disposition étaient choisis en fonction de la longueur de la section chauffée et du type de FCC anticipé. L'interruption de puissance était effectuée en cas du dépassement d'une certaine valeur de température fixée selon l'expérience effectuée. Les signaux des thermocouples étaient enregistrés en temps réel sur une bande graphique et certaines températures importantes étaient collectées par le système d'acquisition de données ("Data Acquisition System" - DAS) pour une analyse ultérieure.

La puissance appliquée à la section d'essais était mesurée de deux façons différentes. Dans le premier cas, un multiplicateur analogique donnait la puissance en faisant le produit de la chute de tension par le courant. La chute de tension était mesurée entre la barre de chauffage inférieure et une prise de potentiel soudée à 1.5 *mm* au-dessous de la barre de chauffage supérieure (une correction correspondante

était effectuée pour le calcul de la puissance appliquée sur toute la section d'essais). Le courant était mesuré par une résistance calibré ($50mV/5000A$; $\pm 1\%$). Le signal de sortie de ce multiplicateur était aussi utilisé dans la rétroaction du contrôleur de puissance. Dans le deuxième cas, la puissance était calculée par multiplication des valeurs instantanées de la tension et du courant qui étaient lues par le DAS. La valeur du courant était mesurée par un appareil de type LEM de haute précision. Avant de commencer une série d'expériences et après chaque changement de section d'essais, des bilans thermiques étaient effectués dans le but de comparer la puissance appliquée avec l'augmentation de l'enthalpie d'un écoulement monophasique. L'écart moyen n'a jamais dépassé $\pm 2\%$. La figure 2.3 montre l'exemple d'un bilan typique.

Des paramètres de l'écoulement étaient également mesurés et enregistrés. Les températures à la sortie et à l'entrée de la section d'essais étaient mesurées par deux thermomètres à résistance de type RTD ayant une précision de $\pm 1°C$ dans le domaine d'intérêt (de 100 à $250°C$). Ces thermomètres ont été situés en aval et en amont de la section d'essais dans la tuyauterie de la boucle. Des vérifications de ce système de mesure (les RTD, les appareils de lecture, etc.) étaient régulièrement accomplies au moyen d'un calibrateur de très haute précision.

La pression absolue à la sortie de la section d'essais était mesurée à l'aide d'un collier spécial situé à 20 *mm* en aval de la barre de chauffage supérieure. Ce collier est montré à la figure 2.2. Il comprend deux pièces en acier inoxydable serrées par deux vis et une couche de KAPTON placée sur la surface du tube. Afin de prevenir le courant électrique le long de la ligne de prise de pression, une isolateur électrique tubulaire y a été intercalé. La pression à l'entrée de la section d'essais était mesurée à l'aide de deuxième collier situé immédiatement en aval de la bride intérieure. Les pressions absolues étaient mesurées par deux capteurs de pression de marque "Sensotec" dont la précision est de $\pm 0.1\%$ à pleine échelle. Afin de vérifier le bon fonctionnement du système de mesure de la pression de sortie, la différence

de pression entre le collier et la bride supérieure était mesurér par un capteur de pression différentielle de la même marque. La somme de cette différence et de la pression au ballon de vapeur était régulièrement comparée avec la pression à la sortie de la section d'essais. Dans le même but, la comparaison entre la pression de saturation correspondant à la température mesurée à la sortie et la pression mesurée à la bride supérieure était aussi utilisée.

Le débit volumique d'eau V était mesuré par le débitmètre à turbine dont la précision est de $\pm 1\%$. La vitesse massique G était déterminée à partir du débit corrigé en fonction de la viscosité de l'eau correspondant à la température de l'eau mesurée près du débitmètre :

$$G = \frac{4\rho_l(t_{deb})V(V_{mes}, \nu_l(t_{deb}))}{\pi d^2} \quad , \tag{2.2}$$

où $V(V_{mes}, \nu_l(t_{deb}))$ - la fonction de correction fournie par le manifacturier.

La vérification du bon fonctionnement du débitmètre était périodiquement effectuée par le pesage de l'eau sortant de la section d'essais. De plus, une vérification quotidienne du débitmètre était aussi effectuée au moyen de la lecture de la perte de pression dans la section d'essais pour un écoulement monophasique à un débit et à une température donnés.

2.4 Procédure expérimentale

La majorité des expériences étaient effectuées à une pression au condenseur, un débit volumique et une température à l'entrée de la section d'essais fixes. Une fois ces paramètres établis, la puissance était appliquée à la section d'essais et elle était graduellement augmentée (au voisinage du FCC les paliers d'augmentation de puissance étaient inférieurs à 0.5 kW) jusqu'à l'apparition des premières fluctuations de température de la paroi.

L'augmentation de la puissance appliquée lorsque d'autres paramètres étaient maintenus fixes constituait une procédure expérimentale normale. Néanmoins, il

y avait certaines situations quand cette procédure était modifiée. À cause d'une grande perte de pression dans les écoulements à faible pression, la température de saturation à l'entrée de la section d'essais peut être considérablement plus élevée que celle à la sortie. Cela amène à ce que le liquide à l'entrée de la section peut être fortement sous–refroidi, même si sa température est plus élevée que la température de saturation correspondant à la pression de sortie. Pour effectuer les expériences à ces conditions et ainsi augmenter la gamme de paramètres d'écoulement, une certaine puissance était d'avance appliquée à la section d'essais. Ceci permettait d'augmenter les pertes de pression dans la section d'essais et, par conséquent, la pression d'entrée afin d'éviter l'ébullition prohibée dans les préchauffeurs. Dans ce cas, l'ajustement de la température d'entrée et l'augmentation de la puissance appliquée étaient effectués simultanément. Également, des changements simultanés de la puissance et de la pression au ballon de vapeur (une augmentation de la première et une diminution de la deuxième) étaient effectués dans les cas où la pression à la sortie de la section d'essais devenait plus élevée que la valeur présélectionnée de consigne.

À proximité du flux de chaleur critique, les variations des paramètres d'écoulement étaient généralement maintenues à l'intérieur des gammes suivantes :

la température à l'entrée ..... $\pm 0.3^{\circ} C$,

la pression à la sortie ..... ± 0.05 *bar*,

le débit volumique ..... ± 0.002 l/s.

Pour le FCC de type assèchement du film de liquide qui a lieu à des titres assez élevés, les premières fluctuations de température (habituellement de 2 à $3^{\circ} C$) étaient considérées comme le début du FCC (figure 2.4). Ce critère a été choisi selon la considération suivante : pour des pressions faibles ($P_{sor} \leq 10$ *bars*) et des vitesses massiques de $G \leq 2000$ $kg\ m^{-2}s^{-1}$, lorsque la puissance appliquée augmentait, l'amplitude des fluctuations de température s'accroissait parfois assez lentement et pouvait atteindre 20 - $40^{\circ} C$ par rapport à une valeur moyenne sans qu'une

excursion de température soudaine se produise. Un comportement similaire a été observé par Groeneveld (1986) et a été interprété comme étant l'assèchement instable. Par conséquent, l'utilisation du critère ci-dessus pour déterminer le début du FCC est le plus adéquat car il n'y a pas un point de repère pour caractériser le début de la crise. Il existe également d'autres raisons qui justifient la validité du choix des premières fluctuations à faible amplitude en qualité de critère du début du FCC. Premièrement, selon Bertoletti et al. (1964), avec le commencement des fluctuations de température, la dépendance du coefficient de transfert de chaleur au flux de chaleur subit un changement considérable. Deuxièmement, un assèchement périodique de la paroi peut amener sa défaillance due à la fatigue thermique du matériel. Finalement, dans certains cas, l'assèchement peut causer un dépôt de sel sur la paroi. Cela se produit en raison de l'évaporation complète du liquide qui provoque une augmentation substantielle d'une concentration locale des sels. Par conséquent, une couche de dépôt ayant une grande résistance thermique peut se former sur la surface chauffée et entraîner une augmentation significative de la température de la paroi sans changer toutefois le coefficient de transfert de chaleur. À première vue, il pourrait sembler qu'en qualité de critère visant ces deux derniers effets, on pouvait utiliser des fluctuations de température d'une amplitude plus grande, allant, par exemple, jusqu'à $40°C$, sinon plus. Pourtant, ceci ne garantirait pas une représentation adéquate des effets mentionnés, car les fluctuations de température mesurées ne correspondent qu'aux changements de température de la surface externe d'un conduit chauffé. Il est évident que les fluctuations de température de la surface interne sont considérablement plus pronocées et ce n'est qu'une inertie thermique de la paroi qui empeche de les enregistrer.

Pour le FCC du même type assèchement du film de liquide, mais ayant lieu à des titres moins élevés ($P_{sor} \geq 10$ *bars* et $G = 2000 - 3000$ $kg\ m^{-2}s^{-1}$), les fluctuations de température de la paroi se terminaient presque toujours par une excursion de température soudaine (la différence entre la puissance correspondant à l'apparition

de la première fluctuation et celle qui produit une excursion rapide n'a pas excédé 2 à 4 kW). En règle générale, on suppose que cette augmentation de température brusque marque le début du FCC. Quand même, afin de maintenir un seul critère, la puissance correspondant à l'apparition des premières fluctuations a été également utilisée comme critère du FCC pour ce type de comportement de la température de la paroi.

Pour le FCC de type caléfaction, les fluctuations de température n'étaient presque jamais observées à cause du fait que le FCC se produisait souvent dans une région en amont de la barre de chauffage (le changement de couleur sur la surface du tube en témoigne) où il n'y avait pas assez de thermocouples pour surveiller la température. Dans ce cas, une excursion soudaine de la température de la paroi identifiait le FCC.

Pendant les expériences, douze paramètres du système étaient continuellement lus par un système d'acquisition de données de marque "KEITHLEY" : 4 températures de la paroi, la tension électrique sur la section d'essais, le courant, les pressions d'entrée et de sortie, les températures d'entrée et de sortie, le débit volumique et la température de l'eau près du débitmètre. Le temps de lecture et de traitement de cet ensemble de paramètres était de deux secondes. Les moyennes de 5 valeurs instantanées lues avant l'excursion brusque de température ou de 25 valeurs lues après le début des fluctuations de température étaient utilisées pour déterminer les paramètres d'écoulement (des pressions, des températures, etc.) et la puissance appliquée correspondant au FCC. Au cours des mesures de ces valeurs, aucun changement sur les paramètres du système n'était effectué.

Comme il a déjà été mentionné, les pressions absolues étaient mesurées hors de la section d'essais. Afin de déterminer la pression directement à l'entrée et à la sortie de la section chauffée, les procédures suivantes ont été utilisés. La pression

à l'entrée était calculée à partir des relations ci-dessous :

$$P_{ent} = P_{ent}{}^{mes} - \rho_l(t_{amb})gh - \Delta P_{fr\ mp} \quad , \tag{2.3}$$

$$\Delta P_{fr\ mp} = f\frac{\Delta L_{mp}}{d}\frac{G^2}{2\rho_l(t_{ent})} \quad , \tag{2.4}$$

$$f = \frac{1.325}{[ln\left(\frac{\epsilon}{3.7d}\right) + 5.74 Re_{ent}{}^{-0.9}]^2} \quad , \tag{2.5}$$

$$Re_{ent} = \frac{Gd}{\mu_l(t_{ent})} \quad , \tag{2.6}$$

où :

h : hauteur de la colonne d'eau entre la prise de pression et la position du capteur de pression correspondants;

ΔL_{mp} : longueur de la section entre la position de la prise de pression et le début de la zone chauffée;

ϵ : rugosité absolue de la surface interne du tube.

Le fait que les pertes de pression sur la partie où l'écoulement monophasique a lieu sont en général assez faibles et que la pression n'influence presque pas les propriétés physiques de l'eau sous-refroidie, enlève la nécessité d'une détermination présise de $\Delta P_{fr\ mp}$. C'est pourquoi, la rugosité de la surface n'était ni mesurée, ni vérifiée et une valeur constante du rapport $\epsilon/d = 1 \cdot 10^{-6}$ était utilisée pour le calcul de P_{ent}.

Pour déterminer la pression à la sortie de la section chauffée, la corrélation de Friedel (1979) pour des pertes de pression en écoulements diphasiques était utilisée. La pression à la sortie de la section chauffée était détérminée la procédure itérative suivante. En utilisant la pression mesurée et corrigée pour la hauteur de la colonne d'eau entre la prise de pression et la position du capteur de pression correspondants comme une première approximation, une valeur du titre thermodynamique à la

position de la prise de pression était calculé. À partir de ce titre, les pertes de pression sur la section entre la prise de pression et la fin de la zone chauffée et aussi la valeur du titre à la sortie de la section chauffée étaient déterminées. Cette procédure était repétée à plusieurs reprises en utilisant à partir du deuxième pas d'itération une valeur moyenne de deux titres pour le calcul des pertes de pression sur la section adiabatique et par consequent de la pression à la sortie de la zone chauffée. La rugosité de la surface ϵ a été choisie constante et égale à $5 \cdot 10^{-6}$ m.

Pour des pressions $\leq$ 10 *bars* et des vitesses massiques $\geq$ 2000 $kg\ m^{-2}s^{-1}$, il n'était pas possible de maintenir une pression présélectionnée à la sortie de la section d'essais. À partir d'une certaine puissance appliquée, la pression à la sortie de la section d'essais commençait à augmenter simultanément avec une augmentation de la puissance. Lorsque ce processus s'amorçait, la pression de sortie restait constante même si l'on diminuait considérablement la pression au condenseur (figure 2.5). Cette situation est très semblable aux écoulements critiques où le débit de l'écoulement diphasique sortant d'un réservoir de haute pression reste constant indépendamment de la pression en aval de la gorge du tuyau. Ce comportement semble également s'appliquer aux écoulements avec addition de chaleur tel que proposé par Fauske (1966) dans l'analyse des données sur le FCC de Lowdermilk et al. (1958).

Outre qu'il n'était pas possible de maintenir une pression à la sortie de la section chauffée, ces écoulements étaient accompagnés des fluctuations de pression qui étaient parfois assez fortes. Ces fluctuations avaient lieu seulement à la sortie de la section chauffée, tandis que la pression d'entrée était assez stable. Ces faits ont nécessité une étude plus détaillée d'un tel comportement. Les résultats de cette étude sont présentés dans le chapitre 6.

Pour mesurer le FCC à ces conditions, la procédure suivante a été utilisée. Lorsque la pression de sortie commençait à augmenter simultanément avec une augmentation de la puissance appliquée, on diminuait la pression au condenseur

suffisamment au–dessous de la valer présélectionnée et on continuait d'augmenter la puissance. Le FCC était ainsi déterminé pour une pression à la sortie regie par l'écoulement même. Pour une section chauffée d'une longueur donnée, l'influence du sous–refroidissement sur cette pression était généralement faible et elle dépendait avant tout de la vitesse massique. Pour une vitesse massique fixe, mais des longueurs chauffées différentes, la variation entre les pressions de sortie était plus significative. Quand même, l'écart n'excédait presque jamais de 1 *bar*. Ce fait a donné la possibilité d'utiliser la valeur moyenne de toutes les pressions coorespondant à une vitesse massique donnée comme une pression nominale au cours de l'analyse des résultats obtenus.

À part des fluctuations de pression de sortie mentionnées ci-dessus, un autre type de fluctuations de pression s'observait aussi fréquemment. Dans la plupart des cas, ces fluctuations étaient assez régulières et, par essence, pouvaient être caractérisées comme des oscillations de pression. Le plus souvent, elles avaient lieu à des vitesses faibles et commençaient longtemps avant que le flux de chaleur prédit en se basant sur le comportement général des points expérimentaux obtenus en absence de ce phénomène était atteint. Ces fluctuations de pression étaient très prononcées à l'entrée de la section d'essais, tandis que la pression de sortie était suffisament stable fluctuait à un degré faible. Malgré cela, si lors de l'augmentation de la puissance les fluctuation de pression d'entrée devenaient assez importantes, la température de paroi à la sortie de la section chauffée commençait à augmenter plus rapidement qu'avant et fluctuait approximativement avec la même fréquence que la pression à l'entrée. La figure 2.6 montre un exemple typique d'un enregistrement graphique des principaux paramètres correspondant à ces écoulements (il faut noter que les plumes d'enregistreuse étaient décalées à la verticale l'une par rapport à l'autre, c'est pourquoi cette figure ne peut être considérée qu'une illustration qualitative de ce comportement). Après l'apparition de ces fluctuations, deux voies du déploiement de cette situation étaient possibles. Le plus souvent, à partir

d'une certaine puissance, les fluctuations cessaient complètement elles–mêmes ou devenaient suffisamment faibles. Après cela, le développement des processus thermohydrauliques reprennait son allure normale. Neanmoins, parfois, l'amplitude des fluctuations de pression d'entrée et de température de paroi croissait tellement vite qu'il fallait ôter la puissance appliquée pour ne pas endommager la section d'essais.

Dans cette région, on a procédé de la façon suivante : on a augmenté le débit d'écoulement de 30 à 50 %, on a réappliqué la puissance et on l'a augmentée jusqu'à des valeurs excédant celles causées les fluctuations de pression auparavant. En suite, le débit a été diminué très lentement jusqu'à une valeur présélectionnée. Si au cours de la diminution du débit, des fluctuations significatives recommençaient, l'expérience était interrompue et le FCC n'était pas déterminé pour ces paramètres d'écoulement.

Ce comportement témoigne qu'il existait un ou bien plusieurs types des instabilités d'écoulement décrites dans la section 1.5. Cependant, des oscillations ou des fluctuations de débit n'ont jamais été observées. Comme le montre la figure 2.6, où une graduation pour le débit correspond à 0.005 l/s, la ligne représentant le débit volumique V est assez lisse et reflète seulement des changements faibles dûs au fonctionnement du système de régulation automatique de débit. Il faut également souligner que selon des essais effectués, le système de mesure de débit était assez rapide et pouvait facilement détecter et enregistrer des fluctuations à des fréquences relativement élevées. Un autre trait des instabilités que on vient de décrire est que l'étranglement d'écoulement (dans certains cas allant jusqu'à 30 *bars* par rapport à la pression à la sortie de la section d'essais) n'empêchait presque pas l'apparition des fluctuations de pression d'entrée. Quant à des volumes compressibles en amont de la section chauffée, leur influence semble être peu probable : des dégazages réguliers et rigureux des éléments de la boucle se trouvant entre la vanne de contrôle de débit et l'entrée de la section d'essais ne contribuaient pas

non plus à une atténuation significatif de ces fluctuations. En fin, ces fluctuations de pression ne peuvent pas être causées par un écoulement par bouchons à la sortie de la section chauffée. La figure 2.7 représente les variations dans le temps des principaux paramètres d'écoulement rétablis à partir des valeurs lues par DAS et correspondant au cas présenté déjà à la figure 2.6. On peut voir que des fluctuations prononcées de la pression d'entrée commencaient à avoir lieu à partir d'un titre thermodynamique $x \simeq 0.25$. D'après l'approche homogène, cela signifie que le taux de vide à la sortie est plus élevé que 0.98 et le régime d'écoulement est déjà annulaire–dispersé.

Ces discussions montrent que les fluctuations de pression observées ne sont pas déterminées par des caractéristiques quelconques de la boucle en dehors du conduit chauffé. Elles sont plûtot reliées à la nature des écoulements diphasiques mêmes à des pressions faibles. Ainsi, les valeurs du FCC en présence de ces fluctuations, même assez prononcées, peuvent en principe être considérées comme étant vraies. Cependant, comme on l'a déjà mentionné, le FCC n'a été mesuré que dans des conditions stables de pression à l'entrée de la section chauffée ou dans des conditions où les fluctuations de pression n'exédaient pas de 5 à 10 % de la valeur de pression présélectionnée.

Dans le cadre de cette étude, les fluctuations de pression n'ont pas été étudiées et les frontières de leur existance n'ont pas été non plus déterminées. On peut seulement dire que des fluctuations prononcées ont été observées seulement pour 20 et 30 % des expériences. Dans le reste, tous les paramètres d'écoulement étaient, en général, assez stables. Des variations typiques dans le temps des paramètres principaux d'écoulement, de la tension appliquée à la section d'essais et du courant électrique à proximité du flux de chaleur critique sont présentées à la figure 2.8. On peut voir, que les écarts maximum de ces paramètres n'excèdent pas de 1 %.

Conformément à la procédure décrite précédemment, 476 valeurs du flux de chaleur critique ont été obtenues pour des écoulements verticaux. Les conditions

expérimentales sous lesquelles les données ont été collectées sont les suivantes :

longueur chauffée ..... 0.75 - 3.5 m,

épaisseur de la paroi du tube ..... 1.0 et 2.0 mm,

vitesse massique ..... 1000 - 6000 $kgm^{-2}s^{-1}$,

pression ..... 5 - 40 $bars$,

sous-refroidissement à l'entrée .... 0 - 500 kJ/kg,

titre d'écoulement ..... 5 - 75%.

Les valeurs du FCC et des paramètres d'écoulement correspondants sont présentés au tableau A.I de l'annexe I.

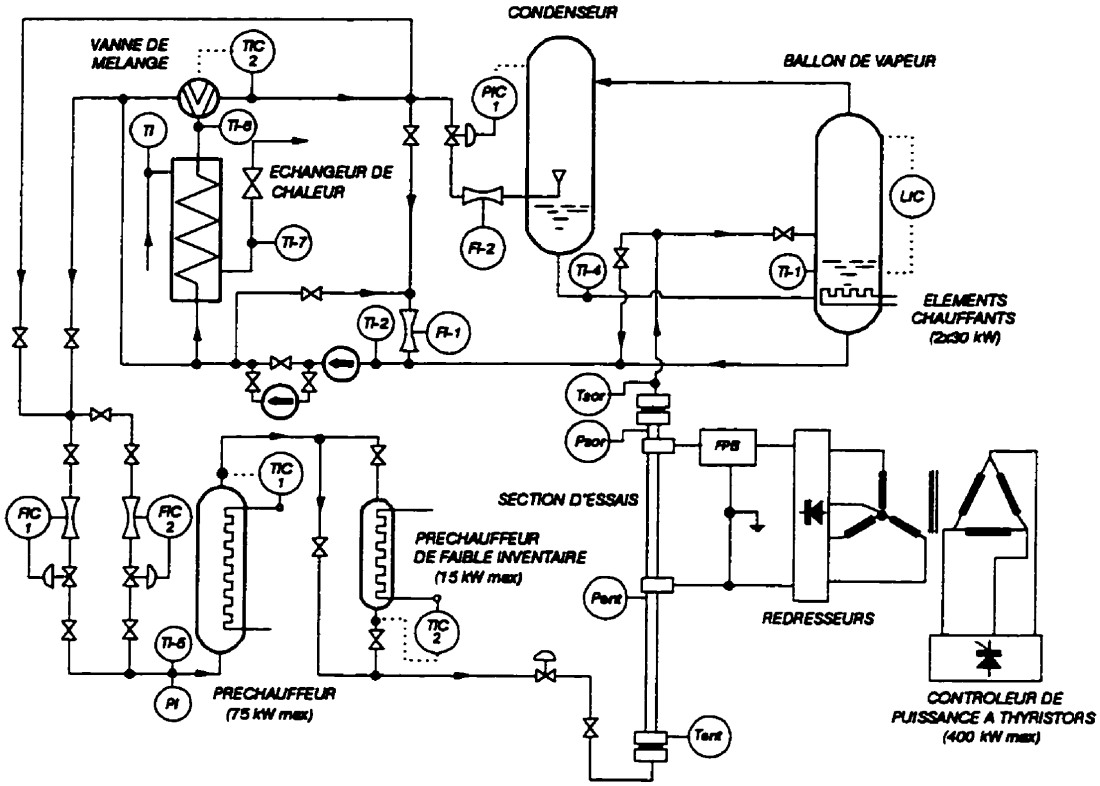
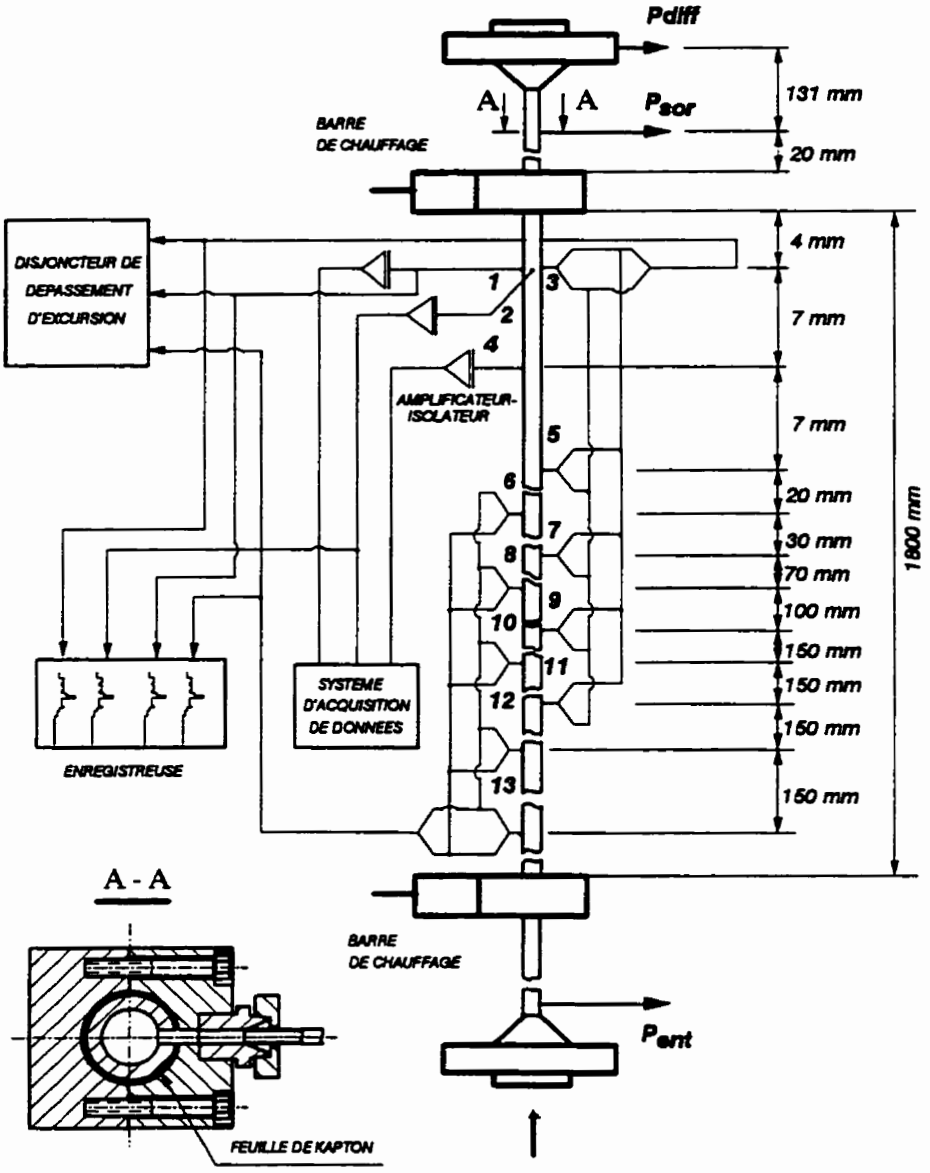


Figure 2.1 Boucle thermique



Collier de la prise de pression

Figure 2.2 Section d'essais

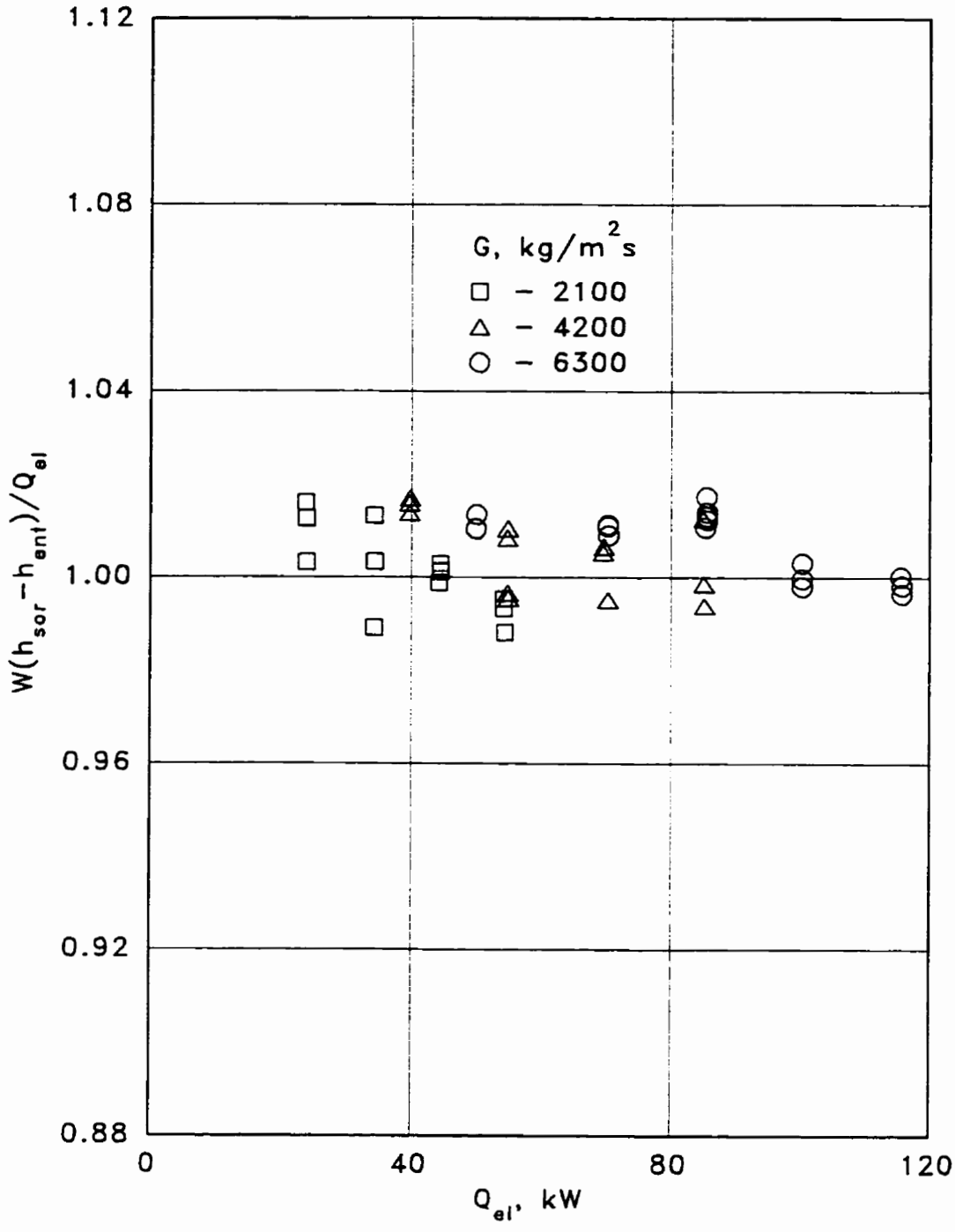


Figure 2.3 Résultats typiques d'un bilan thermique

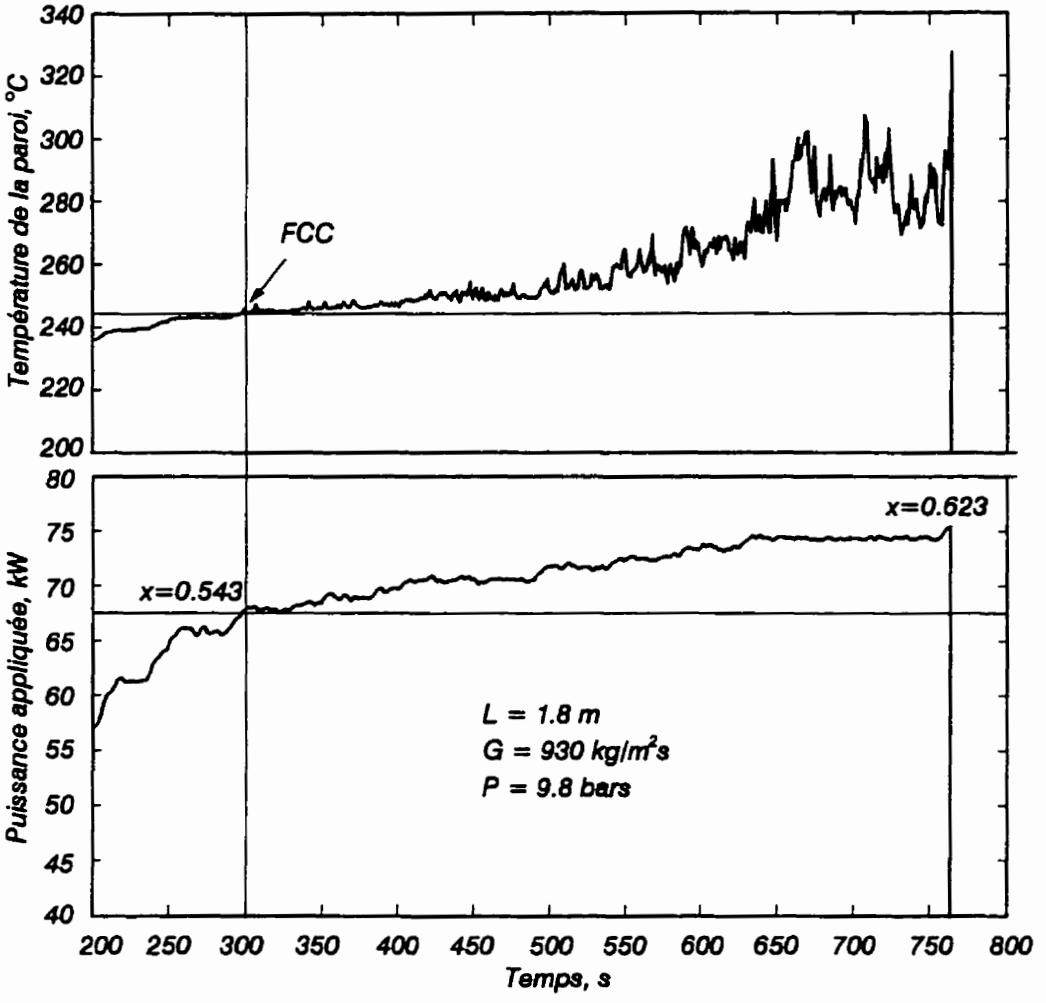


Figure 2.4 Fluctuations de température de la paroi lors du FCC

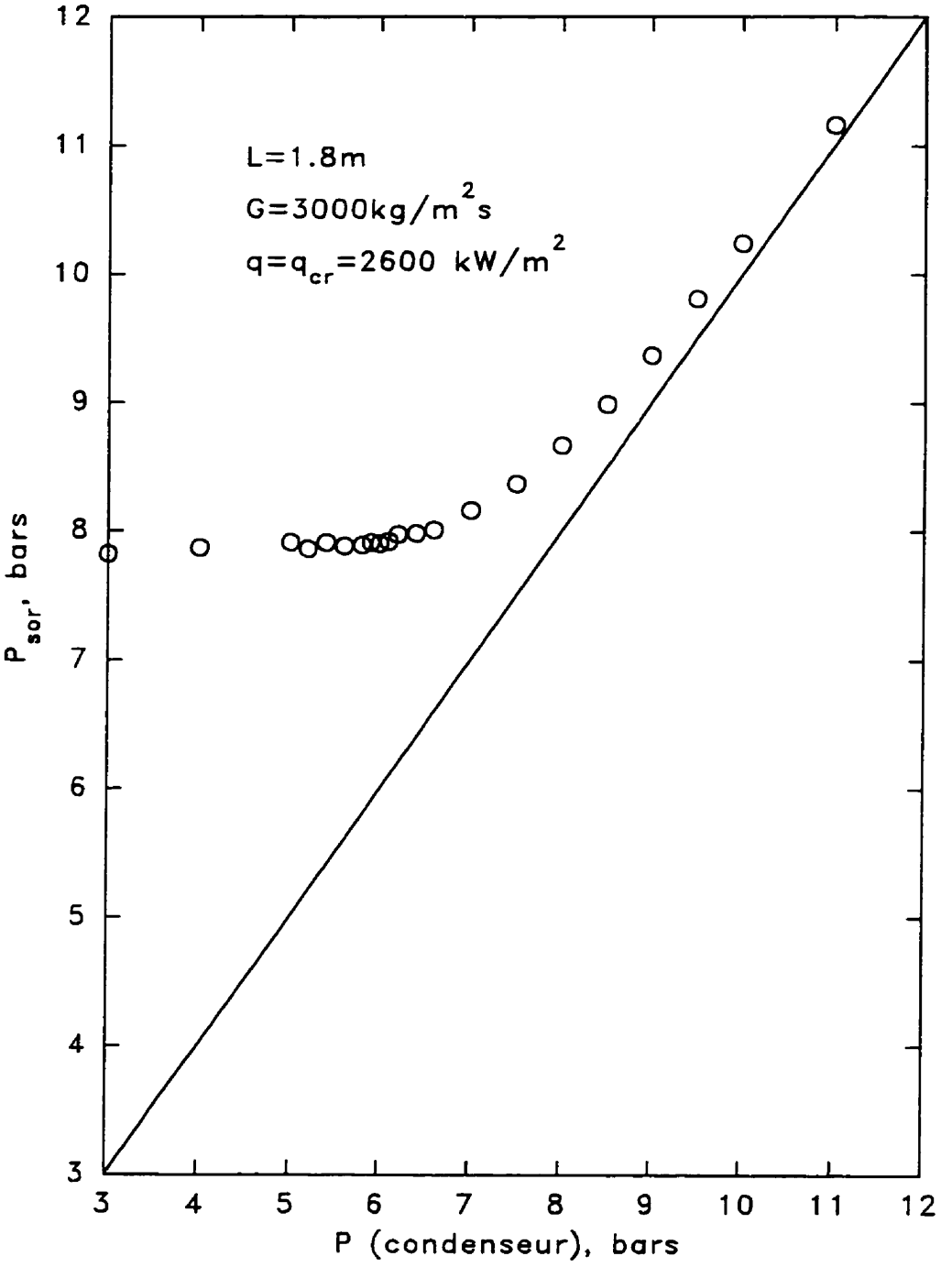


Figure 2.5 Pression à la sortie de la section chauffée en fonction de la pression au condenseur

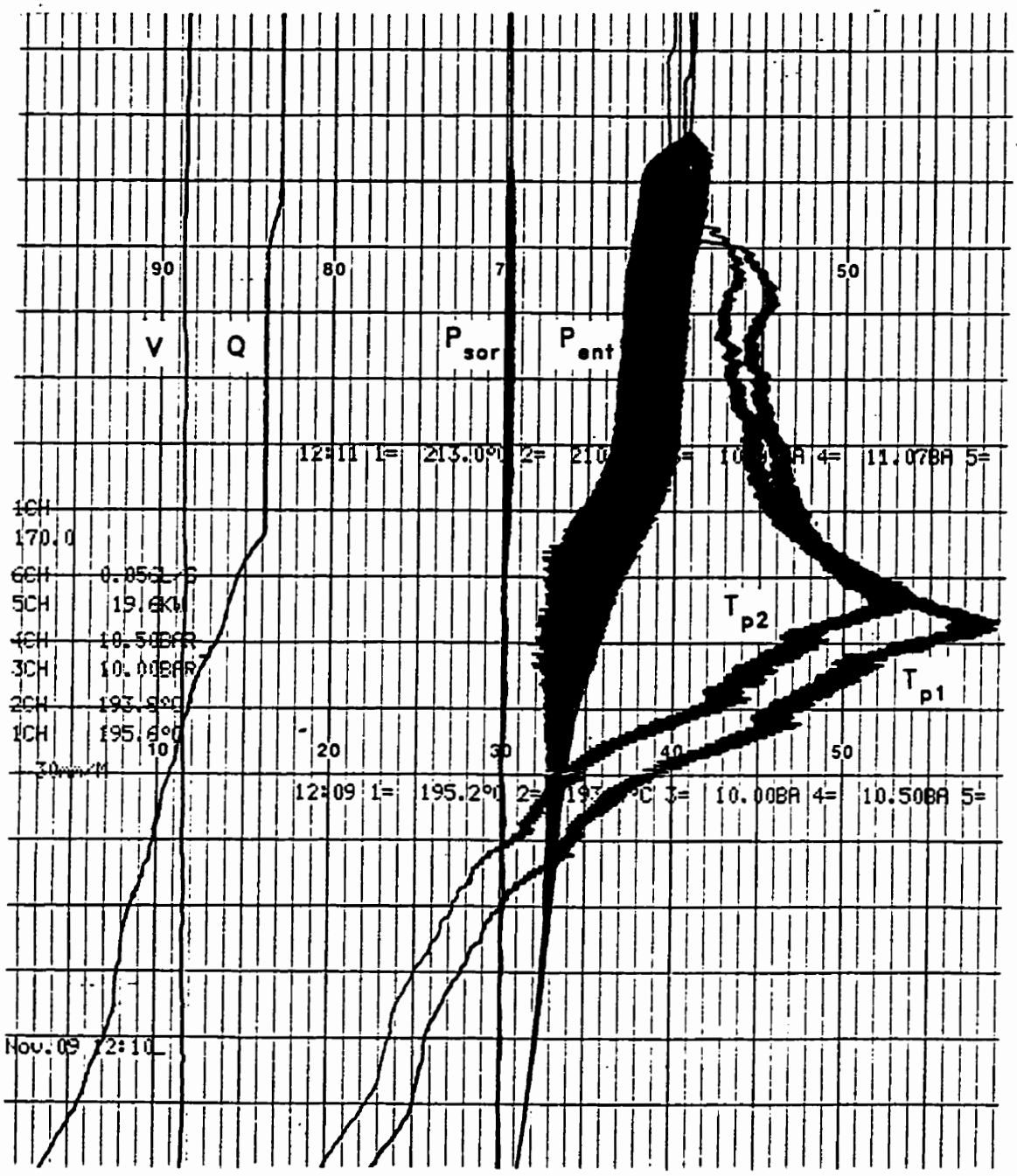


Figure 2.6 Variation dans le temps du débit V, de la puissance Q, des pressions P_{sor} et P_{ent}, ainsi que des températures de paroi T_p à la sortie de la section chauffée lors de l'écoulement aux fluctuations de pression

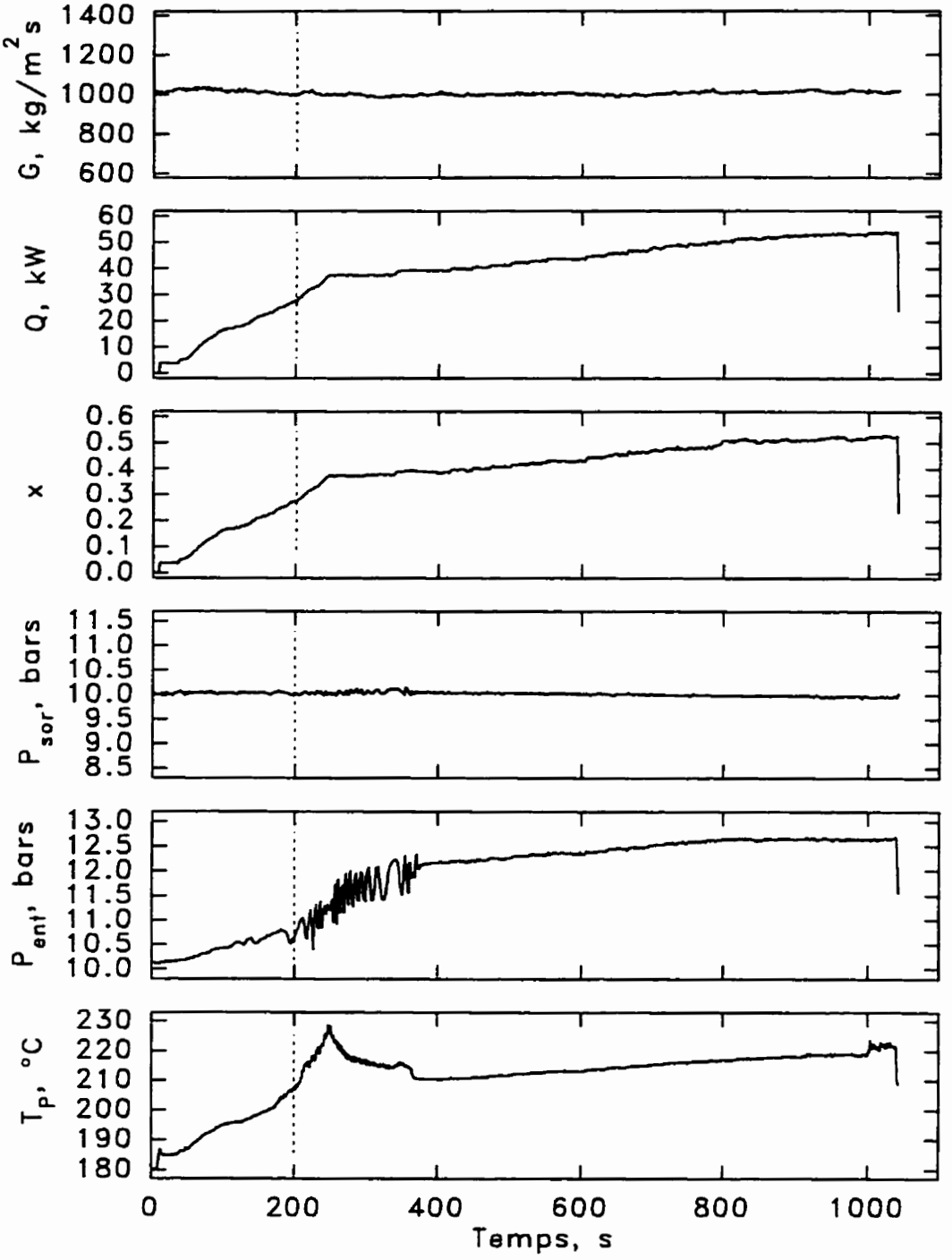


Figure 2.7 Variation dans le temps des principaux paramètres d'écoulement lors de l'écoulement aux fluctuations de pression

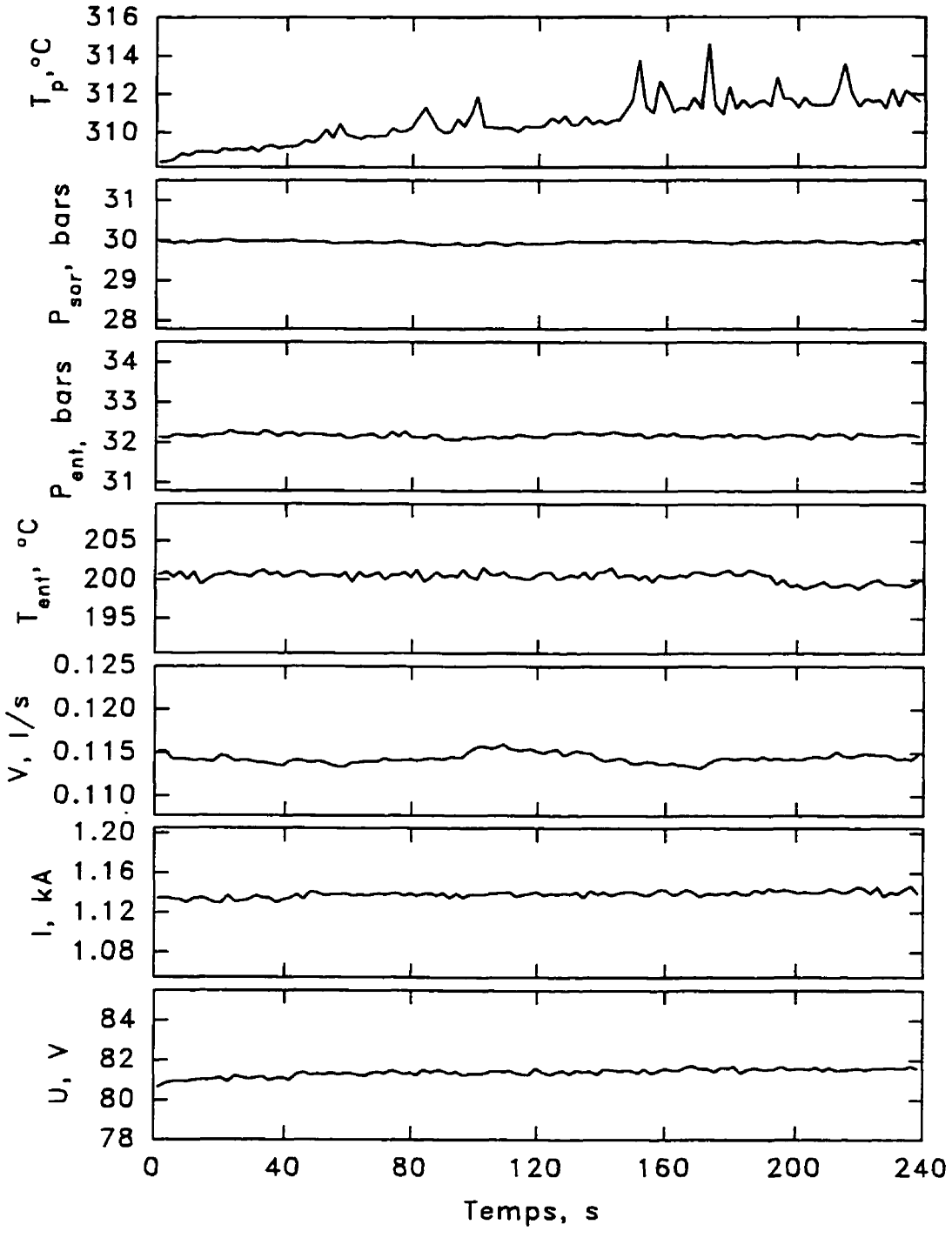


Figure 2.8 Variation dans le temps des principaux paramètres d'écoulement lors du FCC

CHAPITRE III

FLUX DE CHALEUR CRITIQUE À FAIBLES PRESSIONS. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le phénomène du FCC est gouverné en général par des processus d'échange de masse entre les phases et de chaleur entre la paroi du conduit chauffé et le mélange diphasique. C'est seulement après avoir correctement décrit ces processus que l'on peut développer un modèle physique du FCC fiable. Actuellement, l'échange de masse et de chaleur dans les conditions du FCC sont des problèmes encore très loin d'être résolus. Mais il est évident qu'au moins pour des tubes chauffés uniformément, ces processus peuvent être représentés par des paramètres globaux de l'écoulement (la pression, le débit massique, le température du liquide ou le sous-refroidissement à l'entrée), par la géométrie du conduit (la longueur, le diamètre ou des dimensions caractéristiques, la rugosité de la paroi et certains autres) et par le flux de chaleur appliqué. Ainsi, même en négligeant les mécanismes internes qui ont lieu dans l'écoulement, une corrélation reliant le FCC et ces paramètres peut être développée. Cependant, puisque ces paramètres ne reflètent les processus de transfert de masse et de chaleur que d'une façon indirecte, cette corrélation déterminera seulement les relations quantitatives entre le flux de chaleur critique et les paramètres choisis. Ce point de vue peut être illustrée par le raisonnement hypothétique suivant : s'il n'existe pas des mécanismes physiques qui retiennent les gouttelettes de liquide dans le noyau de vapeur, toutes les gouttelettes se déposent sur le film de liquide et ne le quittent plus, l'assèchement de paroi aura toujours lieu au moment de la vaporisation complète du liquide ($x = 1$) indépendamment des valeurs du sous-refroidissement, de la vitesse massique, de la pression ou de la géométrie du conduit. Car ceci ne se produit pas, on peut conclure que les processus d'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide sont

très importants pour le FCC. Pourtant, il est clair que l'échange de masse en écoulement diphasique et, par example, le sous-refroidissement à l'entrée ne sont pas reliés physiquement.

Dans ce chapitre, le FCC sera présenté en fonction des différents paramètres d'écoulement dans le but d'obtenir la meilleure représentation des données obtenues.

3.1 Flux de chaleur critique en fonction du sous-refroidissement

Si l'on ne tient pas compte de l'influence faible de certains paramètres tels que l'épaisseur, le matériel et la rugosité de la paroi de la section d'essais, on peut facilement aboutir à la conclusion que dans le cas d'un tube rond, le flux de chaleur critique ne dépend que de la pression, P, de la vitesse massique, G, de la température du liquide à l'entrée de la section chauffée, t_{ent}, de la longueur, L, et du diamètre interne de la section, d. Cependant, on représente habituellement le FCC comme la fonction suivante :

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

où Δh_{sre} désigne le sous-refroidissement du liquide à l'entrée de la section chauffée. Ce paramètre étant relatif demande la détermination d'une enthalpie de référence. Généralement, comme l'enthalpie de référence on utilise l'enthalpie de saturation correspondant à la pression à la sortie de la section chauffée : $\Delta h_{sre}(P_{sor}) = h_f(P_{sor}) - h(P_{ent}, t_{ent})$. Ce choix est assez logique, parce que dans la plupart des cas le phénomène critique a lieu à la sortie du conduit. Pourtant, pour des pressions basses et des vitesses massiques assez élevées, les pertes de pression le long de la section chauffée sont très grandes. Cela signifie que pour $\Delta h_{sre}(P_{sor}) = 0$ le liquide à l'entrée de conduit chauffé est sous-refroidi. L'état de saturation à l'entrée est atteint seulement à partir de $\Delta h_{sre}(P_{ent}) = h_f(P_{ent}) - h(P_{ent}, t_{ent}) = 0$, tandis que $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ a des valeurs négatives. Dans la littérature recente sur le FCC, qui est en général basée sur des données expérimentales pour des pressions élevées, on

utilise souvent les sous-refroidissements négatifs pour désigner les cas où la section d'essais est alimentée en mélange diphasique. Ainsi, l'utilisation de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ dans le cas des pressions faibles peut conduire à une mauvaise interprétation du sous-refroidissement.

Le choix entre ces deux définitions du sous-refroidissement ne peut pas être fait à partir des raisonnements physiques, parce que ce paramètre ne détermine le FCC que d'une manière indirecte. Donc c'est seulement à partir d'une analyse comparative des résultats qu'on peut faire un choix optimal. Les figures 3.1 à 3.8 montrent le FCC pour certaines vitesses massiques et pressions à la sortie de la section d'essais présenté en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{ent})$. Les figures 3.9 à 3.16 montrent les mêmes données en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$. La comparaison des résultats est présentée sur les figures 3.17 à 3.20 . Sur les figures, les lignes de régression sont aussi tracées. Un polynôme de deuxième degré a été utilisé en qualité d'une fonction mathématique liant q'_{cr} et Δh_{sre} pour les cas où le nombre de points, N_p, dans une série expérimentale (P_{sor} et G sont fixes, tandis que Δh_{sre} varie) était plus élevé que 2. Pour $N_p = 2$, une relation linéaire a été utilisée. On peut voir qu'il n'existe aucune particularité caractéristique ni dans l'un, ni dans l'autre cas. En plus, d'après les figures 3.17 à 3.20, les lignes de régression correspondant aux sous-refroidissements différents sont presque parallèles. Pour des pressions assez élevées et des vitesses massiques faibles (figure 3.19), il n'y a même aucune différence entre ces deux cas. Cela signifie que les deux représentations de données sont en principe identiques et n'importe laquelle peut être utilisée. Pour cette raison, dans la plupart des cas qui suit, on utilisera le sous-refroidissement déterminé par rapport à la pression de sortie $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ en sous-entendant que ses valeurs négatives sont conditionnelles et que l'écoulement à l'entrée de la section d'essais est toujours monophasique (sauf dans les cas identifiés spécialement).

Il faut souligner que les figures 3.1 à 3.20 contiennent des données qui ont été obtenues à partir des expériences comportant des parois de tube de deux épaisseurs

différentes : 1 et 2 mm. La possibilité d'une telle analyse commune a été confirmée par des expériences effectuées en utilisant des sections d'essais de la même longueur, i.e., $1.8m$, mais ayant des épaisseurs différentes. Comme le montre la figure 3.21, la différence entre les FCC dans ces deux cas est très petite et peut être facilement expliquée par un certain subjectivisme lors de la détection du FCC.

La comparaison des figures 3.1 à 3.20 permet de révéler les tendances générales suivantes :

- pour un sous-refroidissement donné, le FCC diminue avec l'augmentation de la longueur chauffée,

- pour une longueur chauffée donnée, le FCC augmente presque linéairement lorsque le sous-refroidissement à l'entrée augmente. Cependant, dans certains cas les lignes de lissage ont un caractère convexe (longueurs courtes, pressions et vitesses faibles) ou concave (longueurs courtes, pressions et vitesses élevées);

- la pente du FCC versus le sous-refroidissement augmente avec l'augmentation de la vitesse massique.

Les figures 3.22 à 3.29 représentent la puissance critique en fonction du sous-refroidissement $\Delta h_{sre}(P_{sor})$. On peut voir que pour des pressions et des vitesses massiques très faibles (figure 3.22), la puissance critique ne dépend presque pas de la longueur chauffée. L'augmentation de la vitesse et surtout de la pression entraîne une divergence entre les courbes pour de différentes longueurs chauffées.

L'analyse détaillée des figures 3.1 à 3.29 est compliquée à cause du caractère multidimensionnel du problème. Afin de clarifier les principales tendances paramétriques, la procédure suivante a été effectuée. À partir des courbes de régression $q'_{cr} = f(\Delta h_{sre})$, les valeurs du FCC et de la puissance critique ont été recalculées pour trois sous-refroidissements fixes : 0, 200, 350 kJ/kg. Ces

valeurs ont été utilisées pour tracer une série de graphiques où la puissance critique et le FCC sont présentés en fonction de la longueur chauffée, de la vitesse massique et de la pression à la sortie (figures 3.30 à 3.61). Étant donné qu'il existe quelques séries expérimentales pour lesquelles $\Delta h_{sre}(P_{sor})_{min} > 0\ kJ/kg$ ou $\Delta h_{sre}(P_{sor})_{max} < 350\ kJ/kg$, ces figures contiennent aussi un certain nombre de points obtenus par l'extrapolation des données. Cette extrapolation a été effectuée seulement dans les cas où la différence entre les sous-refroidissement réels limites dans une série expérimentale et ceux présélectionnés (0 et 350 kJ/kg) était moins que 50 kJ/kg. Les points correspondants sont identifiés par des symboles encerclés sur les figures.

Les figures 3.30 à 3.45 représentent la puissance critique et le flux de chaleur critique en fonction de la longueur chauffée. D'après ces figures, la puissance critique augmente d'abord avec l'augmentation de la longueur (ou reste presque constante comme dans le cas des pressions et des vitesses très faibles). Après avoir atteint un maximum, la puissance critique diminue légerement ou reste constante (un nombre limité de points ne permet pas de déterminer plus précisement les tendances). La puissance critique augmente aussi lorsque le sous–refroidissement à l'entrée augmente. Pour des vitesses massiques faibles, cet effet n'est pas très important, cependant, pour des vitesses élevées, l'influence du sous–refroidissement est assez significative. Il est également clair que l'augmentation de la longueur chauffée renforce l'effet de Δh_{sre} sur la puissance critique. Quant au FCC, il diminue toujours avec l'augmentation de la longueur chauffée. Comme on l'a déjà mentionné, pour des pressions et des vitesses massiques faibles, la puissance critique, Q_{cr} ne dépend presque pas de la longueur chauffée. Étant donné que $q'_{cr} = Q_{cr}/\pi dL$, cela signifie qu'au moins dans le domaine étudié le FCC est presque inversement proportionnel à la longueur chauffée. L'influence du sous–refroidissement sur le FCC est semblable à celle observée pour la puissance critique : à des pressions et des vitesses massiques faibles, elle n'est pas assez importante; à des pressions et des vitesses

élevées, une augmentation du sous-refroidissement provoque une accroissement du FCC.

Le FCC en fonction de la vitesse massique est présenté sur les figures 3.46 à 3.53 pour deux sections d'essais de longueur de 1.0 et de 3.5 m et pour différentes pressions. La comparaison de ces figures permet d'aboutir à la conclusion suivante : le FCC dépend de la vitesse massique d'une manière presque linéaire. Il faut quand même noter que pour la longueur chauffée de 3.5 m, les courbes de régression correspondantes sont parfaitement linéaires ou légèrement concaves, tandis que pour la longueur de 1.0 m, les courbes sont visiblement convexes.

Les figures 3.54 à 3.61 montrent le FCC en fonction de la pression de sortie pour les mêmes longueurs chauffées et pour des vitesses massiques différentes. Analysons d'abord les figures représentant les données obtenues avec la longueur chauffée de 1.0 m. Pour une vitesse massique de 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$, le FCC augmente lorsque la pression de sortie augmente (figure 3.54). Cependant, l'augmentation de la vitesse massique provoque un changement de cette tendance : à partir de $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$ le FCC diminue avec l'accroissement de la pression (figure 3.56, 3.58 et 3.60). Pour la longueur chauffée de 3.5 m, le comportement est en principe le même, mais la dépendance du FCC relativement à la pression est moins importante et un changement de pente est observé pour des vitesses plus élevées ($G > 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$).

Les résultats de cette analyse paramétrique montrent que les liaisons fonctionnelles entre le FCC (ou la puissance critique), la longueur, la pression et la vitesse massique sont très complexes. Si, par exemple, on suppose que l'influence sur le FCC de chacun de ces paramètres énumérés peut être matématiquement exprimée par un polynôme de deuxième degré, une corrélation finale pour le FCC doit comprendre jusqu'à 81 coefficients empiririques. En tenant compte de l'influence du diamètre et d'autres paramètres géométrique qui ne sont pas inclus cette étude, on peut affirmer que le développement d'une telle corrélation sur la base de cette

représentation de données posera un problème complexe non seulement du point de vue de l'obtention des données nécessaires, mais aussi du point de vue de leur traitement.

Dans cette situation, il n'existe qu'une seule méthode acceptable. Elle consiste en l'utilisation de certaines variables complexes (dimensionnelles ou adimensionnelles) qui permettent de diminuer le nombre de liaisons physiques dans une corrélation finale. Cette corrélation sera quand même un produit purement mathématique. C'est pourqoui, l'interprétation des résultats et avant tout leur représentation graphique convenable sont très importantes. Il est essentiel de reconnaître la différence entre la dispersion de points due aux erreurs de mesure et les écarts dûs à l'absence des liaisons physiques nécessaires pour une description complète du processus. Ce problème devient primordial pour le FCC où l'on utilise souvent des variables incluant quelques valeurs mesurées. Ce dernier point ammene à dire que l'incertitude de ces variables peut être plus élevé que, par exemple, celle des nombres adimensionnels classiques de type Re, Pr, etc. Les variables utilisés pour le FCC sont par essence des variables dépendant de la valeur que l'on cherche. Dans ce cas, l'utilisation des méthodes classiques d'analyse de régression et de corrélation n'est pas vraiment valide et elle peut être considérée seulement comme une procédure mathématique abstraite. Il est donc préférable d'utiliser un terme mathématique que nous désignerons comme "la représentation graphique dans un système des coordonnées quelconques".

Afin de faciliter l'interprétation des graphiques, on utilisera aussi la procédure suivante. À partir des régressions entre q'_{cr} et Δh_{sre}, déjà utilisées pour l'analyse paramétrique des résultats dans ce système des coordonnées, une relation fonctionnelle entre q'_{cr} et une variable analysée peut être facilement établie. Ainsi, les valeurs du FCC et de cette variable peuvent être déterminées aux points intermédiaires. Tous les graphiques suivants contiendront des points déterminés à partir des valeurs directement mesurées, aussi bien que des courbes correspondant à la

relation entre q'_{cr} et la variable analysée pour une vitesse massique et une pression moyennes s'appliquant à une série d'expériences établie selon la procédure décrite précédemment.

3.2 Flux de chaleur critique en fonction du titre thermodynamique

L'un des paramètres le plus souvent utilisé pour l'analyse du FCC est l'enthalpie relative d'écoulement ou, autrement dit, le titre thermodynamique à la sortie du conduit chauffé :

$$x = \frac{h_{mel}(P_{sor}) - h_f(P_{sor})}{h_{fv}(P_{sor})} = \frac{h_{ent} + Q/W - h_f(P_{sor})}{h_{fv}(P_{sor})} \quad , \tag{3.2}$$

où

h_{mel} et h_f : enthalpies du mélange et du liquide saturé respectivement,

h_{fv} : chaleur latente de vaporisation,

Q : puissance thermique appliquée au conduit,

W : débit massique d'écoulement.

Pour un écoulement en équilibre thermique, le titre thermodynamique est égal au titre réel d'écoulement, c'est-à-dire qu'il reflète le rapport entre le débit massique de la phase de vapeur et le débit total de l'écoulement.

Les figures 3.62 à 3.77 représentent le FCC versus le titre thermodynamique à la sortie de la section d'essais pour des pressions et des vitesses massiques différentes. Les figures 3.78 et 3.79 montrent le FCC en fonction du titre sans distinction entre de différentes longueurs chauffées en utilisant la vitesse massique comme paramètre. La comparaison de ces figures permet de déterminer les tendances principales suivantes :

- les données obtenues pour des pressions faibles montrent une influence importante de la longueur chauffée sur le FCC : pour un titre constant le FCC

diminue lorsque la longueur augmente; avec l'accroissement de la pression, cette influence commence à disparaître en se conservant quand même pour des vitesses massiques faibles;

- pour une longueur donnée, le plus souvent le FCC diminue lorsque le titre thermodynamique augmente. Cependant, une telle généralisation n'est pas possible, car dans certains cas le titre reste presque constant, pendant que le FCC diminue, ou une tendance inverse que celle prévue a lieu (surtout pour des sections d'essais plus longues que 2 m), c'est-à-dire que le flux de chaleur et le titre augmentent (ou diminuent) simultanément;

- l'influence de la vitesse massique sur le FCC (figures 3.78 et 3.79) s'affaiblit avec l'augmentation de cette dernière et à partir de $G \approx 3000-4000\ kgm^{-2}s^{-1}$ les points deviennent presque indistincts.

Sur les figures 3.62 à 3.77, les lignes correspondant aux tables des valeurs du FCC de Groeneveld et al. (1986) sont aussi tracées. Ces tables ont été développées sur la base de l'hypothèse locale, c'est pourquoi les courbes correspondantes ne reflètent pas l'influence de la longueur chauffée. On peut observer que dans la plupart des cas, ces courbes passent au milieu des points expérimentaux, et elles sont parallèles au moins à l'une des lignes de régression pour des longueurs chauffées différentes. Néanmoins,la différence entre les valeurs mesurées et celles prédites peut atteindre de 200 à 300 %. Il faut noter qu'au cours de chaque expérience, une comparaison entre les valeurs de la puissance critique mesurée et celles prévues d'après les tables était effectuée. Les écarts maximum entre ces deux puissances n'ont jamais été plus grands que 40 % (figures 3.80 à 3.83). Cette différence considérable entre le FCC et la puissance critique mérite une explication spéciale.

Pour une longueur chauffée, une pression à la sortie, une vitesse massique et un sous-refroidissement à l'entrée donnés, le calcul de la puissance critique à partir

d'une corrélation ou des tables reliant q'_{cr} et x, s'effectue à l'aide d'une procédure itérative. C'est cette procédure ou, plus exactement, la relation fonctionnelle entre L, x, et q'_{cr}, qui atténue l'influence de la longueur chauffée sur la puissance critique estimée. Pour des applications pratiques, la puissance critique est incontestablement le paramètre plus important que le flux de chaleur critique. Ainsi, cette atténuation de l'influence de la longueur dans le cas de Q_{cr} donne une raison formelle de corréler les données obtenues sur le FCC sans tenir compte des effets de la longueur. Les figures 3.84 et 3.85 donnent des exemples des courbes de lissage $q'_{cr} = f(x)$ correspondant aux données présentées sur les figures 3.78 et 3.79. Le lissage a été effectué en utilisant un polynôme du sixième degré. Sur les mêmes figures, sont aussi présentées les erreurs quadratiques moyennes :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (\tilde{y}_i - y_i)^2}{n - m}} \quad , \tag{3.3}$$

et les coefficients de corrélation :

$$r^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{n} (\tilde{y}_i - y_i)^2}{\sum_{i=1}^{n} (y_i - \overline{y}_i)^2} \quad , \tag{3.4}$$

où

$\tilde{y}_i$ et y_i : valeurs du FCC estimées et mesurées respectivement,

$n - m$: nombre de degrés de liberté, où n est le nombre de points mesurés pour chaque vitesse massique et m est le nombre de coefficients dans l'équation décrivant la courbe de lissage ($m = 7$).

On peut voir que pour des pressions élevées (figure 3.85), les courbes de régression reflètent les liaisons fonctionnelles entre le FCC et le titre thermodynamique d'une manière assez satisfaisante. Quant aux pressions faibles (figures 3.84), l'analyse de régression y devient non-valide à cause d'une relation plurivoque entre q'_{cr} et x.

Une autre façon de traiter les données obtenues, c'est d'essayer de les corréler séparément pour chaque longueur chauffée. L'ajout d'un paramètre supplémentaire complique beaucoup la procédure de l'établissement d'une corrélation pour q'_{cr}. Cette complication peut être quand même acceptée á la condition que l'erreur sur la prédiction du FCC soit diminuée de manière considérable. Cependant, il est peu probable que dans le système des coordonnées (x, q'_{cr}), cela soit réellement possible. Cette affirmation découle du fait que l'incertitude sur la détermination du titre est significativement plus élevée que celle du FCC, tandis que l'utilisation correcte des méthodes d'analyse de régression et de corrélation demande qu'au contraire, l'incertitude des variables indépendantes soit moindre que celle des valeurs liées. Cela devient surtout prépondérant quand la pente d'une fonction analysée est abrupte, ce que l'on a notamment. Analysons, par exemple, quelques cas caractéristiques pour l'étude actuelle. Chaque valeur des paramètres d'écoulement a été en général déterminée comme une moyenne de 25 valeurs mesurées instantanément. Ainsi, pour une expérience donnée, l'erreur statistique d'un paramètre quelconque doit être assez petite. Il peut sembler que l'emploi de ces valeurs moyennes diminue l'incertitude mentionnée. En réalité, ce n'est pas tout à fait le cas. Même pour une série expérimentale (Δh_{sre} varie, tandis que P_{sor} et G sont fixes), il est pratiquement impossible d'obtenir des valeurs du CHF pour des vitesses massiques et des pressions parfaitement identiques. À cause de ces valeurs différentes, l'analyse des données expérimentales ne sera jamais complètement exacte. Il est en principe possible d'amener des pressions et des vitesses mesurées à certaines valeurs nominales en utilisant des relations fonctionelles entre P, G, x et q'_{cr}, mais cette procédure demande a priori une connaissance de ces relations fonctionelles. En plus, il existe aussi un problème relié aux erreurs de mesure directes et celles systématiques qui peuvent être différentes pour des séries expérimentales distinctes.

Afin d'estimer le degré d'incertitude de l'analyse des données obtenues dans le cadre de l'étude actuelle, déterminons les erreurs maximum possibles du FCC

et du titre thermodynamique. Supposons que l'incertitude sur la détermination de la puissance critique, ΔQ, est de 1 kW. Cette valeur reflète principalement une erreur subjective de détection du FCC. Introduisons aussi des erreurs absolues de détermination de la vitesse massique et de la presion : $\Delta G = 20\ kgm^{-2}s^{-1}$ et $\Delta P = 0.1\ bars$. Ces valeurs correspondent généralement à un écart entre les valeurs mesurées pour une expérience donnée et les valeurs moyennes pour une série expérimentale. De plus, elles sont à la fois assez proches des erreurs de mesure de ces paramètres. À partir de ces erreurs absolues, on peut définir des incertitudes dans la détermination du FCC et du titre thermodynamique à la sortie sous la forme suivante :

$$q'_{cr\ min} < q'_{cr} < q'_{cr\ max} \quad . \tag{3.5}$$

$$x_{min} < x < x_{max} \quad , \tag{3.6}$$

où

$$q'_{cr\ min} = \frac{(Q_{cr} - \Delta Q)}{\pi d L}, \quad q'_{cr\ max} = \frac{(Q_{cr} + \Delta Q)}{\pi d L} \quad , \tag{3.7}$$

$$x_{min} = min \left\{ \frac{h_{ent} + \frac{4(Q_{cr} - \Delta Q)}{\pi d^2 (G + \Delta G)} - h_f(P \pm \Delta P)}{h_{fv}(P \pm \Delta P)} \right\} \quad , \tag{3.8}$$

$$x_{max} = max \left\{ \frac{h_{ent} + \frac{4(Q_{cr} + \Delta Q)}{\pi d^2 (G - \Delta G)} - h_f(P \pm \Delta P)}{h_{fv}(P \pm \Delta P)} \right\} \quad . \tag{3.9}$$

Les figures 3.86 et 3.87 donnent des exemples de graphiques de $q'_{cr} = f(x)$ en incluant des barres d'erreurs correspondant aux formules utilisées. On peut voir que l'incertitude très élevée du titre thermodynamique complique fortement la procédure de mise en évidence d'une relation fonctionelle entre q'_{cr} et x, cela même dans le cas d'une seule longueur chauffée.

Le caractère complexe de la dépendance du FCC au titre et une plage étroite de variation de x rendent presque impossible l'exécution d'une analyse paramétrique analogue à celle qui a été effectuée pour la représentation des données expérimentales dans le système des coordonnées $(\Delta h_{sre}, q'_{cr})$. Cette analyse paramétrique a été réalisée seulement pour quelques cas particuliers. La figure 3.88 représente le FCC en fonction de la pression pour une longueur chauffée de 1 m, pour deux vitesses massiques différentes et deux titres thermodynamiques fixes. Comme le montre cette figure, pour $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$ et $x = 0.2$, le FCC diminue de manière évidente lorsque la pression à la sortie augmente. Pour $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$ et $x = 0.35$, la pente de la ligne de régression est aussi négative, mais un petit nombre de points et leur dispersion élevée ne permettent pas de certifier que le FCC diminue avec l'augmentation de la pression de façon rigoureuse.

3.3 Concept du titre–frontière

Les graphiques tracés sur les figures 3.62 à 3.79 ne produisent pas l'impression de l'existence d'un titre–frontière selon sa définition donnée par Doroshchuk (1980). Ils représentent plutôt une famille de courbes dont la pente est très variable. Les figures 3.89 à 3.96 montrent certaines données expérimentales simultanément avec des lignes verticales correspondant aux titres–frontières calculés d'après la corrélation de Levitan et Borevskiy (équation 1.2). On peut voir que dans la plupart des cas, cette approche ne reflète le comportement réel ni qualitativement, ni quantativement. Dans d'autres cas, surtout pour des pressions élevées, les données semblent atteindre certaines valeurs limites, mais un manque de données pour des longueurs chauffées supérieures à 3.5 m ne permet pas d'en faire une conclusion définitive.

Cependant, la situation se transforme d'une façon radicale lorsqu'on change les échelles des axes des graphiques en augmentant l'échelle de l'axe du flux de

chaleur critique et en réduisant celle du titre. Les figures 3.97 à 3.100 montrent que les tendances principales concordent assez bien avec le modèle proposé par Doroshchuk (1980). Ainsi, le concept du titre–frontière peut être caractérisé comme une approche simplificatrice basée sur une marge faible de variation du titre thermodynamique pour une longueur chauffée donnée. Mais cette variation faible est souvent détermine par la gamme d'opération des installations expérimentales. Il est évident qu'une augmentation des sous–refroidissements à l'entrée de la section chauffée peut provoquer un élargissement de la plage de variation des titres. Selon les données obtenues, cet élargissement aura lieu surtout pour des pressions faibles et des longueurs courtes. Cela compliquera ou même rendra impossible la procédure de détermination de la position d'une ligne correspondant aux critères de Doroshchuk sur la crise du transfert de chaleur de première espèce.

Néanmoins, pour des systèmes où les sous–refroidissements sont faibles, tels que les réacteurs nucléaires, le concept du titre–frontière peut donner des estimations du FCC assez fiables. Les figures 3.101 à 3.104 représentent la puissance critique en fonction du sous–refroidissement à l'entrée pour des pressions et des vitesses massiques différentes. La différence entre les valeurs mesurées et celles déterminées à partir des titres–frontières, x_{fr}^{exp}, qui ont été établis d'après les figures 3.97 à 3.100 est très petite.

Un des problèmes principaux de cette approche est l'établissement de deux points clés : la transition de la crise du transfert de chaleur de première espèce à celle de deuxième espèce (q^0) d'une part, et le début de la crise du transfert de chaleur avec précipitation de gouttelettes sur le film de liquide (q_{fr}^0) d'autre part. Aucune des courbes sur les figures 3.62 à 3.79 ne manifeste des indices du commencement de la crise de précipitation. Par conséquant, la détermination de q_{fr}^0 et le comportement de $q'_{cr} = f(x)$ dans ce domaine demandera des sections d'essais beaucoup plus longues que celles qui ont été utilisées.

Il existe un certain nombre de courbes $q'_{cr} = f(x)$ correspondant à des conditions

différentes (figures 3.62 à 3.79) qui démontrent l'existance d'un autre phénomène : pour certaines longueurs chauffées, un changement considérable de la pente de $q'_{cr} = f(x)$ est parfois observée (par exemple, pour $L = 1.0\ m$ et $L = 1.4\ m$ sur la figure 3.63). Ce changement commence à avoir lieu à partir des titres correspondant aux enthalpies à l'entrée égales ou plus élevées que l'enthalpie de saturation à la pression de sortie de la zone chauffée. Afin d'étudier ce phénomène en détail, une série d'expériences comportant un grand étranglement à l'entrée de la section d'essais a été effectuée. Dans ce but, une vanne a été installée à environ 1.4 m en amont de la zone chauffée d'une longueur de 1.8 m (figure 3.105). L'augmentation de la température jusqu'à celle correspondant à la température de saturation pour la pression en amont de cette vanne, a donné la possibilité d'avoir un écoulement diphasique à l'entrée de la zone chauffée. L'étranglement en amont de la section d'essais provoquait une augmentation de pression de l'ordre de 10-30 *bars*, ce qui était environ 10 fois plus élevé que dans les cas précédents.

Les résultats obtenus sont représentés aux figures 3.106 à 3.109 dans le système des coordonnées $(\Delta h_{sre}, q'_{cr})$. Sur les mêmes figures, les résultats pour des longueurs chauffées de 1.8 et de 3.5 m et pour des étranglements "faibles" sont aussi représentés. Il se dégage deux tendances marquées à l'observation de ces graphiques. Premièrement, on peut voir qu'il existe un vrai chevauchement des données pour la longueur chauffée de $1.8m$, mais obtenues en utilisant de différants degrés d'étranglement. Deuxièmement, la dépendance du FCC à l'égard de Δh_{sre} montre que la diminution du sous-refroidissement ou, plus correctement, l'augmentation du titre à l'entrée de la section chauffée, provoque d'abord une augmentation de la pente des courbes, par après elles deviennent de nouveau parallèles à celles correspondant aux cas des étranglements faibles. Tandis que dans le système des coordonnées $(\Delta h_{sre}, q'_{cr})$, ces changements de pente semblent être assez faibles, ils subissent une transformation majeure dans le système des coordonnées (x, q'_{cr}) (figure 3.110 à 3.113). Les courbes établies à partir des relations entre

q'_{cr} et Δh_{sre} font parfois même quelques zigzags sur une plage extrêmement petite. Pour comprendre la raison de ce comportement, analysons la relations entre le titre, le flux de chaleur critique et le sous-refroidissement :

$$x = \frac{h_{ent} + Q/W - h_f(P_{sor})}{h_{fv}(P_{sor})} = \frac{4q'L}{Gdh_{fv}(P_{sor})} - \frac{\Delta h_{sre}(P_{sor})}{h_{fv}(P_{sor})} \quad . \tag{3.10}$$

En différentiant cette expression par rapport à Δh_{sre}, on obtient :

$$\frac{dx}{d(\Delta h)} = \frac{dq'}{d(\Delta h)} \frac{4L}{Gdh_{fv}(P_{sor})} - \frac{1}{h_{fv}(P_{sor})} \quad , \tag{3.11}$$

ou

$$\frac{dq'}{dx} = \frac{h_{fv}(P_{sor})}{4L/Gd - 1/\left(\frac{dq'}{d(\Delta h)}\right)} = \frac{h_{fv}(P_{sor})}{A_1 - A_2} \quad . \tag{3.12}$$

Ainsi, la pente de $q'_{cr} = f(x)$ est donnée par le rapport entre deux paramètres suivants : $A_1 = 4L/Gd$, qui, pour une série d'expérience donnée, est constant, et $A_2 = 1/[dq'/d(\Delta h)]$, qui caractérise la pente de $q'_{cr} = f(\Delta h_{sre}(P_{sor}))$. Les paramètres A_1, A_2 et la dérivée dq'/dx correspondant aux lignes de lissage tracées sur les figures 3.106 à 3.109 pour la longueur de 1.8 m sont présentés aux figures 3.114 à 3.121 comme des fonctions de Δh_{sre}. On peut voir que dans tous les cas il existe des fluctuations du paramètre A_2 autour d'une valeur de A_1 qui provoquent des changements du signe de la dérivée dq'/dx. Quelle que soit la raison de ces fluctuations, physique ou reliée à la procédure d'obtention des lignes de lissage $q'_{cr} = f(\Delta h_{sre}(P_{sor}))$, cette sensibilité élevée de dq'/dx de la dérivée $dq'/d(\Delta h)$ complique énormément une analyse quantitative des données expérimentales dans les coordonnées $(x\,,\, q'_{cr})$.

3.4 Influence de la longeur chauffée sur le flux de chaleur critique

L'analyse des résultats expérimentaux dans le système des coordonnées $(x\,,\, q'_{cr})$ a démontré une influence évidente de la longueur chauffée sur le FCC au moins

pour des pressions faibles et des vitesses modérées. Pourtant, selon les théories actuelles sur ce phénomène, cette influence doit disparaître peu importe la pression et la vitesse massique à partir des valeurs $L/d > 80$–100 (c'est-à-dire, pour $d = 8mm$ à partir des longueurs chauffées plus que 640–800 mm). Il faut quand même remarquer que, lorsque l'on parle de l'absence d'une influence de la longueur sur q'_{cr}, on comprend que dans le système des coordonnées $(x\,,\, q'_{cr})$ il n'y a pas de stratification des points correspondant aux mêmes titres thermodynamiques, mais aux sous-refroidissements et aux longueurs chauffées différents. Seulement dans ce cas, le FCC qui, à partir du bilan thermique, dépend de trois paramètres $(x, \Delta h_{sre}, L)$, peut être considérée comme étant fonction d'un seul paramètre : le titre.

La diminution des écarts entre les points correspondant à diverses longueurs lorsque la pression augmente de 5 à 30 *bars* peut suggérer que cette influence de la longueur n'est caractéristique que pour des pressions très faibles. Alors, il est important de vérifier les tendances ayant lieu pour des pressions plus élevées que celles étudiées dans le cadre de la recherche actuelle. Les figures 3.122 à 3.131 représentent le FCC en fonction du titre thermodynamique d'après les données expérimentales de différents auteurs. Elles montrent qu'une stratification de courbes pour des longueurs chauffées variées existe à dedifférents degrés pour toutes les pressions étudiées et pour des vitesses massiques modérées. Pour des vitesses élevées, la stratification n'a presque pas lieu, mais les pentes des courbes $q'_{cr} = f(x)$ sont assez prononcées (figures 3.126 et 3.129). Cela donne plutôt l'impression que le FCC ne dépend pas du tout du titre et il est en général impossible de parler de l'influence de la longueur chauffée.

L'origine de l'hypothèse qui nie l'existence d'une dépendance du flux de chaleur critique en regard de la longueur chauffée dans le cas d'un tube chauffé uniformément peut être expliquée par un caractère approximatif des premières analyses de ce phénomène, par une quasi-absence de cet effet pour des pressions et des vitesses

massiques élevées et par le désir des auteurs de diminuer le nombre de paramètres qui ont une influence sur le FCC. En effet, examinons par exemple des arguments à ce propos venant de Collier (1981). Il a analysé des données de Lee (1966) et de Lee et Obertelli (1964) obtenues pour une pression de 69 *bars* (1000 *psia*), une vitesse massique de 2000 $kgm^{-2}s^{-1}(1.5 \cdot 10^6 lbpi^{-2}h^{-1})$ et des diamètres du tube de 10.75–10.85 mm(0.424–0.426 *po*). Ces données sont aussi présentées sur la figure 3.132. À première vue, il semble que les points peuvent être en réalité reliés par une seule ligne de régression. Mais en traçant ces lignes pour chaque longueur de la section chauffée (figure 3.133), on s'aperçoit que cette conclusion n'est pas évidente. Une extrapolation de ces lignes aggraverait davantage la situation. Il est nécessaire en plus d'ajouter que les travaux de Lee proviennent de cas rares où l'on a mesuré la pression seulement à l'entrée de la section d'essais. Par conséquent, le titre thermodynamique calculé de cette façon contient une erreur qui dépend des pertes de pression le long du canal. Pour la vitesse de 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$ et la pression de 69 *bars*, ces pertes de pression et, par conséquent, l'erreur sur la détermination du titre ne sont pas très élevées, mais elles peuvent quand même changer la disposition des points. En outre, une grande variation des vitesses massiques pour les points choisis ($1762\ kgm^{-2}s^{-1} < G < 2086\ kgm^{-2}s^{-1}$; la vitesse massique $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$ a été appelée par Colier une vitesse nominale) diminue la qualité d'une telle analyse et la rend encore plus incertaine.

À titre d'exemple d'une preuve mal établie de l'absence de l'influence de la longueur chauffée sur le FCC, on peut invoquer l'analyse théorique faite par Hewitt et Hall-Taylor (1970). Cette analyse est basée sur la considération du débit massique du liquide dans le noyau de vapeur W_{le}. Les auteurs ont présenté ce débit sous la forme suivante :

$$W_{le} = (W_{le})_{and} + \frac{G h_{fv} d}{4 q_{cr}} \int_{x_{and}}^{x} \left(\frac{dW_{le}}{dz} \right) dx \quad , \tag{3.13}$$

où

$(W_{le})_{and}$: débit massique du liquide dans le noyau au point où l'écoulement annulaire–dispersé se forme,

x_{and} : titre correspondant à ce point.

Cette équation reflète une nature intégrale du phénomène critique. Pour montrer quand même que le FCC ne dépend que des conditions locales à la sortie, c'est-à-dire, que le FCC est régi seulement par le titre à la sortie, les auteurs ont fait les substitutions suivantes :

$$(W_{le})_{cr} = \frac{\pi d^2}{4}(1 - x_{cr})G \quad , \tag{3.14}$$

$$(W_{le})_{and} = \frac{\pi d^2}{4}(1 - x_{and})E_{and}G \quad . \tag{3.15}$$

où E_{and} est le taux du liquide dans le noyau au point où l'écoulement annulaire–dispersé se forme (le taux correspondant à la sortie de la zone chauffée où l'assèchement du film a lieu, est égal à 1).

Alors, l'équation 3.13 peut être réécrite comme suit :

$$q'_{cr} = \frac{\frac{h_{fv}}{\pi d}\int_{x_{and}}^{x_{cr}} \left(\frac{dW_{le}}{dz}\right) dx}{(1 - x_{cr}) - E_{and}(1 - x_{and})} \quad . \tag{3.16}$$

Selon les auteurs, cette expression montre que pour des valeurs données de x_{and} et de E_{and} le FCC est uniquement fonction du titre x_{cr}.

Afin de démontrer que ce n'est pas le cas, analysons le taux de changement du débit de liquide dans le noyau le long du conduit dW_{le}/dz en détail. Supposons que le long de la section entre deux positions correspondant à x_{and} et à x_{cr} il n'y ait pas de transfert de masse entre le noyau et le film. Si cette supposition ne semble pas être valide sur toute cette longueur, il est toujours possible de la diminuer en introduisant un certain titre plus élevé que x_{and}, parce que ce dernier n'est qu'une simple référence. Désignons la masse de liquide dans le noyau à x_{and} comme m_0.

En supposant que cette masse est distribuée sous forme de gouttelettes dont la vitesse est égale à celle de vapeur v_v, on obtient que

$$W_{le}(z) = m_0 v_v = \frac{m_0 G x(z)}{\rho_v \alpha(z)} \quad . \tag{3.17}$$

Pour des pressions faibles, le taux de vide est presque égal à 1 à partir de titres très faibles. Alors, on peut aboutir à la conclusion que

$$\frac{dW_{le}}{dz} \approx \frac{m_0 G}{\rho_v} \frac{dx}{dz} = \frac{m_0}{\rho_v} \frac{4q'}{h_{fv} d} \quad . \tag{3.18}$$

Étant donné que le flux de chaleur apparaît dans les membres gauche et droit de l'expression 3.16 et que par conséquent il peut être éliminé, cette expression ne peut servir de base à des conclusions définitives à se sujet.

Presque toutes les corrélations et toutes les tables des valeurs du FCC existantes ne tiennent pas non plus compte de l'influence de la longueur chauffée (ici, il ne s'agit pas des corrélations incluant des nombres adimensionnels complexes pour lesquelles une étude semblable est très difficile). D'après l'auteur, parmi les corrélations fréquemment citées dans la litérature, il en existe seulement deux qui accordent de l'importance à l'influence de la longueur chauffée : la corrélation de Katto et Ohno (1984) et celle de Kirillov et al. (1985). La présence de L dans la corrélation de Bowring (1972) donnée par l'expression suivante :

$$q'_{cr} = \frac{A + B\Delta h_{sre}}{C + L} \quad . \tag{3.19}$$

n'est qu'apparente, car elle peut être réécrite sous la forme suivante,

$$q'_{cr} = \frac{A - B h_{fv} x}{C} \quad . \tag{3.20}$$

Aussi bien que la corrélation de Bowring, celles de Katto et Ohno et de Kirillov ne donnent pas une relation directe entre le FCC et le titre thermodynamique. La corrélation de Katto représente un exemple d'une corrélation de type $q'_{cr} = f(\Delta h_{sre})$. La corrélation de Kirillov relie la puissance critique pour un canal cylindrique de

diamètre interne de 8 mm à la température d'entrée. Elle a été développée sur la base d'une banque de données soviétique contenant quelque 15 mille points. La relation entre la puissance critique et la température a été choisie spécialement pour rendre l'analyse de régression plus fiable (la marge d'erreur de température étant moindre ou comparable avec celle de la puissance critique) et pour tenir compte de l'influence de la longueur chauffée. D'après Vinogradov (1993), cette corrélation a la forme suivante :

$$\begin{aligned} N_{cr} = 46.2142 - 23.6622P_* + 64.3178G_* - 8.6829G_*^2 + 2.2166P_*^3G_* \; + \\ L_*G_*(36.0911 + 8.03571G_* + 14.1261P_*G_*) \; + \\ L_*^2P_*G_*^2(-25.4669 + 3.9111L_*P_*G_* - 0.5310L_*P_*^2G_*^2) \; + \\ T_*(-19.2753G_* + 2.1972G_*^2 - 4.2510L_*P_*G_*^2 + 0.3836L_*^2P_*^3G_*^3) \quad , \end{aligned} \tag{3.21}$$

où $P_* = 0.1P$ $(1.0 \leq P \leq 20.0\ MPa)$, $G_* = 0.001G$ $(500 \leq G \leq 6000\ kgm^{-2}s^{-1})$, $T_* = 0.01t_{ent}$ $(20^\circ \leq t_{ent} \leq t_{sat})$, $L_* = 0.1L$ $(0.5 \leq L \leq 20\ m)$. Cette expression présente un exemple de la complication provoquée par l'ajout d'un paramètre supplémentaire. D'après Vinogradov et Katan (1988), cette procédure a quand même permis de diminuer l'écart entre les valeurs de FCC mesurées et celles prédites jusqu'à 10 fois.

Il est possible de convertir les corrélations de Katto et Ohno et de Kirillov sous la forme $q'_{cr} = f(x)$. L'influence quantative de la longueur selon la corrélation de Katto et Ohno à partir de $L/d \geq 80$ est presque nulle (Katto, 1981), tandis que dans le cas de la corrélation de Kirillov, la différence entre les valeurs du FCC à des longueurs chauffées différentes peut être très élevée. Les figures 3.134 à 3.137 montrent le FCC en fonction de x pour la pression de 20 et 100 *bars* et pour la température d'entrée qui varie de $100°C$ à t_{sat}. Le comportement des courbes sur ces figures est en principe semblable à celui observé dans le cadre du présente étude. Cependant, la tendance de la diminution du FCC à un titre presque constant ne s'observe pas. Remarquons qu'au contraire, la corrélation de Katto et Ohno reflète

cette tendance et même plus, à partir d'une certaine longueur chauffée, le FCC et le titre à la sortie commencent à diminuer simultanément (Katto, 1981). Rappelons que cette tendance a aussi été observée dans le cadre du présente étude.

Les figures 3.138 à 3.141 montrent la comparaison des données expérimentales obtenues avec la corrélation de Kirillov. Malgré un écart substantiel pour P=10 *bars* à laquelle les données expérimentales sont très rares et par conséquent la précision de la corrélation de Kirillov doit être très faible, on peut voir que les données obtenues aussi bien que la corrélation révèlent le même degré de l'influence de la longueur chauffée sur le FCC. Ainsi, on peut conclure que cette influence existe dans une grande gamme des paramètres d'écoulement, son caractère est assez complexe et c'est ce qui cause des difficultés pou le traitement de données dans le système des coordonnées (x , q'_{cr}).

Afin de comprendre l'origine de l'influence de la longueur chauffée sur le FCC, analysons en détail la relation entre le flux de chaleur et le titre thermodynamique. Selon la définition,

$$x = \frac{4Lq'/dG - \Delta h_{sre}}{h_{fv}} \quad , \tag{3.22}$$

ou

$$q' = \frac{dGh_{fv}(x + \Delta h_{sre}/h_{fv})}{4L} \quad . \tag{3.23}$$

Pour une pression et une vitesse massique données et le sous-refroidissement $\Delta h_{sre} = 0$, le flux de chaleur en fonction du titre thermodynamique se représente par une ligne droite passant par l'origine des coordonnées et dont la pente dépend de la longueur chauffée L (figure 3.142.a). La fonction $q'_{cr}(x_{cr}, \Delta h_{sre} = 0)$ se représente par une ligne liant les points corespondant au FCC pour des différentes longueurs chauffées et $\Delta h_{sre} = 0$. Afin d'avoir la condition de l'indépendance du FCC de L, il faut que l'augmentation du sous-refroidissement à l'entrée, pour une longueur chauffée donnée, provoque simultanément une diminution du titre

critique et une augmentation du FCC d'une telle manière que pour un titre donné, $q'_{cr}(L'', \Delta h_{sre} > 0)$ soit toujours égal à $q'_{cr}(L', \Delta h_{sre} = 0)$ $(L'' > L')$. Ceci signifie que pour un titre donné, l'expression entre parenthèses dans l'équation (3.23) doit être proportionnelle à la longueur chauffée indépendamment du sous-refroidissement à l'entrée. Pourtant, du point de vue physique, la généralité de cette condition est peu probable. Par exemple, pour le FCC dans la région à titres élevés où l'assèchement complet du film de liquide sur la paroi a lieu, le titre critique peut être représenté comme $(1-\gamma)$, où γ est le taux de liquide sous forme de gouttelettes dans le noyau de vapeur à la sortie de la section chauffée. Alors, la condition de l'indépendance du FCC de L peut être réécrite sous la forme suivante :

$$(1 - \gamma + \Delta h_{sre}/h_{fu}) \sim L \quad . \tag{3.24}$$

Le taux de liquide γ est le résultat de l'interaction mécanique entre le film et le noyau, tandis que Δh_{sre} est un paramètre purement thermodynamique déterminé, en plus, dans la zone non bouillante. Évidemment, que la variation de ces deux paramètres peut parfois conditionner la proportionnalité nécessaire pour que la stratification des points dans les coordonnées $(x_{cr}\ ,\ q'_{cr})$ ne s'observe pas ou soit négligeable lors du traitement des données expérimentales obtenues seulement à des sous-refroidissements faibles. Cependant, en tenant compte que l'origine physique de γ et Δh_{sre} est tellement différente, ces cas doivent être considérés plutôt comme des exceptions reliées à des relations fonctionnelles complexes entre ces deux paramètres d'écoulement qu'une règle générale. Ainsi, le flux de chaleur critique doit dépendre du titre et de la longueur chauffée ou du sous-refroidissement. La figure 3.142.b montre l'une des relations possibles entre le FCC et la titre critique. La pente des courbes $q'_{cr}(x_{cr}, \Delta h_{sre} > 0)$ a été choisie d'une manière arbitraire. Dans un cas réel, elle peut être différente en dépendant de la pression, de la vitesse massique, de la longueur chauffée et du diamètre du canal. Ceci explique les tendences observées quand les données expérimentales sont présentées dans le système

des coordonnées (x_{cr} , q'_{cr}).

Le bilan thermique permet aussi de déterminer les conditions auxquelles l'influence de la longueur chauffée sur le FCC peut être la plus significative. Considérons deux tubes cylindriques chauffés uniformément de même diamètre, mais de longueurs différentes : L_1 et L_2. Le titre à la sortie de ces tubes sera égal si le rapport entre les flux de chaleur appliqués à chacun d'eux est le suivant :

$$\frac{q'_2}{q'_1} = \frac{L_1 \left(x h_{fv} + \Delta h_{sre2}\right)}{L_2 \left(x h_{fv} + \Delta h_{sre1}\right)} \quad , \tag{3.25}$$

où Δh_{sre1} et Δh_{sre2} sont les sous-refroidissements à l'entré du premier et deuxième tube respectivement. Deux limites physiques compliquent l'analyse de cette expression : le FCC et la condition que Δh_{sre} ne peut pas être plus élevé que h_f. Quand même, cette expression donne la possibilité d'aboutir à deux conclusions assez générales. Premièrement, pour des sous-refroidissements faibles ($\Delta h_{sre} \ll h_{fv}$), le FCC doit être presque inversement proportionnel à la longueur chauffée lorsque x tend vers 1. Deuxièmement, la diminution du titre affaiblit l'influence de la longueur chauffée parce que pour un titre donné, le sous-refroidissement correspondant à une zone chauffée plus longue doit être plus élevé que celui d'une zone plus courte. La même tendance est observée pour les résultats expérimentaux : pour des vitesses massiques faibles où les titres critiques sont assez élevés, l'influence de la longueur chauffée est maximum. L'augmentation de la vitesse massique provoque une réduction du titre, tandis que l'influence de la longueur chauffée diminue.

Ainsi, le FCC dépend à la fois du titre et de la longueur chauffée. Généralement parlant, la présence de cette longueur dans une corrélation reliant q'_{cr} et x dans le cas d'un tube chauffé uniformément pose seulement des problèmes mathématiques pour le traitement de données expérimentales. Des difficultés majeures apparaissent lorsqu'il s'agit de cas plus complexes, par exemple, des tubes chauffés non-uniformément et des grappes de combustible de réacteurs nucléaires. La complexité de ce problème pourrait être passablement diminuée, si certains paramètres

géométriques n'influaient pas le FCC ou, autrement dit, si l'hypothèse locale était juste. Dans ce cas, il serait possible d'adopter à ces systèmes une vaste information accumulée jusqu'à présent pour les tubes chauffés uniformement.

L'hypothèse locale suppose que seulement la relation entre deux ou plusieurs paramètres locaux détermine le phénomène critique, indépendamment de la façon avec laquelle les valeurs de ces paramètres ont été atteintes. Il faut souligner que la notion de la localité des paramètres qui doivent entrer dans cette relation est assez ambiguë. Par exemple, le titre dans le cadre de cette hypothèse doit probablement être considéré comme une quantité de vapeur se trouvant au point donné (c'est-à-dire, le titre réel doit être utilisé),mais pas comme une quantité de vapeur qui a été vaporisée en amont du point considéré. Cette distinction a une grande importance pour les grappes de combustible où la quantité de vapeur dans chaque sous-canal se détermine pas seulement par la vaporisation interne, mais aussi par l'échange de masse entre des sous-canaux interconectés. Quant au flux de chaleur, il doit vraiment représenter la chaleur appliquée à la proximité du point où le phénomène critique a lieu. Le dernier postulat signifie que cette hypothèse ne peut être ni démontrée, ni réfutée à partir de l'analyse des données obtenues pour des tubes chauffés uniformément où le flux de chaleur est plutôt le résultat d'une simple division de la chaleur appliquée sur toute la surface du tube. Actuellement, les critères de localité ne sont pas encore établis de manière explicite, mais au moins il est clair que s'il existe une influence de la longueur chauffée sur le FCC dans le cas d'un tube chauffé uniformément, l'hypothèse locale ne peut pas être retenue dans un sens absolu. Par conséquent, on peut en parler seulement comme une approche spécifique qui dans certains cas peut donner une erreur d'estimation du FCC assez élevée.

Selon les résultats obtenus, le concept du titre-frontière est également une approche simplificatrice basée sur une marge faible de variation du titre thermodynamique pour chaque longueur de la section chauffée. Pour les cas où la pression

est faible, cette approche peut donner des estimations du FCC assez fiables, mais elle ne reflète pas la physique des processus réels.

Il faut également noter que la conclusion qu'une corrélation reliant q'_{cr} et x doit nécessairement inclure la longueur chauffée pose également un autre problème. Cette corrélation doit avoir le même nombre de paramètres (P, G, x, L, ainsi que le diamètre du canal d) que celle sous la forme $q'_{cr} = f(P, G, \Delta h_{sre}, L, d)$. C'est pourquoi on ne peut pas dire a priori laquelle de deux sera meilleure pour la prédiction du FCC. D'une part, pour une pression et une vitesse massique fixes, la liaison entre le FCC et le sous-refroidissement est très simple (presque linéaire), tandis que l'influence de P, G et L sur le FCC dans le cas de cette représentation de données est assez complexe. D'autre part, l'incertitude sur la détermination du titre thermodynamique est sans aucun doute plus élevée que celle de Δh_{sre}, alors que l'influence de P, G et L peut probablement être complexe au même degré. La nécessité du développement des tables des valeurs du FCC en fonction du titre thermodynamique (qui représentent en réalité une corrélation spécifique à un nombre de coefficients de corrélation extrêmement élevé) pour des pressions et des vitesses massiques différentes, démontre ce fait d'une manière évidente. Pourtant, il est clair que le développememt des tables tenant également compte de l'influence de la longueur chauffée est pratiquement impossible. Dans ce cas, tout dépendra de la forme concrète d'une ou l'autre corrélation. Comme le montre la comparaison des données expérimentales avec la corrélation de Kirillov qui représente un exemple de l'une des plus complexes corrélations existantes, le développement d'une autre corrélation capable de mieux refléter les tendances observées est extrêmement difficile.

Il faut souligner qu'ici il ne s'agit que d'une corrélation plus ou moins générale qui permettrait de prédire le FCC dans une large gamme de variation des paramètres d'écoulement pourr de différentes géométries. Il est clair que pour un domaine limité de ces paramètres, surtout dans lequel l'influence de quelques-uns n'est pas

trop prononcée, ce problème peut être resolu plus facilement. Pourtant, même dans ce cas, il est peu probable que le FCC pour un système complexe pourrait être déterminé à partir de sa valeur aux mêmes pression et vitesse massique pour un tube rond chauffé uniformément en utilisant certaines fonctions de correction. Cela découle du fait que le FCC étant un phénomène physique régi par de nombreux mécanismes internes dont les intensités peuvent dépendre d'un cas concret. Par conséquent, le meilleur résultat ne peut être atteint qu'en utilisant certains paramètres d'écoulement qui déterminent ou se conditionnent par les mêmes mécanismes physiques que le FCC. L'analyse effectuée montre que ni titre thermodynamique, ni sous-refroidissement à l'entrée ne sont les paramètres les plus convenables.

3.5 Longueur d'ébullition

Des données expérimentales peuvent être représentées au moyen du titre thermodynamique et de la "longueur bouillante" ou, autrement dit, "longueur d'ébullition" L_b. Cette longueur représente la distance entre le point où l'enthalpie du liquide atteint sa valeur de saturation et la sortie de la zone chauffée. En négligeant les pertes de pression le long du conduit, l'expression régissant la longueur d'ébullition pour un tube chauffé uniformément peut être écrite sous la forme suivante :

$$L_b = L - \frac{W\Delta h_{sre}(P_{sor})}{\pi dq'} = \frac{Wh_{fv}(P_{sor})x}{\pi dq'} = \frac{Gh_{fv}(P_{sor})xd}{4q'} \quad . \tag{3.26}$$

La longueur d'ébullition peut être considérée seulement comme un paramètre global, parce qu'en général sa valeur dépend directement de la forme de distribution du flux de chaleur le long du canal. Quant au titre thermodynamique, dans ce cas, selon Collier (1981) et Hewitt et Hall Taylor (1970), il a aussi un sens global et représente le taux de liquide qui a été vaporisé le long de L_b. Les figures 3.143 à 3.148 représentent les titres critiques en fonction de la longueur d'ébullition pour certaines

pressions et vitesses massiques. On peut facilement voir que cette représentation a un avantage en comparaison avec celle sous forme de $q'_{cr} = f(x)$, notamment par la dispersion faible des points correspondant aux différentes longueurs chauffées.

Sur les mêmes figures, les lignes correspondant à la corrélation de CISE (Bertoletti et al., 1964) sont aussi tracées. Pour des tubes chauffés uniformément, cette corrélation s'écrit sous la forme suivante :

$$x = \frac{1 - \frac{P}{P_{cr}}}{\left(\frac{G}{100}\right)^{1/3}} \frac{L_b}{L_b + 0.315\left(\frac{P_{cr}}{P} - 1\right)^{0.4} d^{1.4} G} \quad , \tag{3.27}$$

où d est le diamètre en cm, P est la pression en kg/cm^2, G est la vitesse massique en $gcm^{-2}s^{-1}$. La corrélation est valide pour la gamme de conditions suivantes : $d > 0.7\ cm$. $45\ kg/cm^2 \leq P \leq 150\ kg/cm^2$ et

$$100\left(1 - \frac{P}{P_{cr}}\right)\ [gcm^{-2}s^{-1}] \leq G \leq 400\ [gcm^{-2}s^{-1}] \quad .$$

On peut voir que pour la pression de 30 *bars* (figures 3.147 et 3.148), les écarts entre les points mesurés et ceux prédits sont minimes, malgré que d'après les auteurs de cette corrélation, elle ne soit valide qu'à partir de 45 *bars*. Pourtant, la tendance générale observée est différente de celle qui est prédite par la corrélation de CISE. À partir d'une certaine valeur, le titre thermodinamique atteint un plafond. Au point de vue mathématique, cela signifie qu'à partir du moment où $x \approx conste$, la représentation dans le système des coordonnées (L_b, x) devient équivalente à la représentation dans le système des coordonnées $(x, 1/q')$. Ainsi, l'utilisation simultanée du titre et de la longueur d'ébullition pour la représentation des données s'apparente au concept de titre-frontière de Doroshchuk. Alors il n'y a rien surpenant en ce que pour des pressions de 5 à 10 *bars* et des vitesses massiques faibles (figures 3.143 et 3.145), le même problème que dans le cas des coordonnées (x_{fr}, q'_{cr}) se pose : les écarts des points autour des valeurs moyennes ont un caractère systématique et non-explicable par les erreurs de mesure.

3.6 Nouvelle représentation des données expérimentales

Les résultats des expériences effectuées ont montré que pour des longueurs chauffées $L \geq 0.75\ m$ et des vitesses massiques $G \leq 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$, le titre critique était toujours positif et sa valeur n'était jamais inférieur à 0.05. Pour de basses pressions, la masse volumique de la phase liquide est considérablement plus grande que celle de la phase vapeur et les taux de vide correspondant à ces titres thermodynamiques sont très élevés ($\alpha \geq 0.9$). Alors, on peut supposer que le FCC a presque toujours eu lieu dans les conditions d'un écoulement annulaire-dispersé. L'amincissement du film de liquide sur la paroi se produit à cause de la vaporisation et de l'entraînement du liquide de l'interface (figure 3.149). La vaporisation du film est régie seulement par le flux de chaleur appliqué sur la paroi. L'entraînement de gouttelettes dépend de nombreux facteurs : les vitesses de la vapeur et du liquide (c'est-à-dire, du titre, mais lequel est tributaire du flux de chaleur), du degré d'ondulation de la surface du film, de l'intensité d'ébullition dans le film, etc. Mais si le film devient très mince et lisse, l'entraînement est possible seulement à cause de l'éjection de gouttelettes due à l'ébullition dans le film dont l'intensité ne dépend que du flux de chaleur, et aussi à cause de l'éjection de gouttelettes due à la précipitation d'autres gouttelettes du noyau de vapeur sur le film. Cette dernière précipitation dépend fortement du flux de vapeur qui quitte le film et empêche les gouttelettes de se déposer sur celui-ci. À son tour, ce flux de vapeur est lié directement au flux de chaleur appliqué sur la paroi. Cela signifie qu'une description plus adéquate du phénomène critique doit inclure plutôt le flux de chaleur que le titre thermodynamique, et la fonction recherchée doit être $q'_{cr} = f(L_b)$.

Cependant, la longueur d'ébullition est une fonction des paramètres thermohydrauliques encore plus complexe que le titre. L'incertitude de sa détermination peut être élevée et cela peut en principe rendre l'analyse de régression des données expérimentales peu effecace. Pour le vérifier, la même procédure qui a été utilisée pour

la représentation des données dans le système des coordonnées (x , q'_{cr}), a aussi été répétée pour le cas considéré. L'incertitude du FCC et de la longueur d'ébullition a été établie à partir des valeurs suivantes : $\Delta Q = 1\ kW$, $\Delta G = 20\ kgm^{-2}s^{-1}$ et $\Delta P = 0.1\ bars$ en utilisant les relations ci–dessous :

$$q'_{cr\ min} < q'_{cr} < q'_{cr\ max} \quad , \tag{3.28}$$

$$L_{b\ min} < L_b < L_{b\ max} \quad , \tag{3.29}$$

où

$$q'_{cr\ min} = \frac{(Q_{cr} - \Delta Q)}{\pi d L}, \quad q'_{cr\ max} = \frac{(Q_{cr} + \Delta Q)}{\pi d L} \quad , \tag{3.30}$$

$$L_{b\ min} = \frac{(Q_{cr} - \Delta Q) - \frac{\pi d^2}{4}(G + \Delta G)[h_f(P + \Delta P) - h_{ent}]}{(Q_{cr} + \Delta Q)/L} \quad , \tag{3.31}$$

$$L_{b\ max} = \frac{(Q_{cr} + \Delta Q) - \frac{\pi d^2}{4}(G - \Delta G)[h_f(P - \Delta P) - h_{ent}]}{(Q_{cr} - \Delta Q)/L} \quad . \tag{3.32}$$

Les figures 3.150 et 3.151 montrent les graphiques $q'_{cr} = f(L_b)$ avec des barres d'erreurs correspondantes. On peut voir que l'incertitude sur la longueur d'ébullition est aussi élevée, mais la pente des courbes est plus faible que celle correspondant à la représentation des données dans le système des coordonnées (x , q'_{cr}). Ainsi, l'analyse de régression des données expérimentales sera assez fiable.

Analogiquement aux sous–refroidissements à l'entrée de la zone chauffée, la longueur d'ébullition ne peut pas être définie d'une façon unique. Les pertes de pression le long du conduit chauffé amènent à ce que l'état de saturation du liquide soit atteint à une pression plus élevée que la pression à la sortie. À cause de cette raison, des longueurs d'ébullition calculées à partir de P_{sor} seront plus élevées que celles réelles. En appliquant des équations du bilan thermique et des corrélations

existantes pour les pertes de pression correspondant à des écoulements monophasiques et ceux à ébullition sous–refroidis, la pression à laquelle le liquide atteint l'état de saturation peut être plus ou moins précisement établie. Cependant, pour des buts pratiques, il serait probablement superflu d'imposer cette procédure itérative au calcul du FCC. La possibilité de négliger l'effet des pertes de pression sur le FCC peut être validée à partir de la comparaison des relations fonctionnelles entre le FCC et les longueurs d'ébullition définies en utilisant des pressions différentes. Comme on l'a déjà fait pour les deux sous-refroidissements, on peut utiliser la pression à la sortie et celle à l'entrée de la zone chauffée. Dans le deuxième cas, la longueur d'ébullition peut être écrite sous la forme suivante :

$$L_b(P_{ent}) = L - \frac{W\Delta h_{sre}(P_{ent})}{\pi d q'} \quad . \tag{3.33}$$

Avant de passer à la comparaison entre $L_b(P_{sor})$ et $L_b(P_{ent})$, remarquons que pour une analyse physique des processus caractéristiques dans le cas du FCC de type s'assèchement du film de liquide en écoulement annulaire–dispersé, la longueur d'ébullition n'est pas très convenable. Ceci est relié à ce que sur cette longueur il existe plusieurs structures d'écoulement diphasique et les processus d'échange de masse et de chaleur sont trop nombreux et différents. Il serait préférable d'avoir une autre longueur, le long de laquelle la structure d'écoulement ne changerait pas de manière considérable. Introduisons une longueur L_{and} qui représentera une partie de la zone chauffée dans laquelle seulement un écoulement annulaire–dispersé a lieu. Supposons également que le phénomène critique se conditionne toujours par l'assèchement complet du film de liquide sur la paroi dû à l'èvaporation, c'est-à-dire le FCC n'est pas conditionné par la rupture ou la destruction du film de liquide, encore assez épais, à cause des facteurs mécaniques. Alors, en ignorant le changement de la 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 :

$$\pi d L_{and} q'_{cr} = h_{fv}(P_{sor})(W_{fand} + \Delta W_f) \quad , \tag{3.34}$$

où

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

ΔW_f : changement total du débit du film le long de L_{and} causé par de diverses raisons mécaniques (figure 3.149).

La formation de l'écoulement annulaire-dispersé adiabatique a lieu à un certain taux de vide ou à un certain titre d'écoulement qui dépendent de la pression et de la vitesse massique. Le débit massique du film de liquide au point de la formation de cet écoulement se détermine également par les mêmes paramètres : P et G. Dans le cas des écoulements non-adiabatiques, le développement de l'écoulement annulaire-dispersé peut être affectée par la génération de la vapeur sur la paroi chauffée dû à l'entraînement du liquide de la paroi vers le centre de canal par les bulles de vapeur en aval du point de la formation de l'écoulement annulaire-dispersé. L'intensité de génération de vapeur est directement reliée au flux de chaleur. Par conséquent, on peut postuler que pour les écoulements non-adiabatiques, le débit massique W_{fand} dépend de la pression, de la vitesse massique, aussi que du flux de chaleur :

$$W_{fand} = f_1(G, P, q'_{cr}) \quad . \tag{3.35}$$

L'intensité d'écange mécanique de masse entre le film liquide sur la paroi et le noyau de vapeur se conditionne par de nombreux facteurs. Probablement, l'intensité de chaque processus d'échange de masse en écoulement diphasique non-adiabatique peut être représentée par une fonction de tous les paramètres locaux de l'écoulement. Cependant, il est clair que pour une pression, une vitesse massique et une longueur L_{and} données, ce sont le flux de chaleur et le débit massique W_{fand} qui sont les principaux paramètres qui influencent ce transfert de masse. Par exemple, l'intensité de la précipitation de gouttelette du noyau de vapeur sur le film et, par conséquent, l'intensité de l'éjection de gouttelettes due à cette précipitation sont déterminées par les forces exerçées sur les gouttelettes de la part de la phase vapeur.

Mais à partir du début de l'écoulement anulaire-dispersé, ce n'est que le flux de chaleur qui régit les conditions hydrodynamiques dans le noyau ou, notamment, la vitesse locale de la vapeur et le flux de vapeur transversal qui peut empêcher les gouttelettes de se déposer sur le film. L'arrachement mécanique de gouttelettes du film liquide dépend également de la vitesse de vapeur ainsi que du débit massique dans le film. Ce dernier est directement relié au débit initial W_{fand} et à l'intensité de l'évaporation du film et, alors, au flux de chaleur. Finalement, l'intensité de l'éjection de gouttelettes due à l'ébullition, si elle a lieu dans le film, ne dépend que du flux de chaleur. En généralisant ces raisonnements, le changement total du débit du film le long de L_{and} peut être défini par la relation ci-dessous :

$$\Delta W_f = f_2(G, P, L_{and}, q'_{cr}) \quad . \tag{3.36}$$

L'équation (3.34) peut alors se mettre sous la forme fontionnelle suivante :

$$\pi d L_{and} q'_{cr} = h_{fv}[f_1(P, G, q'_{cr}) + f_2(P, G, L_{and}, q'_{cr})] \tag{3.37}$$

ou

$$q'_{cr} = f(P, G, d, L_{and}) \quad . \tag{3.38}$$

L'équation (3.38) indique qu'entre le FCC et la longueur L_{and} il existe une relation fonctionnelle physique. Néanmoins, la longueur L_{and} ne peut être déterminée que par l'intermédiaire du titre critique. À partir du bilan thermique, on obtient pour cette longueur la relation suivante :

$$L_{and} = \frac{G h_{fv}(x_{cr} - x_{and}) d}{4 q'_{cr}} \quad , \tag{3.39}$$

où x_{and} est un titre thermodynamique correspondant au début d'un écoulement annulaire–dispersé. Il peut sembler que cette définition de L_{and} sous-entend un passage à une étape suivante laquelle consistrait à ce que le FCC doive être représenté en fonction du titre critique, c'est-à-dire sous une forme traditionnelle : $q'_{cr} =$

$f(P,\ G,\ x_{cr},\ d)$. Pourtant, cette transformation fonctionnelle serait déjà superflue. En réalité, après avoir substitué l'expression pour L_{and} dans l'équation (3.34) on obtient que

$$x_{cr} = x_{and} + \frac{4}{\pi d^2 G}(W_{fand} + \Delta W_f) \quad . \tag{3.40}$$

Cette équation représente par essence la condition de l'assèchement de la paroi et par conséquent, la condition nécessaire de l'apparition du FCC. Mais d'après l'équation (3.40), le titre critique et le FCC sont reliés uniquement d'une façon indirecte. Ce fait seul peut déjà compliquer le problème de la représentation du FCC en fonction du titre. Il est intéressant de noter que si x_{and}, W_{fand} et ΔW_f sont indépendants du flux de chaleur, le titre critique cesse d'être une fonction de q'_{cr}. On aboutit alors au concept du titre-frontière de Doroshchuk. Une autre raison encore plus essentielle pour ne pas utiliser la forme $q'_{cr} = f(P,\ G,\ x_{cr},\ d)$ est ce que le titre critique est également déterminé par le bilan thermique :

$$x_{cr} = \frac{1}{h_{fv}}\left(\frac{4\pi L q'_{cr}}{Gd} - \Delta h_{sre}\right) \quad . \tag{3.41}$$

Alors, le titre critique doit satisfaire à la fois à deux équations : (3.40) et (3.41). Ceci nous amène à la conclusion que la relation entre le FCC et le titre critique doit, dans un cas général, inclure soit la longueur chauffée, soit le sous-refroidissement à l'entrée. Les résultats expérimentales sur le FCC à des pressions faibles l'ont clairement montré. Ainsi, les données sur le FCC doivent être corrélées plutôt dans le système des coordonnées (L_{and}, q'_{cr}) que $(x\ ,\ q'_{cr})$.

La déternination de la longueur L_{and} demande la connaissance du titre thermodynamique x_{and} correspondant au début d'un écoulement annulaire–dispersé. En qualité de ce titre on peut utiliser celui proposé par Levitan et Borevskiy (1989). Rappelons que ce titre s'exprime par la corrélation suivante :

$$x_{and} = (2.7 \pm 0.3) We_f^{-0.25} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{-0.33} \quad .$$

Les pertes de pression le long de la section chauffée peuvent être prises en considération si le titre x_{and} est référé à la pression d'entrée. En écrivant les bilans thermiques sur la partie de la zone chauffée en amont de L_{and} et sur toute la longueur chauffée sous la forme

$$x_{and}h_{fv}(P_{ent}) = h_{ent} + \pi dq'[L - L_{and}(P_{ent})]/W - h_f(P_{ent}) \quad , \tag{3.42}$$

$$xh_{fv}(P_{sor}) = h_{ent} + \pi dq'L/W - h_f(P_{sor}) \quad , \tag{3.43}$$

on obtient que

$$L_{and}(P_{ent}) = \frac{W\{xh_{fv}(P_{sor}) - x_{and}h_{fv}(P_{ent}) - [h_f(P_{ent}) - h_f(P_{sor})]\}}{\pi dq'} \quad . \tag{3.44}$$

Dans ce cas, pour le calcul de x_{and}, des propriétés physiques correspondant à la pression d'entrée doivent être utilisées.

Le FCC en fonction de différentes longueurs d'ébullition introduites ci-dessus est présenté aux figures 3.152 à 3.155. On peut voir que toutes ces lignes sont parallèles et il n'existe aucune particularité caractéristique pour l'une ou l'autre de ces longueurs d'ébullition. Ainsi, dans le but de créer une corrélation pour le FCC, toutes ces longueurs d'ébullition peuvent être en principe utilisées. Cependant, comme on l'a déjà mentionné, seulement la corrélation dont les paramètres déterminent ou se conditionnent par les mêmes mécanismes physiques peut être plus ou moins générale. De ce point de vue, l'utilisation de la longueur bouillante, L_b, est moins préférable. Premièrement, d'après sa définition, cette longueur ne correspond pas à celle sur laquelle l'ébulition a vraiement lieu car il existe presque toujours une zone d'ébullition sous-refroidie. Par conséquent, la longueur bouillante, L_b, est un paramètre bien que facilement déterminé mais assez conditionnel dans un sens physique. Deuxièmement, les processus physiques qui ont lieu en amont du point de la formation de l'écoulement annulaire-dispersé ne sont pas directement reliés à l'assèchement du film. Ce n'est que l'utilisation de la longueur L_{and} qui permet de

tenir compte des mécanismes et des processus réellement régissant l'assèchement. En effet, celui-ci se produit à l'endroit où le débit du film devient nul à cause de son évaporisation, ainsi qu'en raison du transfert de masse mécanique entre le film et le noyau. La relation entre L_{and} et q'_{cr} ne se déterminera donc que par le débit du film au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé et par l'intensité des processus de transfert de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide.

Les figures 3.156 à 3.171 représentent le FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ pour une pression à la sortie et une vitesse massique données. Les figures 3.172 à 3.174 et 3.175 à 3.177 donnent le FCC pour une gamme des vitesses et des pressions. On peut voir que cette représentation (L_{and}, q'_{cr}) permet de bien ordonner les points expérimentaux et la dispersion de points est assez faible. Un bon chevauchement des données correspondant aux longueurs chauffées différentes est observé presque partout. Les lignes de régression pour de différentes vitesses massiques sont presque parallèles les unes aux autres et la distance entre elles correspond approximativement au rapport entre les valeurs numériques des vitesses (figures 3.172 à 3.174). La variation de pression ne provoque pas des changements radicaux de l'allure des courbes (figures 3.175 à 3.177). Ces indices témoignent de ce qu'il existe une forte liaison physique entre le FCC et la longueur d'ébullition L_{and}. Des valeurs élevées des coefficients de corrélation, r^2, et de petites erreurs quadratiques moyennes, σ, indiquées aux titres des figures 3.156 à 3.171, corroborent aussi ce fait. Notons que ces coefficients et erreurs quadratiques correspondent aux lignes de régression qui ont été ajustées en utilisant un polynôme du sixième degré, mais qui ne figurent pas sur les graphiques.

Pourtant, les figures 3.156 à 3.177 font ressortir le fait que pour des pressions faibles ($P \leq 10$ *bars*) et des longueurs chauffées courtes ($L \leq 1.8$ *m*), une stratification des lignes de lissage correspondant à des longueurs différentes a quand même lieu. La tendance générale est la suivante : pour les mêmes longueurs d'ébullition, le FCC est moins élevé pour une section chauffée plus longue et pour un sous-

refroidissement à l'entrée plus élevé. Cette différence augmente avec la diminution de la pression et de la vitesse massique. En principe, la dispersion des points n'est pas très élevée, mais ce phénomène met en doute cette représentation et mérite une étude plus détaillée.

Afin d'éclaircir les raisons d'un tel comportement, analysons le bilan de masse du liquide dans film en écoulement dannulaire-dispersé. Remarquons qu'une analyse quantitative demanderait la connaissance de la distribution de pression le long de la zone chauffée et surtout l'intensité des processus de l'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide. Cependant, les corrélations qui existent actuellement, décrivent ces processus d'une manière très approximative. C'est pourqoui, nous ne les utiliserons pas pour le moment et nous nous limiterons seulement à une considération plutôt qualitative que quantitative des processus qui ont lieu en écoulement diphasique. Certaines estimations numériques de ces processus seront présentées dans le chapitre 4.

Supposons que les changements de débit du film le long de la section chauffée occasionnés par des raisons mécaniques (précipitation et entraînement de gouttelettes, etc.) et à cause de la vaporisation peuvent être représentés séparément. Le débit massique du liquide dans le film à la sortie du conduit en absence conditionnelle de vaporisation serait le suivant :

$$W_f^* = W_{fand} + \int_{z_{and}}^{z_{and}+L_{and}} G_{prec}(z)A(z)dz - \int_{z_{and}}^{z_{and}+L_{and}} G_{ej.prec}(z)A(z)dz \; - \int_{z_{and}}^{z_{and}+L_{and}} G_{arrach}(z)A(z)dz - \int_{z_{and}}^{z_{and}+L_{and}} G_{ej.eb}(z)A(z)dz \quad , \qquad (3.45)$$

où

z_{and} : distance entre l'entrée de la zone chauffée et le point où l'écoulement annulaire–dispersé se forme (rappelons que, d'après Levitan et Borevskiy (1989), le titre x_{and} qui détermine ce point ne dépend pas du flux de chaleur),

W_{fand} : débit massique du liquide dans le film au point z_{and},

$G_i(z)$: flux de masse de i^{eme}–processus d'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film sur la paroi (figure 3.149),

$A(z)$: périmètre du film de liquide.

Cette expression peut être réécrite sous la forme suivante :

$$W_f^{\cdot} = W(\beta_{and} + \xi_{prec} - \xi_{ej.prec} - \xi_{arrach} - \xi_{ej.eb}) = W(\beta_{and} + \Sigma\xi_i) \quad . \tag{3.46}$$

$$\beta_{and} = W_{fand}/W \tag{3.47}$$

$$\xi_i = \frac{1}{W} \int_{z_{and}}^{z_{and}+L_{and}} G_i(z) A(z) dz \tag{3.48}$$

où

β_{and} : taux de débit du liquide dans le film sur la paroi,

ξ_i : intensité d'échange de masse dans un processus i (le symbole Σ sous-entend l'addition tenant compte des signes avant chaque ξ_i).

Pour vaporiser cette masse de liquide sur la distance L_{and} il faut appliquer un flux de chaleur qui peut être calculé par le bilan thermique :

$$\pi d q'_{cr} L_{and} = W_f^{\cdot}\{h_{fv}(P_{sor}) - [h_f(P_{ent}) - h_f(P_{sor})]\} \quad . \tag{3.49}$$

Ici aussi, comme dans le cas de la définition de $L_{and}(P_{ent})$, on suppose que la pression au point z_{and} est égale à celle d'entrée. Alors,

$$q'_{cr} = \frac{W}{\pi d L_{and}}(\beta_{and} + \Sigma\xi_i)\{h_{fv}(P_{sor}) - [h_f(P_{ent}) - h_f(P_{sor})]\} \quad . \tag{3.50}$$

Considérons un cas caractéristique où pour la même longueur d'ébullition, mais pour des longueurs chauffées et des sous-refroidissements différents, les flux de chaleur critique sont aussi différents. Désignons le flux de chaleur plus élevé comme étant $q'^{(1)}_{cr}$ et celui moins élevé comme étant $q'^{(2)}_{cr}$. Il est clair que pour la même longueur d'ébullition, la différence entre les pertes de pression correspondant à ces deux cas ne peut pas être très élevée. En tenant compte de plus d'une dépendance assez faible de h_f de la pression et du fait que $h_{fv}(P_{sor}) \gg h_f(P_{ent}) - h_f(P_{sor})$, on peut donc dire que la supposition de l'égalité des expressions se trouvant entre parenthèses à double courbure pour ces deux cas sera tout à fait acceptable. Alors, on obtient que

$$\frac{q'^{(1)}_{cr}}{q'^{(2)}_{cr}} = \frac{[\beta^{(1)}_{and} + \Sigma\xi^{(1)}_i]}{[\beta^{(2)}_{and} + \Sigma\xi^{(2)}_i]} \quad . \tag{3.51}$$

Pour des pressions faibles, où la différence des flux de chaleur est plus élevée, le taux de vide peut atteindre des valeurs très proches de 1 pour des titres assez faibles (par exemple, l'approche homogène donne que pour $P = 5$ $bars$ et $x_{and} = 0.02$, $\alpha \approx 0.9$). En tenant aussi compte que pour des vitesse faibles le titre à la sortie est le plus élevé, cela signifie que l'épaisseur moyenne du film de liquide le long de la longueur L_{and} dans ces cas sera plus petites et la surface du film sera moins onduleuse. Dans ces conditions, l'arrachement de gouttelettes ne doit pas apporter une grande contribution à l'échange de masse entre le noyau et le film. Ainsi, la supposition de l'indépendance du taux d'arrachement, ξ_{arrach}, au flux de chaleur sera très acceptable comme une première approximation. Alors,

$$\xi^{(1)}_{arrach} \approx \xi^{(2)}_{arrach} \quad . \tag{3.52}$$

Le taux de liquide éjecté vers le noyau à cause de la précipitation de gouttelettes doit être proportionnel au taux de liquide déposé sur le film :

$$\xi_{ej.prec} = k\xi_{prec} \quad . \tag{3.53}$$

On peut supposer que le coefficient k ne dépend pas du flux de chaleur. Les gouttelettes d'eau qui se dirigent vers le film et qui déterminent le taux de précipitation, ξ_{prec}, rencontrent une opposition de la part de la vapeur qui quitte le film. Par conséquent, ξ_{prec} doit diminuer avec l'augmentation de la vitesse de génération de vapeur $q'_{cr}/\rho_v h_{fv}$. Alors,

$$\xi^{(1)}_{prec} - \xi^{(1)}_{ej.prec} = \xi^{(1)}_{prec}(1-k) < \xi^{(2)}_{prec}(1-k) = \xi^{(2)}_{prec} - \xi^{(2)}_{ej.prec} \quad . \tag{3.54}$$

Si l'ébullition a lieu quelque part le long de L_{and}, son intensité et, par conséquent, $\xi_{ej.eb}$ seront evidemment plus élevés pour un flux de chaleur plus élevé :

$$\xi^{(1)}_{ej.eb} > \xi^{(2)}_{ej.eb} \quad . \tag{3.55}$$

En faisant une conclusion générale, on peut aboutir à la conclusion que

$$\xi^{(1)}_{prec} - \xi^{(1)}_{ej.prec} - \xi^{(1)}_{arrach} - \xi^{(1)}_{ej.eb} < \xi^{(2)}_{prec} - \xi^{(2)}_{ej.prec} - \xi^{(2)}_{arrach} - \xi^{(2)}_{ej.eb} \tag{3.56}$$

ou

$$\Sigma\xi^{(1)}_i < \Sigma\xi^{(2)}_i \quad . \tag{3.57}$$

Parce que $q'^{(1)}_{cr} > q'^{(2)}_{cr}$, cela signifie que $\beta^{(1)}_{and} > \beta^{(2)}_{and}$ (équation 3.51).

Avant d'analyser la conséquence de cette conclusion, remarquons que cette analyse contient un point faible dû à la supposition de l'égalité des taux d'arrachement des gouttelettes dans les deux cas. Considérons cette supposition avec plus de détails. Le processus d'arrachement de gouttelettes peut être décrit quantativement par le nombre de Weber, We, et par les nombres de Laplace pour la vapeur, Lp_v, et pour le liquide, Lp_l. Le nombre de Weber qui caractérise le rapport entre des forces dynamiques et capillaires dans le cas d'un écoulement annulaire–dispersé peut être écrit sous la forme suivante :

$$We = \frac{\rho_v(v_v - v_{lf})^2\delta}{\sigma} \quad , \tag{3.58}$$

où

v_v et v_{lf} : vitesses moyennes de la vapeur dans le noyau et du liquide dans le film respectivement,

δ : épaisseur du film,

σ : tension superficielle.

Les nombres de Laplace qui caractérisent l'influence des forces visqueuses sont

$$Lp_v = \frac{\rho_v \sigma \delta}{{\mu_v}^2} \quad , \tag{3.59}$$

$$Lp_l = \frac{\rho_l \sigma \delta}{{\mu_l}^2} \quad , \tag{3.60}$$

où μ_v et μ_l sont les viscosités de la vapeur et du liquide respectivement.

Remarquons que l'augmentation des nombres de Laplace et du nombre de Weber diminue la stabilité du film en augmentant ainsi la probabilité de l'arrachement de gouttelettes. Cependant, ces nombres adimensionnels sont des valeur locales, tandis que le taux d'arrachement est une valeur intégrale (équation 3.45). Il est quand même évident que si le flux de masse G_{arrach} est plus élevé partout le long de L_{and}, le taux d'arrachement ξ_{arrach} sera aussi plus élevé. Cela découle de la définition de ξ_{arrach} parce que dans le cas des taux de vide élevés le périmètre du film $A(z)$ est presque constant et égale à la circonférence interne du tube. En tenant compte que le processus d'arrachement de gouttelettes doit être plus intense près de z_{and} où le film est plus épais, on peut poser que

$$\frac{\xi^{(1)}_{arrach}}{\xi^{(2)}_{arrach}} = \frac{\int_{z_{and}}^{z_{and}+L_{and}} G^{(1)}_{arrach}(z) A(z) dz}{\int_{z_{and}}^{z_{and}+L_{and}} G^{(2)}_{arrach}(z) A(z) dz} \sim \frac{G^{(1)}_{arrach}(z_{and})}{G^{(2)}_{arrach}(z_{and})} \quad , \tag{3.61}$$

où

$$G^{(i)}_{arrach}(z_{and}) = f(We(z_{and}), Lp_v(z_{and}), Lp_l(z_{and})) \sim$$
$$(We^{(i)}(z_{and}))^l (Lp^{(i)}_v(z_{and}))^m (Lp^{(i)}_l(z_{and}))^n \quad . \tag{3.62}$$

Dans cette expression, l, m, n sont des constantes positives.

Supposons que le profil de vitesse dans le film de liquide au point z_{and} est linéaire. Alors,

$$\delta \simeq \frac{2W_{fand}}{\rho_l v_{l0} \pi d} = \frac{2\beta_{and} W}{\rho_l v_{l0} \pi d} \quad , \tag{3.63}$$

où v_{l0} est la vitesse de liquide à la surface du film. Cette vitesse a l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne de vapeur dans le noyau, c'est-à-dire,

$$v_{l0} \approx v_v = \frac{xW}{\rho_v \alpha} \quad . \tag{3.64}$$

Pour des pressions faibles, le taux de vide $\alpha \approx 1$. Alors, on obtient que

$$\delta \sim \frac{\beta_{and}}{x_{and}} \quad . \tag{3.65}$$

D'après la supposition que le profil de vitesse dans le film de liquide est linéaire, il vient :

$$v_v - v_{lf} \approx v_v - \frac{1}{2} v_v = \frac{1}{2} v_v \quad . \tag{3.66}$$

Alors,

$$We \sim \beta_{and} x_{and} W^2 \quad . \tag{3.67}$$

Remarquons aussi que

$$Lp_v \sim Lp_l \sim \delta \quad , \tag{3.68}$$

En négligeant la différence entre les propriétés physiques des phases pour des flux de chaleur distincts, nous arrivons à la conclusion suivante :

$$\frac{\xi^{(1)}_{arrach}}{\xi^{(2)}_{arrach}} \sim \left(\frac{\beta^{(1)}_{and}}{\beta^{(2)}_{and}} \right)^{l+m+n} \cdot \left(\frac{x^{(1)}_{and}}{x^{(2)}_{and}} \right)^{l-m-n} \quad . \tag{3.69}$$

Selon Levitan et Orlova (1990), x_{and} ne depend pas du flux de chaleur. Alors,

$$\frac{\xi^{(1)}_{arrach}}{\xi^{(2)}_{arrach}} \sim \left(\frac{\beta^{(1)}_{and}}{\beta^{(2)}_{and}} \right)^{l+m+n} \quad . \tag{3.70}$$

Rappelons que, selon l'analyse effectuée antérieurement, si $q'^{(1)}_{cr} > q'^{(2)}_{cr}$, $\beta^{(1)}_{and} > \beta^{(2)}_{and}$. Ceci entraîne comme conséquence que $\xi^{(1)}_{arrach} > \xi^{(2)}_{arrach}$. Le taux d'arrachement ξ_{arrach} dans le bilan de masse du film sur la paroi est affecté d'un signe négatif (équation 3.46), ce qui impose que le rapport entre $\Sigma\xi^{(1)}_i$ et $\Sigma\xi^{(2)}_i$ doit être encore plus petit que celui découlant de l'analyse où l'on a postulé l'égalité de $\xi^{(i)}_{arrach}$. Ainsi, on confirme la conclusion de l'analyse antérieure que $\beta^{(1)}_{and} > \beta^{(2)}_{and}$.

Le fait que pour la même longueur L_{and} mais pour le FCC plus élevé, le débit dans le film de liquide au point où l'écoulement annulaire-dispersé se forme doit être également plus élevé, ne semble pas être conforme au bon sens. En effet, le processus de la formation d'un écoulement annulaire–dispersé est essentiellement hydrodynamique. Alors, l'égalité des débits dans le film dès la formation de cet écoulement peu import le flux de chaleur serait plus logique. On peut même supposer que pour le flux de chaleur plus élevé, il existe un entraînement plus intense du liquide vers le centre du canal et, par conséquent, le débit dans le film peut être plus petit. Ainsi, on aboutit à la conclusion que la représentation des données dans le système des coordonnées (L_{and}, q'_{cr}), comme on l'a effectué antérieurement, est susceptible de contenir des supposions erronées qui causent une contradiction entre le résultat obtenu (la stratification des lignes de lissage pour de différentes longueurs chauffées) et l'analyse qualitative qu'on vient de faire. Cette contradiction diminue et peut même disparaître si la supposition de Levitan et Orlova (1990) n'est pas correcte ou cesse d'être valide dans certaines conditions (rappelons qu'ils ont postulé que le titre thermodynamique x_{and} qui détermine le début de l'écoulement annulaire–dispersé ne dépend pas du flux de chaleur). En réalité, la longueur d'ébullition est proportionnelle à la différence $(x - x_{and})$. Si pour le cas des sous–refroidissements plus élevés le titre x_{and} était plus faible, cela provoquerait une augmentation de L_{and}, un rapprochement des FCC pour la même longueur d'ébullition et, par conséquent, une diminution de la différence entre les

débits du liquide dans le film.

Avant de passer à l'analyse des raisons pour lesquelles le titre thermodynamique x_{and} peut être plus petit à des flux de chaleur élevés, considérons la question suivante : faut-il utiliser le titre thermodynamique comme un paramètre qui détermine la formation de l'écoulement annulaire-dispersé? Du point de vue physique, il serait plus logique de supposer que l'origine de l'écoulement annulaire-dispersé est régie plutôt par le titre réel que par le titre thermodynamique. Il est également probable que le titre réel au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé ne dépend pas du flux de chaleur. Cependant, l'utilisation du titre thermodynamique offre un grand avantage, car il peut être directement utilisé dans des relations basées sur le bilan thermique sans implcation d'une relation supplémentaire entre le titre réel el le titre thermodynamique. C'est pourquoi, durant l'analyse qui suit, on va notamment utiliser le titre thermodynamique.

Pour des pressions de 5 à 30 *bars*, le titre x_{and}, conformément à la corrélation de Levitan et Borevskiy (1.1), est très faible : il varie de 0.01 à 0.06 (figure 1.24). Dans cette région, le titre réel peut être plus élevé que le titre thermodynamique et, pour des flux de chaleur élevés, la différence entre les deux titres peut être assez significative. Si c'est le titre réel qui régit la formation de l'écoulement annulaire–dispersé, la valeur du titre thermodynamique nécéssaire pour la détermination correcte de L_{and} doit être plus petite que celle de x_{and} qui est basé sur les données expérimentales obtenues pour les écoulements adiabatiques. Illustrons ce raisonnement à l'aide de la figure 3.178 où quatre cas hypothétiques du développement de l'écoulement diphasique sont représentés schématiquement. Sur cette figure, x_{th} et x_r désignent respectivement les titres thermodynamique et réel; x_{ent}, x_0, x_{eq} – les titres thermodynamiques à l'entrée de la zone chauffée, au point où l'ébullition franche commence et au point où l'équilibre thermique est atteint. Sur les figures 3.178.c et 3.178.d, le titre x_0 a été artificiellement placé à gauche de x_{ent} pour représenter les situations où le FCC est très élevé et où une ébullition

sous-refroidie franche peut commencer à avoir lieu directement à l'entrée de la section chauffée. Selon la figure 3.178, le titre x_{and} doit être une fonction de x_{ent}, x_0 et x_{eq}. Les deux derniers titres dépendent fortement du flux de chaleur, par conséquent, le titre x_{and} en dépend aussi. En principe, une relation fonctionnelle entre x_{and} et q' peut probablement être établie. Pourtant, la relation entre un titre fixe et le début d'un écoulement annulaire-dispersé sera par essence conditionnelle. Premièrement, la frontière entre deux régimes d'écoulement a toujours un caractère subjectif. Deuxièmement, la formation de la structure annulaire-dispersé se produit sur une certaine longueur le long de laquelle il y a un changement du titre. Pour cette raison, il est impossible de créer une corrélation précise pour x_{and} et par la suite pour L_{and}.

De plus, il faut noter que dans l'analyse effectuée antérieurement, il était aussi sous-entendu que tous les paramètres d'écoulement (débit de liquide dans le film, taux d'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide, longueur L_{and}, etc.) peuvent être représentés par des valeurs moyennées dans le temps. En réalité, ils se caractérisent également par certaines fluctuations temporelles, tandis que le phénomène critique est excessivement local et instantané. Sans tenir compte des pertes de pression, la relation (3.50) peut être écrite sous la forme suivante :

$$q'_{cr} = min_t \left\{ \frac{h_{fv} W}{\pi d L_{and}(t)} [\beta_{and}(t) + \Sigma \xi_i(t)] \right\} \quad , \tag{3.71}$$

où le symbole min_t désigne une valeur minimum dans le temps. Toutes les fonctions temporelles dans cette relation sont inconnues. Pourtant, les variations caractéristiques de ces paramètres dans le temps peuvent être différentes pour les mêmes longueurs L_{and}, mais pour des longueurs chauffées et des sous-refroidissements différents. Ceci peut également causer une certaine stratification des lignes de lissage dans le système des coordonnées (L_{and}, q'_{cr}) (rappelons que, dans la présente étude, les premières fluctuations de température étaient considérées comme le début du FCC).

L'une des approches acceptables dans cette situation serait l'introduction d'un certain titre thermodynamique x^* qui aurait un sens semblable à x_{and}, mais qui assurerait une corrélation fiable entre le FCC et la longueur d'ébullition pour toutes les longueurs chauffées et tous les sous-refroidissements à l'entrée. En prenant en considération que l'utilisation de x_{and} calculé à partir de la corrélation de Levitan et Borevskiy (équation 1.2) donne des résultats très acceptables pour des pressions et des vitesses élevées, cherchons x^* sous la forme suivante :

$$x^* = x_{and} + AU^m x' \quad , \tag{3.72}$$

$$U = \frac{q'_{cr}}{\rho_v(P_{ent}) h_{fv}(P_{ent})} \frac{\rho_l(P_{ent})}{G} \quad , \tag{3.73}$$

$$x' = \begin{cases} x_0, & \text{si } x_0 > x_{ent}; \\ x_{ent}, & \text{si } x_0 \leq x_{ent}, \end{cases} \tag{3.74}$$

où

A, m : constantes dont les valeurs doivent être déterminées par l'analyse de régression des données expérimentales,

x_{ent} et x_0 : titres thermodynamiques à l'entrée de la section chauffée et au point du commencement de l'ébullition ($x_{ent} < 0$, $x_0 < 0$).

Dans ces expressions, le paramètre U représente le rapport entre la vitesse de génération de vapeur et la vitesse de liquide en amont du point de commencement d'ébullition. Ce paramètre caractérise une poussée latérale sur la phase liquide de la part de la phase vapeur et détermine la différence principale lors du développement des structures des écoulements adiabatiques et non-adiabatiques. Lorsque la pression ou la vitesse massique diminue, cette poussée augmente et diminue par voie de conséquence x^*. Ainsi, la modification proposée doit refléter correctement les tendances observées. En principe, la discription des processus de la formation d'une structure annulaire-dispersée demande aussi la prise en considération des

forces capillaires et visqueuses, mais cela augmenterait le nombre de variables et provoquerait une complication immense de l'analyse.

Actuellement, il existe de nombreuses corrélations pour le calcul du point de commencement d'ébullition franche. Dans la présente analyse, celle de Miropolskiy et al. (1971) a été choisie. Elle est donnée par l'expression ci-dessous :

$$x_0 = -0.49\left(\frac{q'}{Gh_{fv}}\right)^{0.3} Re_q^{0.4}\left(\frac{P}{P_{cr}}\right)^{0.15} \quad . \tag{3.75}$$

où

$$Re_q = \frac{(q'/\rho_l h_{fv})\sqrt{\sigma/[g(\rho_l - \rho_v)]}}{\nu_l} \quad . \tag{3.76}$$

Malgré que le domaine d'application de cette corrélation ($11.7mm < d < 34.3mm$; $5 \cdot 10^3 < Re_q < 10^5$; $1.7 \cdot 10^{-2} < (q'/Gh_{fv}) < 10^2$ et $0.02 < (P/P_{cr}) < 0.44$) ne chevauche pas complètement celui de la présente étude (probablement il est impossible de trouver une telle corrélation qui soit valide dans le cas des FCC pour toutes les vitesses massiques et toutes les pressions), elle présente un avantage évident en donnant directement la valeur de x_0.

L'analyse de régression a été accomplie pour un échantillon représentatif des données expérimentales ($\sim 40\%$). On a obtenu que les meilleures courbes d'ajustement correspondent à $A = 1$ et $m = 0.5$. Ces valeurs permettent de diminuer la dispersion des valeurs du flux de chaleur critique autour des lignes de régression en moyenne de 10%. Aux figures 3.179 à 3.184, le FCC est représenté en fonction de

$$L^*_{and}(P_{ent}) = \frac{W\{h_{fv}(P_{sor})x - h_{fv}(P_{ent})x^* - [h_f(P_{ent}) - h_f(P_{sor})]\}}{\pi d q'_{cr}} \tag{3.77}$$

pour quelques cas caractéristiques. En dépit de quelques écarts, on peut conclure que cette représentation est la meilleure parmi celles considérées auparavant. Toutefois, il faut noter que même sans cette correction, la représentation dans le système des coordonnées (L_{and}, q') ou bien (L_b, q') est assez acceptable pour devenir la base d'une corrélation tout à fait fiable.

Les figures 3.185 à 3.190 donnent des exemples de la comparaison entre le titre x_{and} calculé à partir de la corrélation de Levitan et Borevskiy (équation 1.2) et le titre x^* obtenu selon la procédure mentionnée. On peut voir que la diminution de la stratification des lignes de lissage dans le système des coordonnées (L_{and}, q') demande que x^* soit une fonction complexe du FCC et aie des valeurs négatives pour des pressions faibles et des sous-refroidissements et des flux de chaleur élevés. Ce résultat, qui peut être bien sûr vérifié seulement par des expériences directes, est en bon accord avec la conclusion de Doroshchuk (1980) que pour des flux de chaleur élevés et pour des pressions faibles, l'écoulement annulaire-dispersé apparaît toujours dans la région sous-refroidie. Pourtant, les valeurs variables du titre thermodynamique x^* ne signifient pas que le titre réel au point correspondant à l'origine de l'écoulement annulaire-dispersé doive être également variable. Comme on l'a déjà mentionné antérieurement, il est plus probable que pour une vitesse massique et une pression données, le titre réel, aussi que le taux de liquide dans le film au point de la formation de l'écoulement annulaire-dispersé ne dépendent pas beaucoup du flux de chaleur.

Les figures 3.191 à 3.196 représentent le taux de liquide massique $(1-x)$ à la sortie de la section chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$. Dès que l'assèchement de la paroi a eu lieu, $(1-x)$ représente le taux de liquide sous forme de gouttelettes dans le noyau de vapeur à la sortie de conduit γ. Selon l'approche déjà utilisée, ce taux peut être également représenté sous la forme suivante :

$$1 - x = (\gamma^* - \Sigma\xi_i)\left[1 - \frac{h_f(P_{ent}) - h_f(P_{sor})}{h_{fv}(P_{sor})}\right] \quad , \tag{3.78}$$

où

γ^* : taux de liquide sous forme de gouttelettes dans le noyau de vapeur au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé ($\gamma^* = 1 - x_r^* - \beta^*$; $x_r^* \neq x^*$),

ξ_i : intensité d'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film sur la paroi dans un processus i.

Le terme qui se trouve entre les crochets détermine le taux de liquide vaporisé le long de L^*_{and} dû aux pertes de pression. En excluant ce terme de la considération. analysons ces données plus en détail. Malgré que pour la vitesse massique de 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$, la dispersion des points est plutôt systématique qu'aléatoire, prenons pour acquis que les lignes de lissage tracées aux figures 3.191 à 3.196 reflètent d'une façon fiable les liaisons physiques qui existent entre différents processus. Pour des pressions de 5 à 10 *bars* (figures 3.191 à 3.194), les tendances générales sont les suivantes : le taux de liquide dans le noyau diminue d'abord avec l'augmentation de L^*_{and}, mais à partir d'une certaine valeur de L^*_{and} il reste presque constant. Choisissons arbitrairement sur cette dernière partie de la courbe deux longueurs différentes : $L^{*\,(1)}_{and} < L^{*\,(2)}_{and}$. Les résultats représentés aux figures 3.179 à 3.184 imposent que $q'^{(1)}_{cr}$ soit plus élevé que $q'^{(2)}_{cr}$. Pour que $1 - x \approx \gamma^* - \xi_{prec} + \xi_{ej.prec} + \xi_{arrach} + \xi_{ej.eb}$ soit constant, les paramètres entrant dans cette expression doivent dépendre de L^*_{and} et du flux de chaleur d'une telle façon que l'augmentation de certains serait compensée par la dimunition des autres. Toutefois, en réalisant que leur origine physique est différente, cela est peu probable. Il est plus logique de supposer que pour cette région il n'existe aucun échange de masse mécanique entre le film et le noyau de vapeur, tandis que γ^* ne dépend pas du flux de chaleur. Quant à la région, où $(1 - x)$ augmente avec une diminution de L^*_{and}, ce comportement peut être interprété par une augmentation soit de γ^*, soit de l'intensité de l'éjection des gouttelettes due à l'ébullition, $\xi_{ej.eb}$, en amont du point de la formation de l'écoulement annulaire-dispersé où un film épais existe. Cettee ébullition peut se

produire à cause des FCC élevés pour des longueurs chauffées courtes.

Pour des pressions plus élevées (figures 3.195 et 3.196), une diminution continuelle du taux de liquide dans le noyau avec une augmentation de L^*_{and} a lieu. Mais au fur et à mesure que L^*_{and} augmente, la pente de la courbe devient de plus en plus faible. Ainsi, la conclusion que l'échange de masse entre le film et le noyau est très limité ou même absente, peut être également appliquée à ces pressions, mais seulement à partir des valeurs de L^*_{and} plus grandes.

Il faut remarquer que cette analyse a un caractère assez approximatif et elle n'est valide que pour le domaine étudié. Quand même, elle montre que l'assèchement du film à la sortie de la zone chauffée est régi essentiellement par les conditions de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé ou, plus précisement, par le débit de liquide dans le film au point de sa formation et par la puissance nécessaire pour vaporiser ce liquide. Ainsi, le phénomène critique étant infiniment relié à l'historique du développement de l'écoulement, a un caractère global et ne peut pas être décrit en terme d'une hypothèse locale. De plus, le titre thermodynamique, étant un paramètre représentant seulement le taux massique de la vapeur à la sortie de la zone chauffée, ne reflète pas l'origine physique du phénomène critique. Les cas où son utilisation semble être assez fiable ne limitent qu'aux relations plutôt mathématiques que physiques entre le titre et le FCC.

Selon les figures 3.191 à 3.196, indépendamment de la pression, de la vitesse massique ou du FCC, aucun changement brusque du taux de liquide dans le noyau de vapeur n'est observé. Dans ce cas, les vitesses massiques introduites par Doroshchuk (1981) pour les limites inférieure et supérieure du processus de précipitation des gouttelettes (figure 1.16) ne semblent pas s'appliquer aux cas quand le tube chauffé est alimenté par l'eau sous-refroidie (rappelons que la plupart des expériences de Doroshchuk ont été effectuées avec un mélange diphasique à l'entrée). Pourtant, cette conclusion est basée sur des données expérimentales obtenues avec des sections d'essais d'une longueur limitée. On peut supposer qu'une augmenta-

tion de la longueur d'ébullition au-delà de 3.5 m pourrait causer une diminution assez rapide de $(1 - x)$ à un FCC presque constant. Cette diminution peut être interprétée par le commencement d'une précipitation forte des gouttelettes, mais il existe encore une autre raison qui peut expliquer ce phénomène d'une façon plus efficace.

Les données expérimentales montrent que le taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée est très élevé. Des valeurs de ce taux peuvent aller jusqu'à 0.7 (figures 3.191 à 3.196). Selon l'analyse effectuée, l'échange de masse entre le film et le noyau est très faible ou même n'existe pas. Ainsi, au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé, le taux de liquide dans le noyau est aussi élevé. Dans ce cas, une seule conclusion est possible : l'écoulement par écume ou même par bulles se transforme directement en écoulement annulaire–dispersé sans passer la phase d'un écoulement par bouchons (figure 3.197.a). Le liquide dans le noyau de vapeur représente donc les restes de cloisons liquides délimitant les bulles entre elles en amont du point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé.

Cette transition directe de l'écoulement par écume ou par bulles à celui annulaire–dispersé peut être expliqué de la manière suivante. L'écoulement par bouchons peut être jugé comme une structure instable intermédiaire entre deux stuctures fermes : l'écoulement par bulles et celui annulaire-dispersé. La formation de l'écoulement par bouchons dépend de l'intensité des processus de coalescence et de morcellement des bulles. Ces derniers sont régis par le taux de vide; par l'intensité des pulsations turbulentes et donc par la vitesse de la phase liquide; par la dimension caractéristique des bulles; par la quantité de matières superficielles actives qui rendent la surface des bulles plus rigide. Il est évident que la formation des poches de vapeur n'est possible que dans le cas si l'intensité de coalescence domine sur celle de morcellement. Avec cela, cette formation demande toujours soit du temps (si les processus sont considérés dans le système des coordonnées associé à l'écoulement et se déplaçant avec ce dernier), soit une longueur (dans un système des coordonnées

immobile) nécessaires pour achever toutes les transformations en écoulement. Ce temps ou cette longueur (appelons-la "interne") dépendent du rapport entre les intensités des processus de coalescence et de morcellement des bulles.

D'autre part, on peut introduire deux titres-limites d'écoulement, x_r^{min} et x_r^{min}, seulement entre lesquels l'écoulement par bouchons peut exister : pour $x_r < x_r^{min}$, l'écoulement sera toujours celui par bulles, pour $x_r > x_r^{max}$ - celui annulaire-dispersé. Contrairement aux écoulements adiabatiques, les écoulements non-adiabatiques ne sont jamais complètement développés, car le titre d'écoulement et le taux de vide augmentent continuellement le long du conduit chauffé. Par conséquent, le long du conduit, il n'y a qu'une certaine zone limitée par ces deux titres x_r^{min} et x_r^{min}, où l'écoulement par bouchons peut avoir lieu. Si la longueur de cette zone est plus petite que la "longueur interne", l'existence de l'écoulement par bouchons est peu probable.

Supposons que le taux d'augmentation du titre d'écoulement, x_r, le long du conduit est proportionnel à celui du titre thermodynamique, x. Alors, on obtient que :

$$\frac{dx_r}{dz} \sim \frac{dx}{dz} \sim \frac{4q'}{\pi dGh_{fv}} \sim q' \quad . \tag{3.79}$$

Pour des sous-refroidissements faibles ou modérés, le rapport entre le flux de chaleur critique, q'_{cr}, et le flux de chaleur q'_{and} correspondant à la première apparition d'un écoulement annulaire-dispersé à la sortie de la zone chauffée d'une longueur donnée, peut être approximativement présenté sous la forme suivante :

$$\frac{q'_{cr}}{q'_{and}} \simeq \frac{x_{cr}}{x_{and}} \quad . \tag{3.80}$$

On a déjà mentionné que pour des pressions de 5 à 30 *bars*, le titre x_{and} varie de 0.01 à 0.06 (figure 1.24). Dans le cadre de la présente étude, le rapport x_{cr}/x_{and} et, par conséquent, q'_{cr}/q'_{and} étaient de l'ordre de dix. Ainsi, le taux d'augmentation du titre réel aux conditions du FCC, $(dx_r/dz)_{cr}$, était de dix fois plus élevé que le même

taux correspondant à la première apparition de l'écoulement annulaire-dispersé à la sortie $(dx_r/dz)_{and}$. Ceci signifie que pour le FCC, la longueur, sur laquelle la formation de l'écoulement par bouchons est possible, était de 10 foix moins que la même longueur à la première apparition de l'écoulement annulaire-dispersé à la sortie lors de l'augmentation de la puissance appliquée.

D'autre part, à des flux de chaleur élevés, l'ébullition franche commence lorsque la température du liquide est encore loin d'atteindre celle de saturation. Par conséquent, les bulles de vapeur quittant la paroi se condensent particulièrement et leur dimension moyenne diminue. Cette diminution devient de plus en plus prononcée au fur et à mesure que le flux de chaleur augmente.

Ces deux facteurs : le raccourcissement de la longueur de la transition de l'écoulement par bulles à celui annulaire-dispersé et la diminution des dimensions des bulles due à la condensation peuvent amener à ce que l'écoulement par bouchons ne se forme pas (figure 3.198). Dans ce cas, l'écoulement par écume ou celui par bulles se transforment diréctement en écoulement annulaire–dispersé.

Pourtant, une augmentation significative de la longueur chauffée et une dimunition consécutive du FCC peuvent rétablir l'écoulement par bouchons. Lors de sa formation, le liquide constituant les cloisons entre les bulles se répand sur la surface de traînée des premières grandes bulles représentant des germes de poches de vapeur et se déplace par la suite dans le film de liquide séparant les poches de la paroi. D'après Subbotin et al. (1976), directement dans les poches de vapeur, le taux de liquide est très faible et peut être facilement négligé. C'est pourquoi si une certaine quantité de liquide existe dans le noyau de l'écoulement annulaire–dispersé formé à partir des poches de vapeur (figure 3.197.b), elle ne doit pas être tellement élevée, car ce liquide ne représente en général qu'une fraction de liquide se trouvant devant les poches lors leur coalescence avec le noyau de vapeur. Par conséquent, à partir du moment de rétablissement de l'écoulement par bouchons, le taux de liquide dans le noyau peut diminuer rapidement. La valeur de $(1 - x)$

à la sortie de la zone chauffée baissera également, même si la précipitation des gouttelettes sur le film reste inchangée. Il est aussi probable que ces deux mécanismes : le commencement d'une précipitation forte des gouttelettes du noyau sur le film et le rétablissement de l'écoulement par bouchons, peuvent se manifester simultanément.

Il faut noter que les changements considérés de la structure de l'écoulement annulaire–dispersé ne représentent qu'une tentative de trouver une explication plausible d'une diminution du FCC avec une augmentation du titre thermodynamique au–delà de x_{fr} dans le cas d'un écoulement monophasique à l'entrée. Comme on l'a déjà mentionné, cette tendance peut être reliée simplement à l'utilisation d'un mélange diphasique à l'entrée au cours des expériences et, par conséquent, aux mécanismes spécifiques de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé. Comme le montre les figures 1.11 et 1.21 correspondant aux expériences avec de l'eau sous–refroidie à l'entrée, le taux de liquide dans le noyau reste constant même pour des zones chauffées dont la longueur varie de 5 à 10 m. Néanmoins, les hypothèses avancées ci–dessus mettent en évidence l'importance des processus de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé sur le FCC.

Considérons maintenant les résultats obtenus à partir des expériences avec de plusieurs degrés d'étranglement à l'entrée de la section chauffée en appliquant l'approche de la longueur d'ébullition. Dans ce cas, la distinction d'une longueur, sur laquelle l'ébullition ou seulement un régime d'écoulement a lieu, perd son sens parce que l'écoulement diphasique peut exister en amont de la zone chauffée. Ainsi, l'approche définie selon la longueur d'ébullition doit être considérée plutôt en terme de corrélation abstraite. Les données expérimentales ont été corrélées en utilisant une longueur d'ébullition fictive donnée par la relation suivante :

$$L_b(P_{sor}) = \frac{Gh_{fv}(P_{sor})xd}{4q'_{cr}} \quad . \tag{3.81}$$

Les résultats obtenus sont présentés aux figures 3.199 à 3.202. On peut voir qu'il existe un réel chevauchement des données à l'exclusion d'un seul point (figure 3.201) jugé comme se trouvant hors des frontières d'une dispersion aléatoire "normale" pour des points mesurés avec des sections d'essais de longueurs différentes.

Les figures 3.203 à 3.213 montrent le FCC en fonction de L_{and} pour les données expérimentales déjà représentées dans le système des coordonnées $(x\,.\,q')$ aux figures 3.122 à 3.132. Les valeurs du FCC correspondant à des valeurs négatives de L_{and} sont également présentées aux figures 3.203 à 3.213. Ce dernier a été fait dans le but de l'analyse des tendances des données expérimentales sur la frontière et en dehors de la région de l'existence de l'écoulement annulaire-dispersé.

La comparaison des figures 3.122 à 3.132 et 3.203 à 3.213 fait ressortir clairement le fait suivant : pour les cas où dans le système des coordonnés $(x\,.\,q')$, on observe une influence apparente de la longueur chauffée, les données expérimentales sont bien corrélées au moyen de la longeur d'ébullition; si cette influence est minime ou absente, les deux représentations sont presque équivalentes. Cela prouve que la représentation des données expérimentales dans le système des coordonnées (L_{and}, q') peut alternativement être utilisée aussi bien pour des pressions élevées que pour des pression faibles. De plus, l'absence des particularités spécifiques à la région des longueurs L_{and} proches de zéro et même négatives permet d'utilisé cette approche pour d'autres régimes d'écoulement.

Sur la base de cette représentation (L_{and}, q'), une corrélation ou une table de valeurs des FCC peuvent être créées. Mais cette corrélation ou cette table doit obligatoirement refléter au moins l'influence du diamètre du conduit, seulement dans ce cas elles peuvent être utilisées en pratique. Dans le cadre de la présente étude, des sections d'essais d'un seul diamètre ont été utilisées, cette tâche ne peut pas alors être accomplie adéquatement.

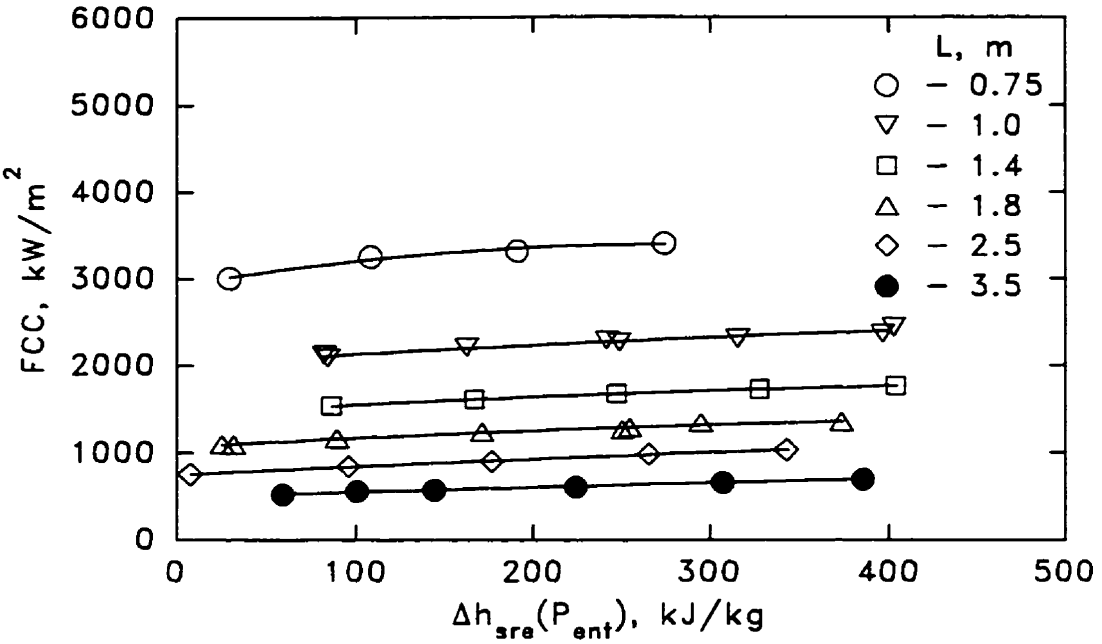


Figure 3.1 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 5.2 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

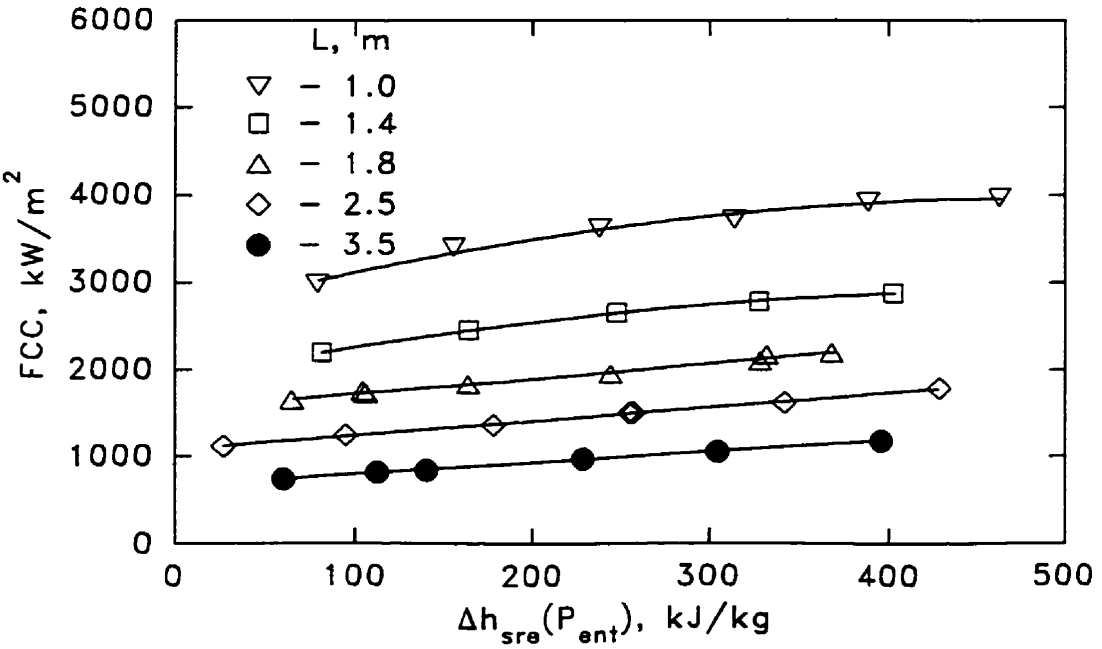


Figure 3.2 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 6.0 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

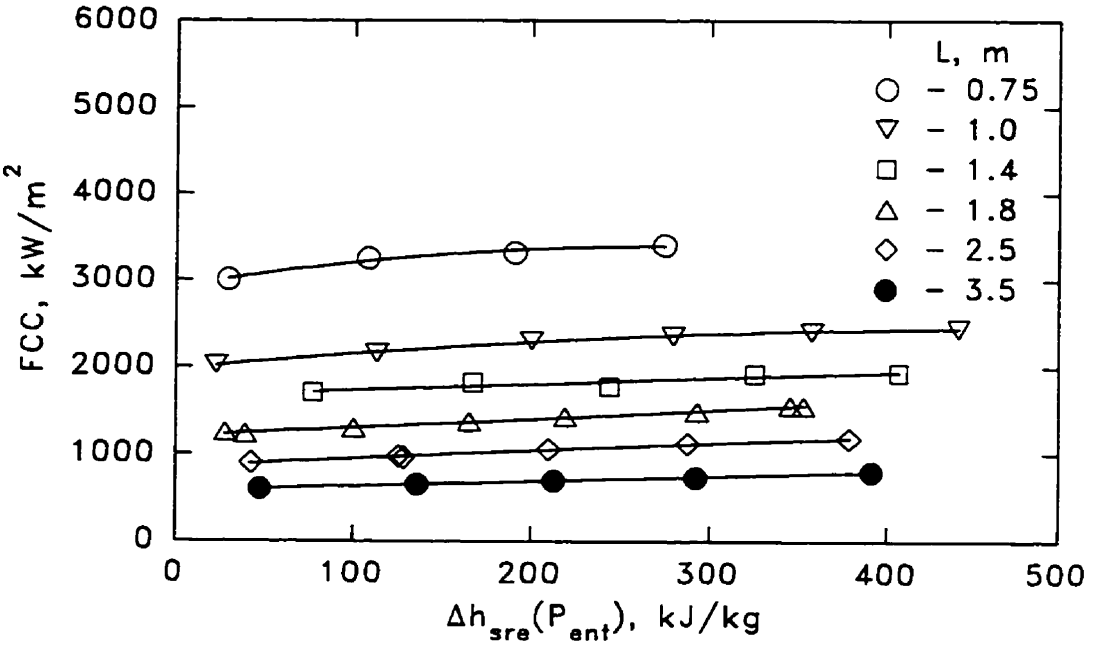


Figure 3.3 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 10.0 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

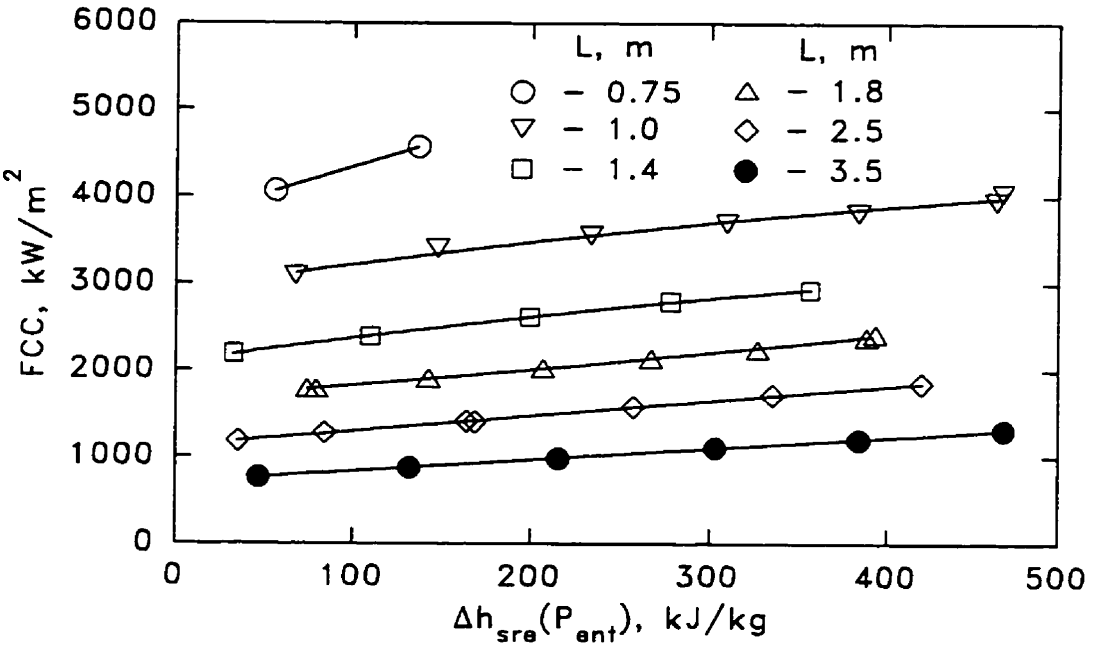


Figure 3.4 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 10.2 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

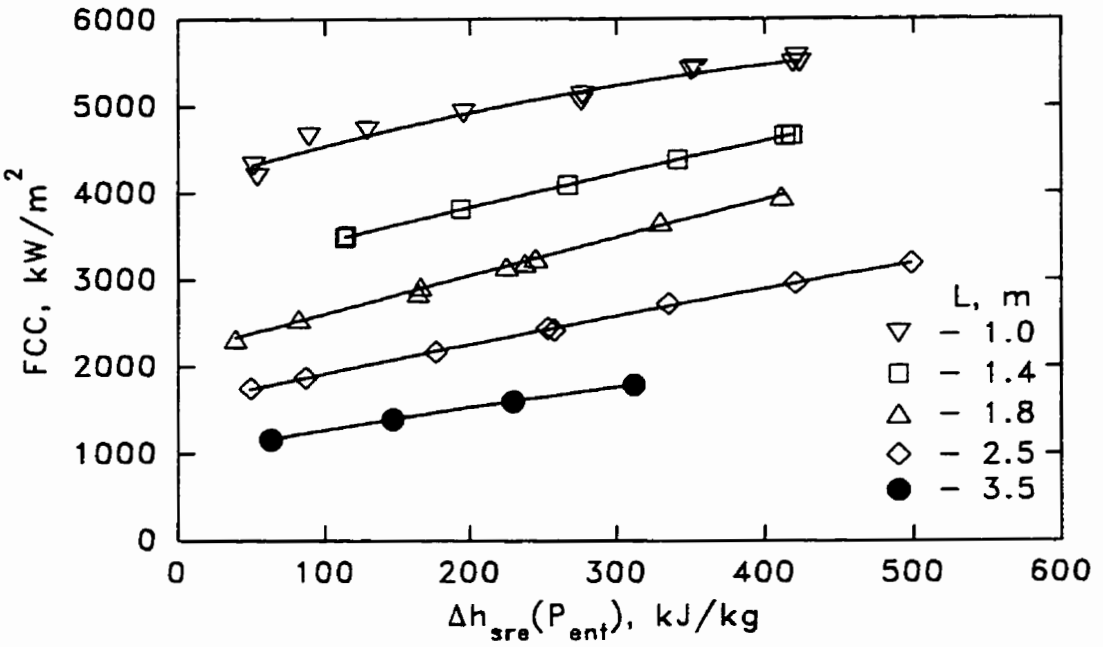


Figure 3.5 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 11.5 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

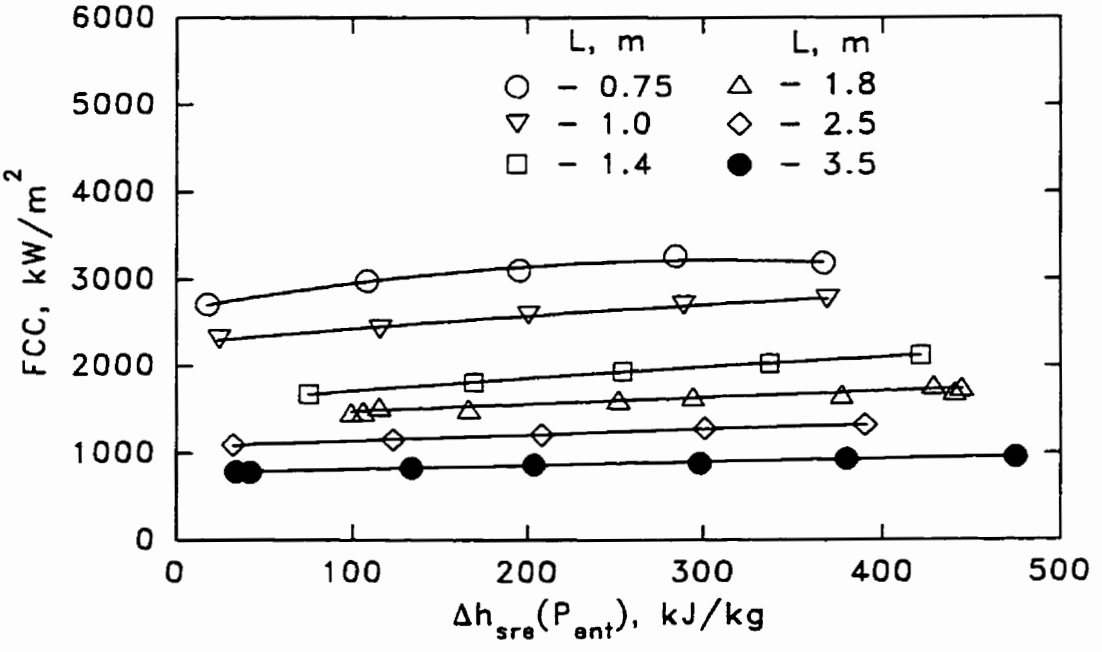


Figure 3.6 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 29.9 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

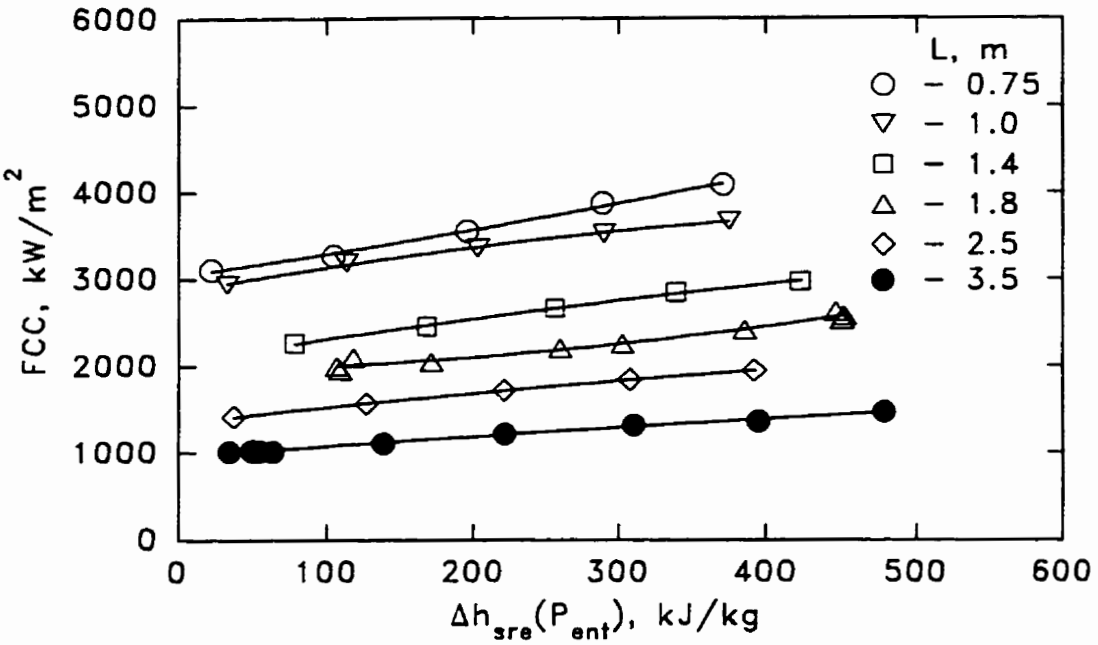


Figure 3.7 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 29.9 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

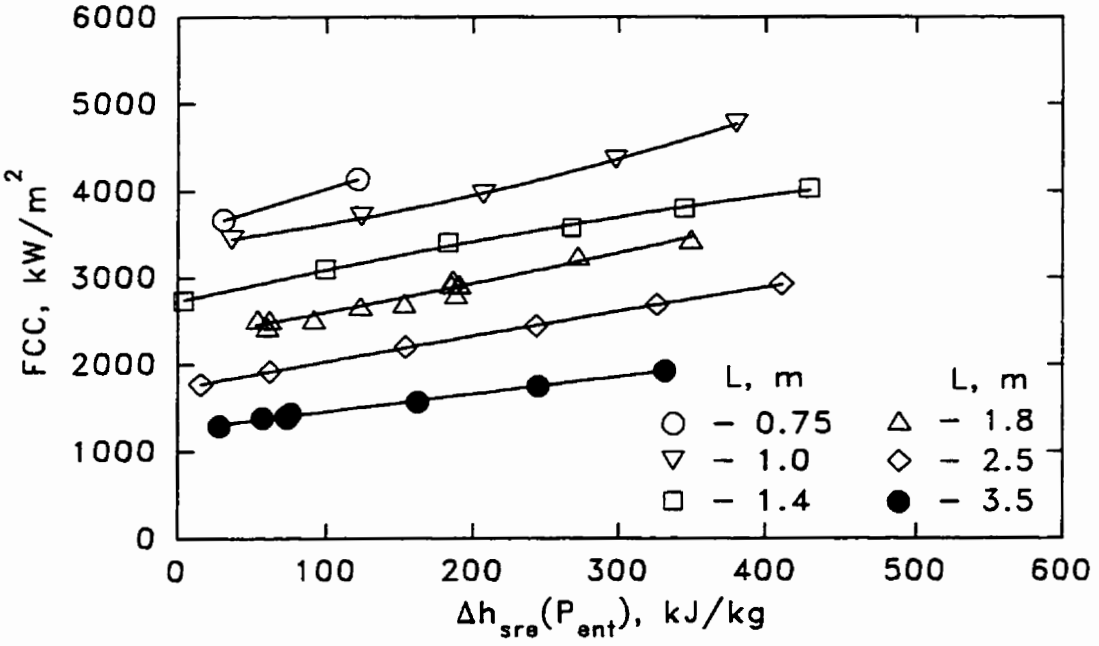


Figure 3.8 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{ent})$ (P_{sor} = 30.1 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

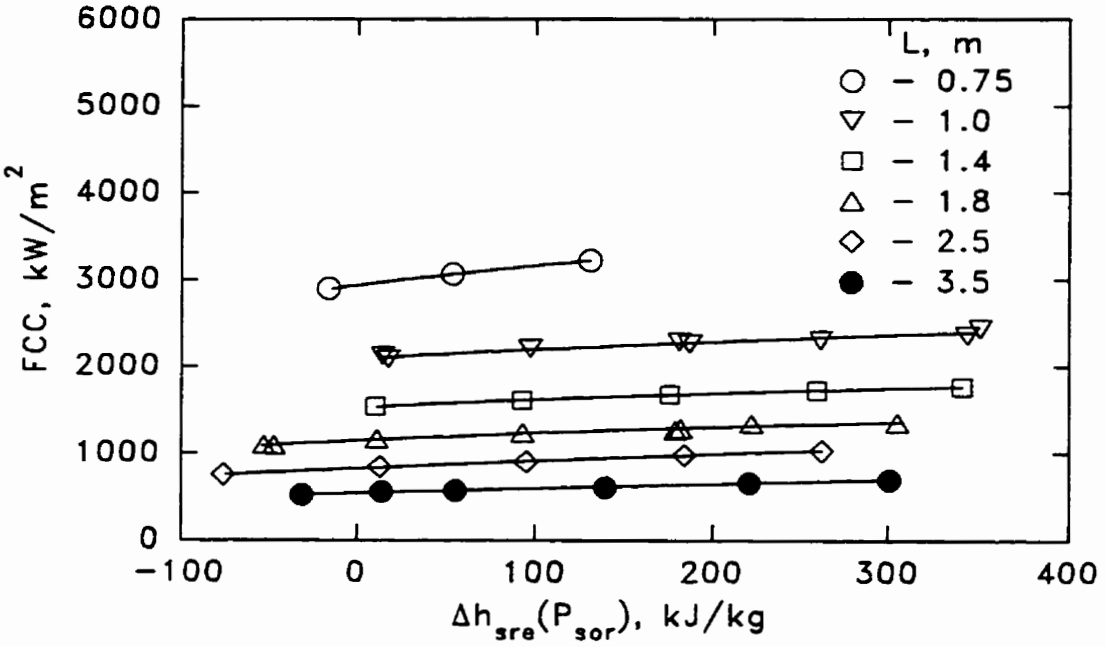


Figure 3.9 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 5.2 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

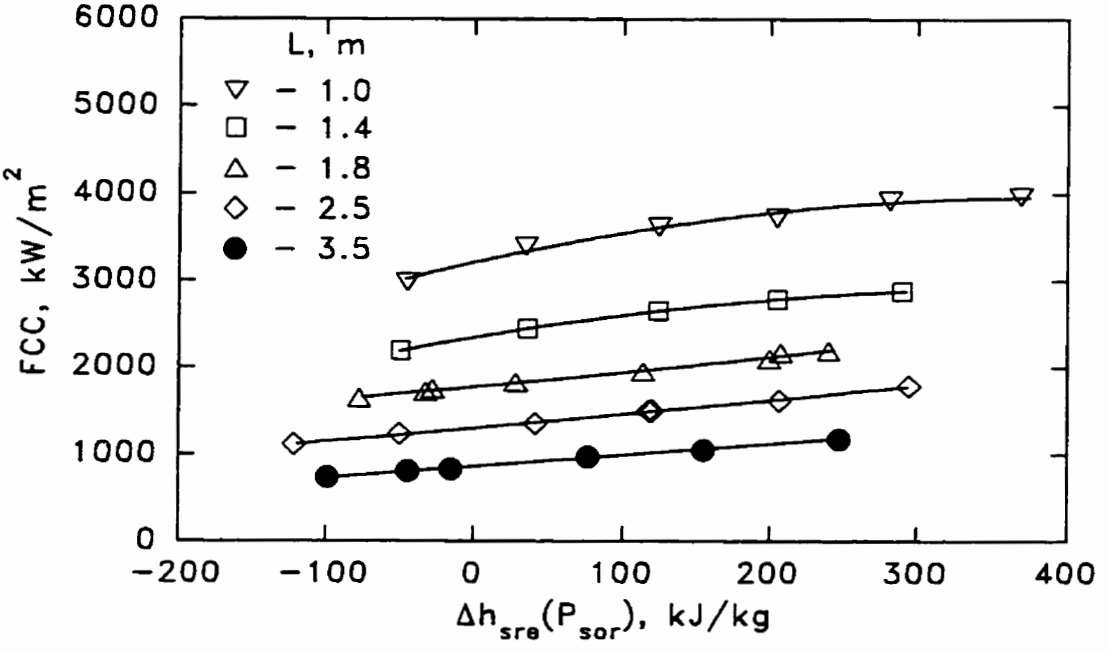


Figure 3.10 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 6.0 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

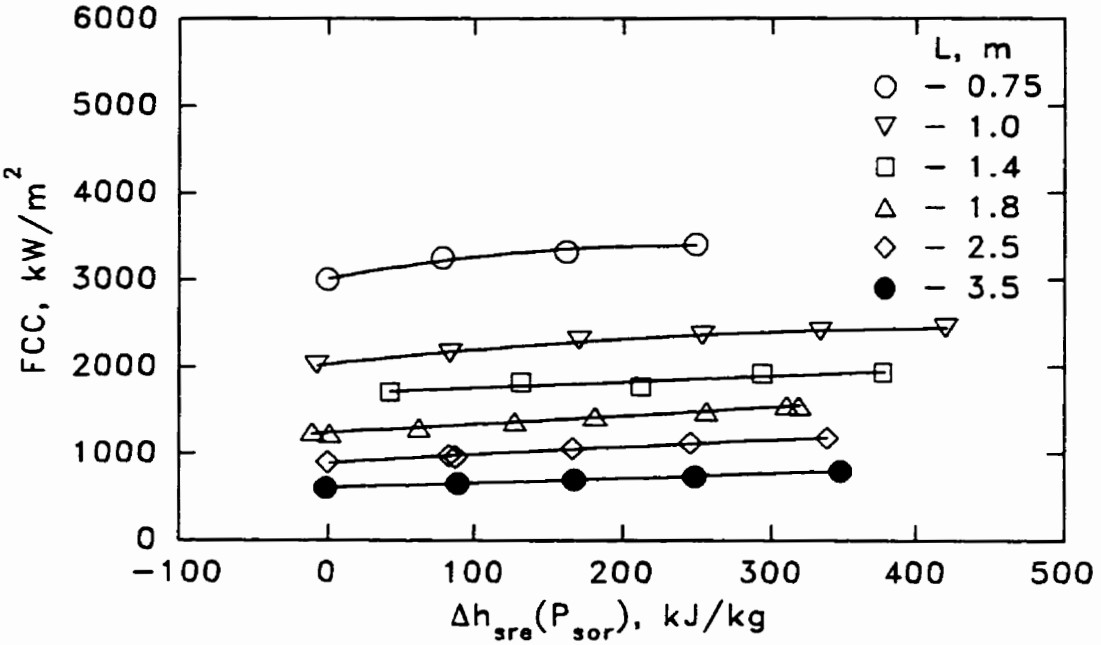


Figure 3.11 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 10.0 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

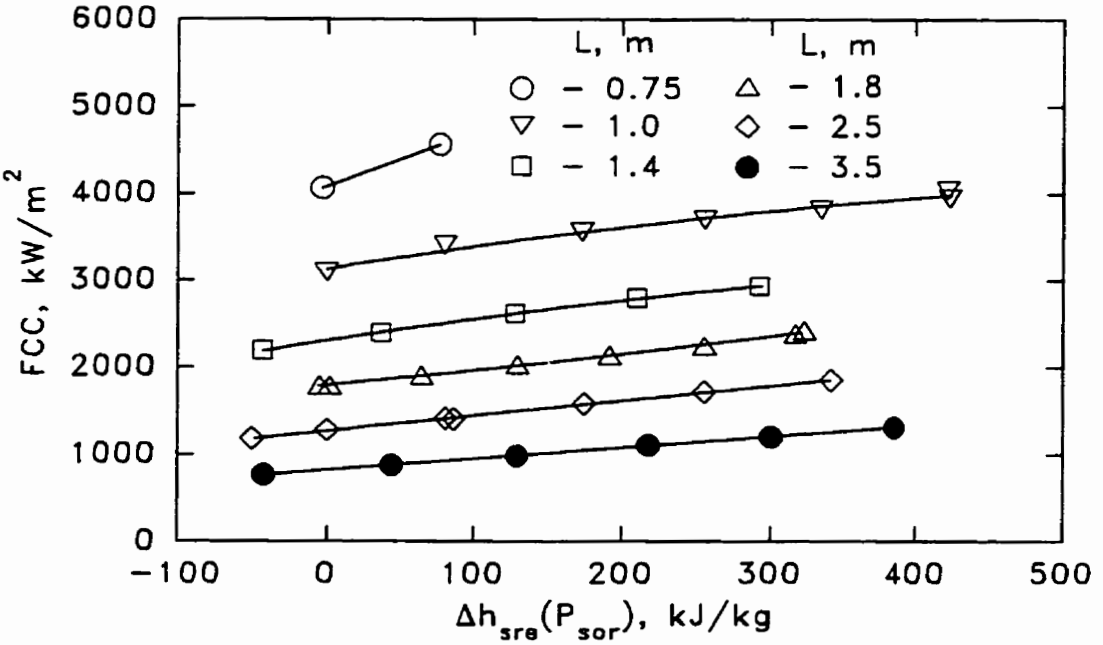


Figure 3.12 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 10.2 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

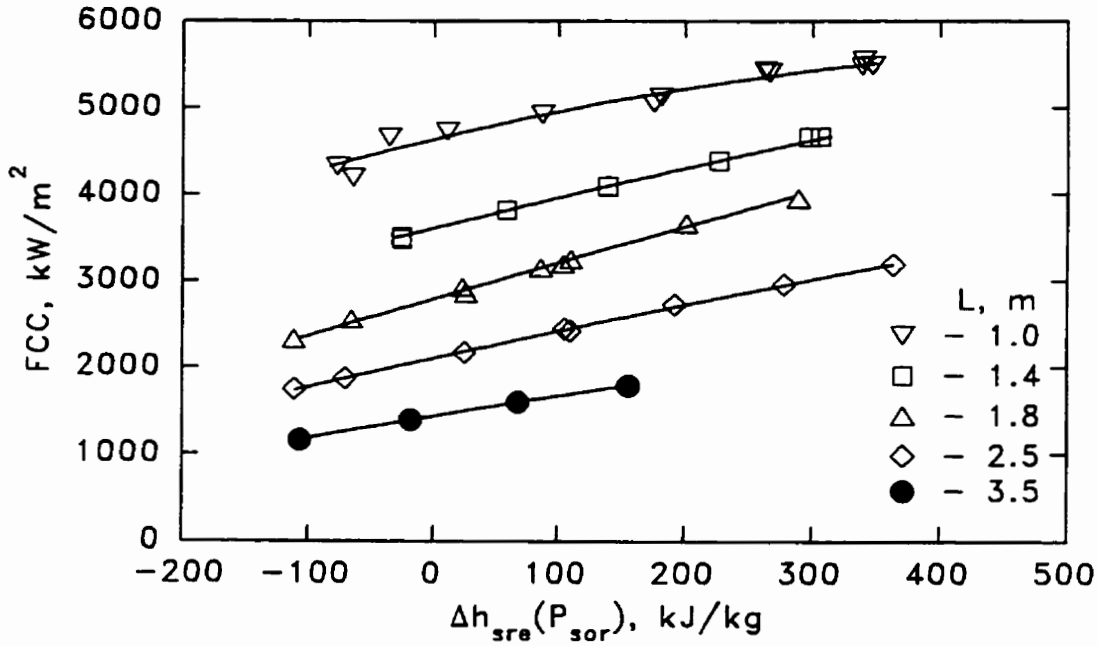


Figure 3.13 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 11.5 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

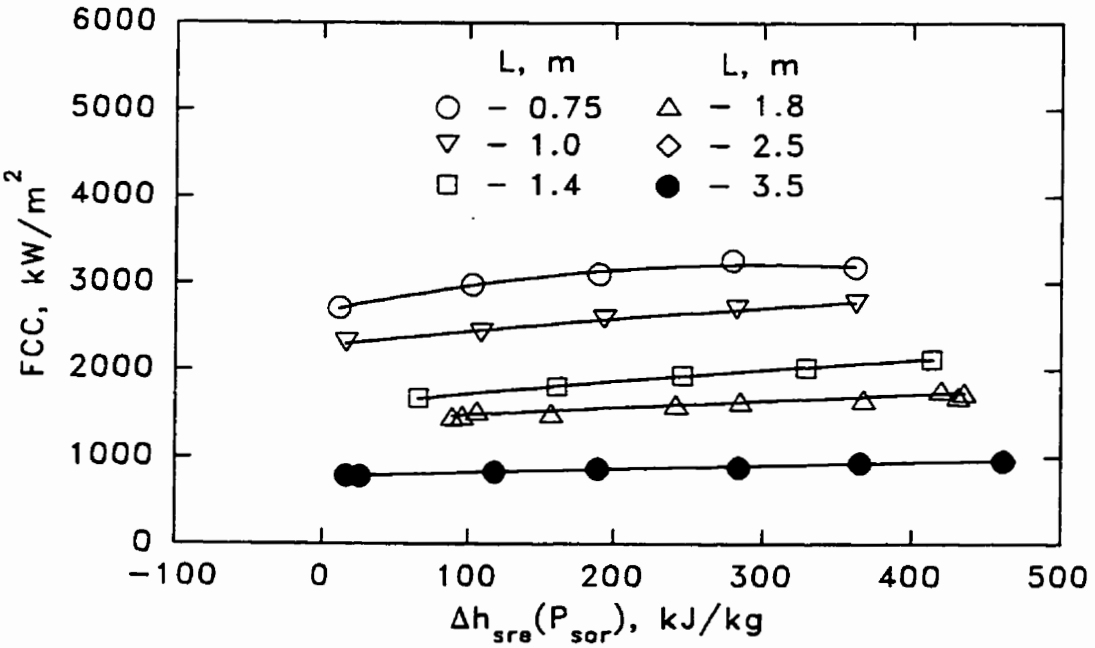


Figure 3.14 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 29.9 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

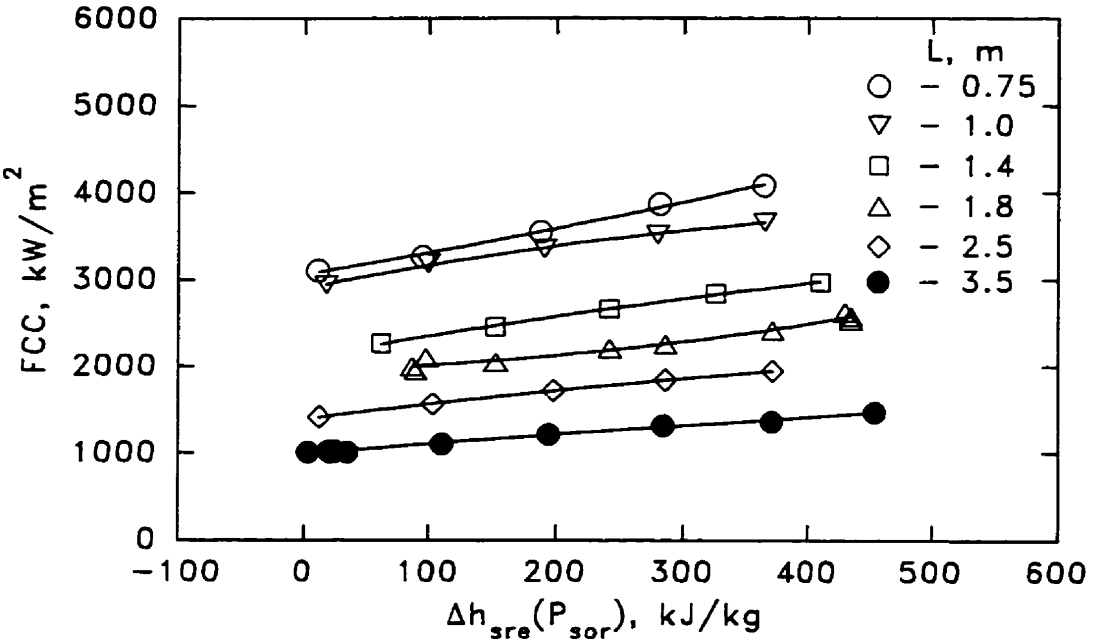


Figure 3.15 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 29.9 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

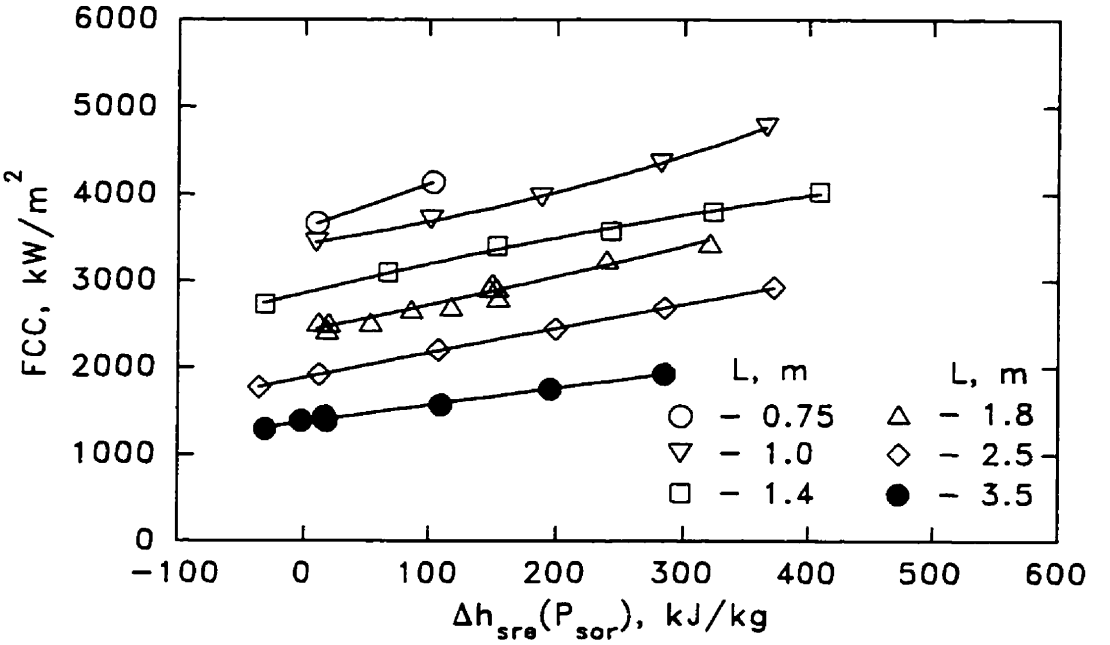


Figure 3.16 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 30.1 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

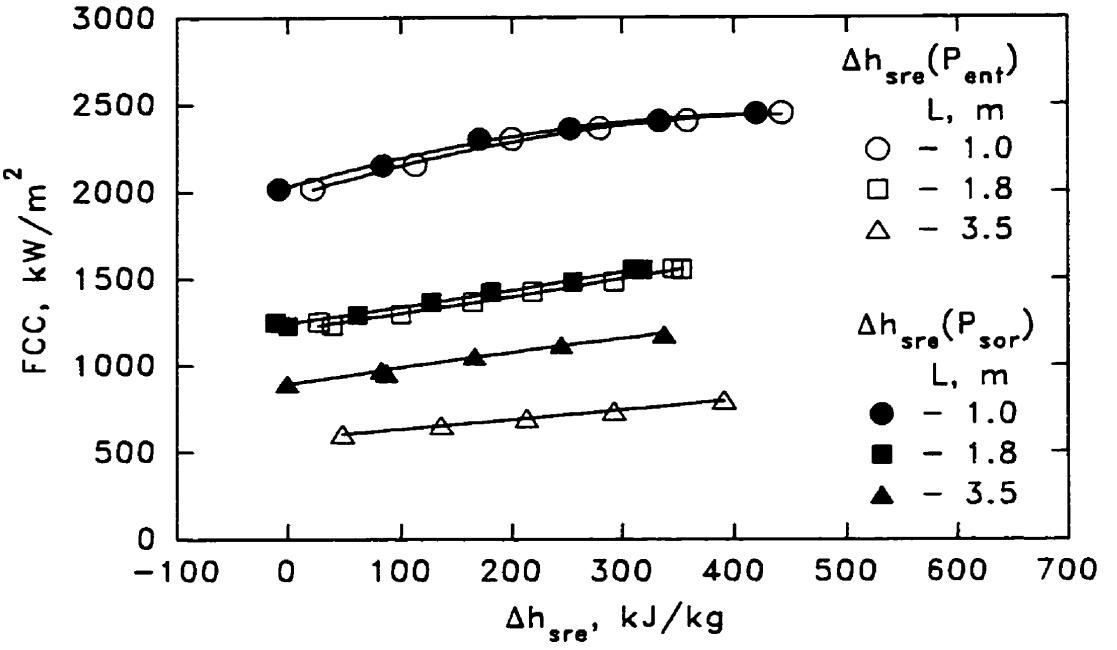


Figure 3.17 FCC en fonction des sous-refroidissements distincts à l'entrée (P_{sor} = 10.0 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

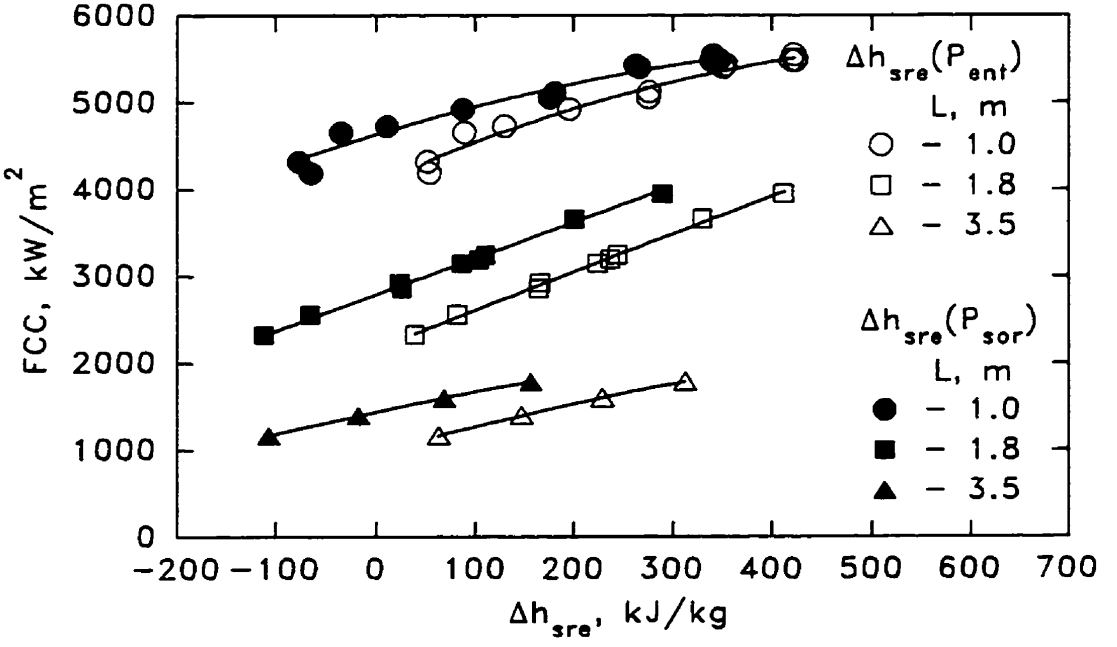


Figure 3.18 FCC en fonction des sous-refroidissements distincts à l'entrée (P_{sor} = 11.5 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

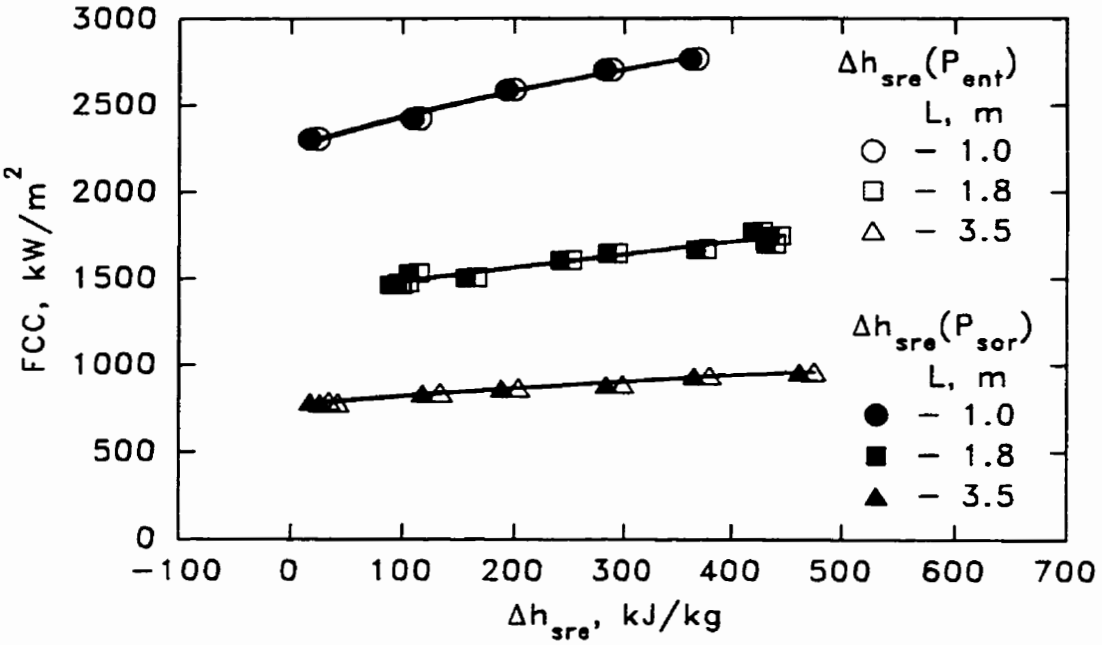


Figure 3.19 FCC en fonction des sous-refroidissements distincts à l'entrée (P_{sor} = 29.9 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

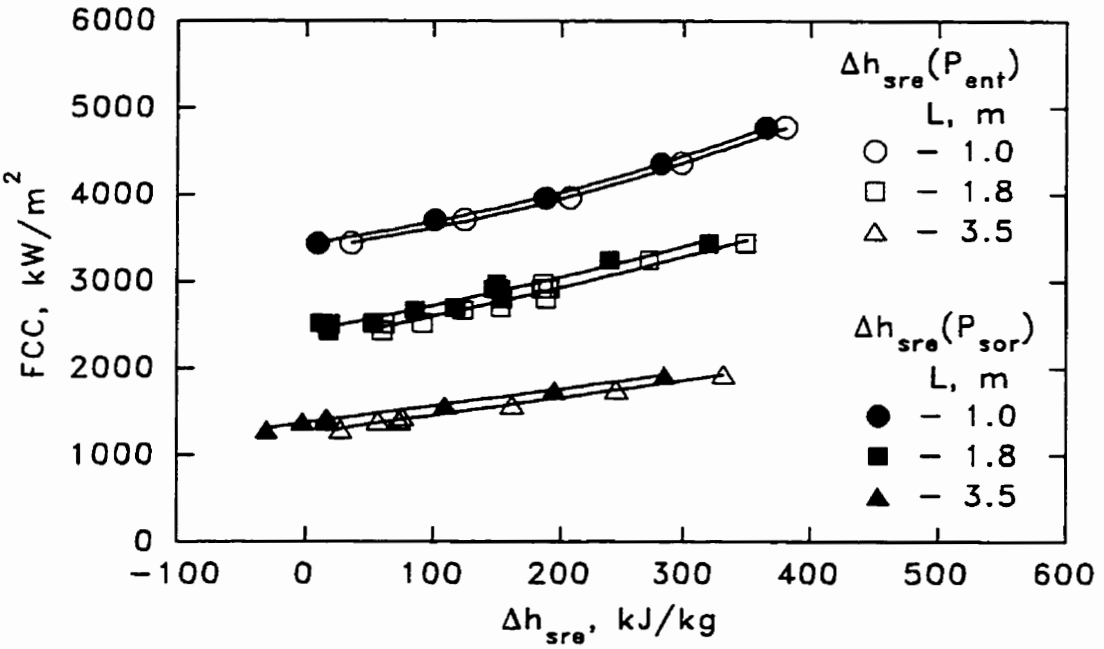


Figure 3.20 FCC en fonction des sous-refroidissements distincts à l'entrée (P_{sor} = 30.1 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

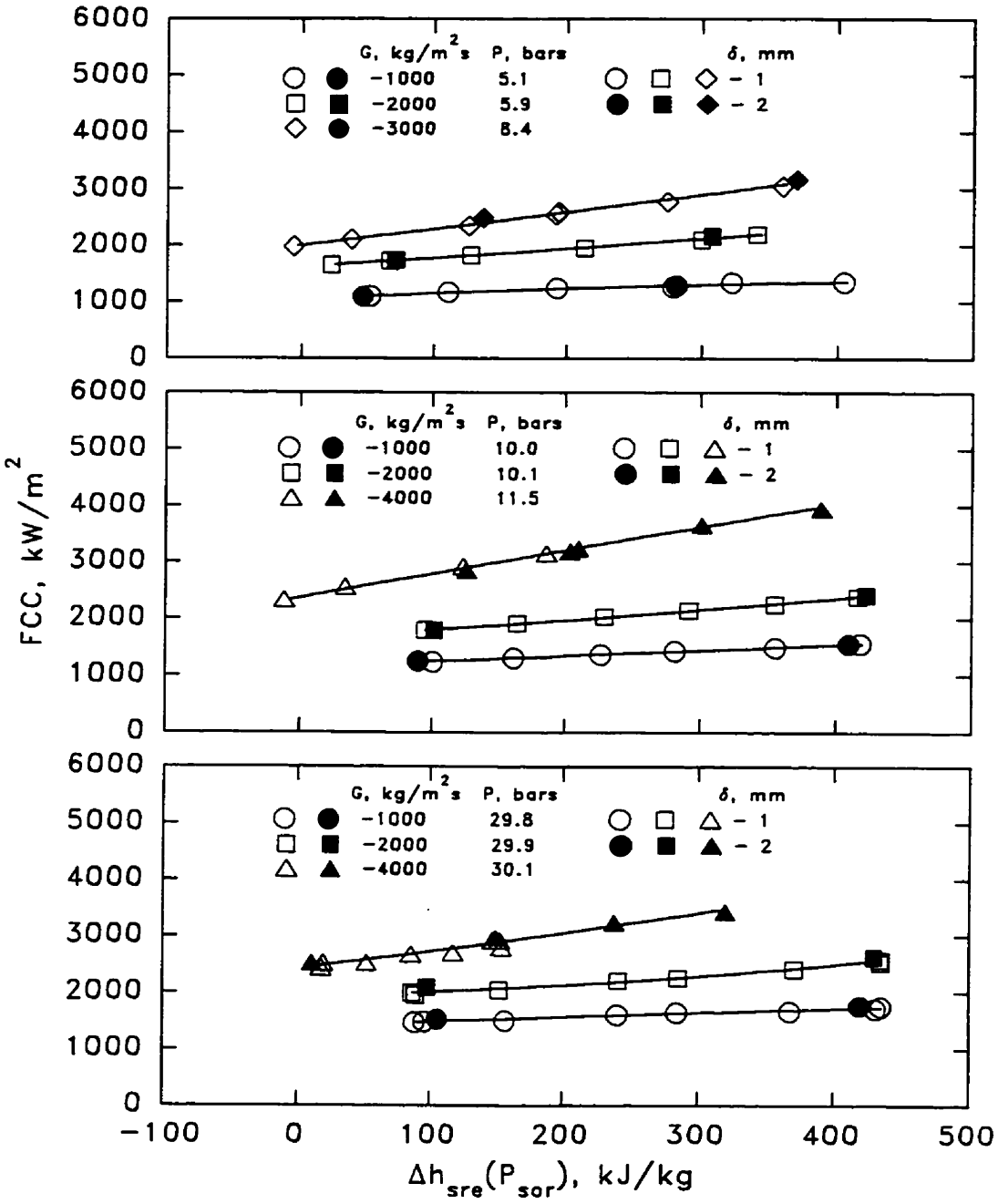


Figure 3.21 FCC en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ pour des tubes à des épaisseurs de paroi différentes ($L = 1.8\ m$)

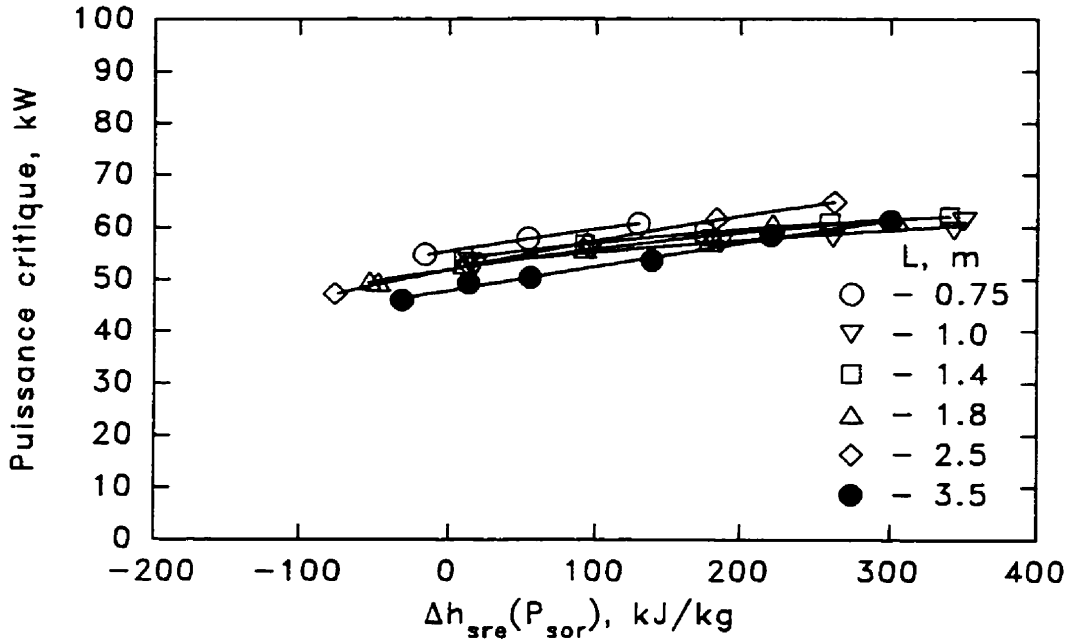


Figure 3.22 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 5.2 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

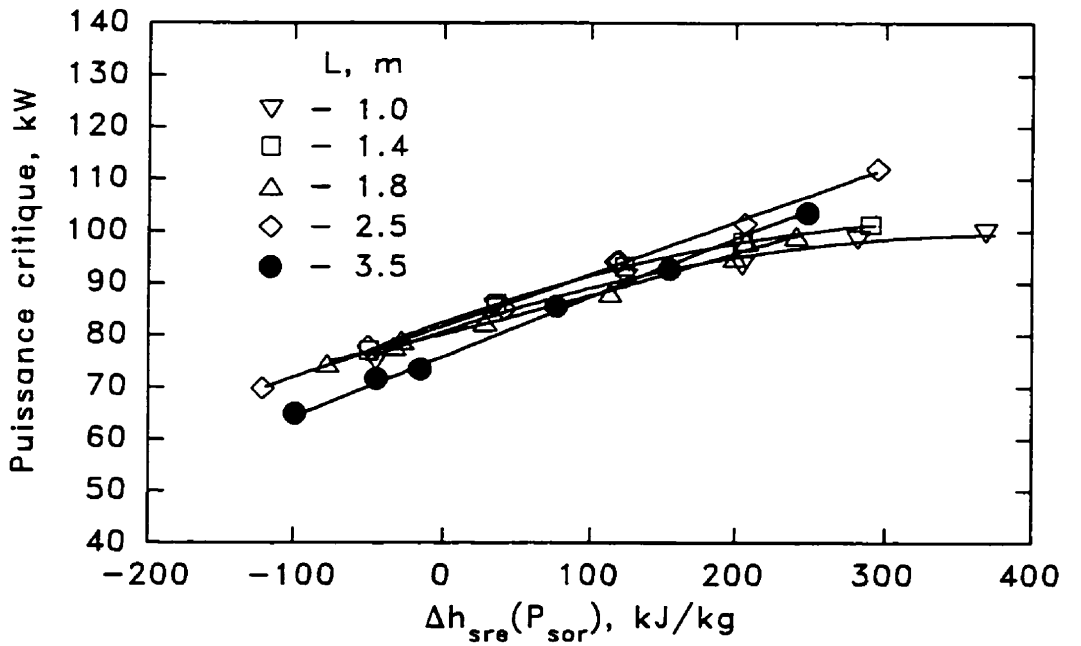


Figure 3.23 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 6.0 *bars*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

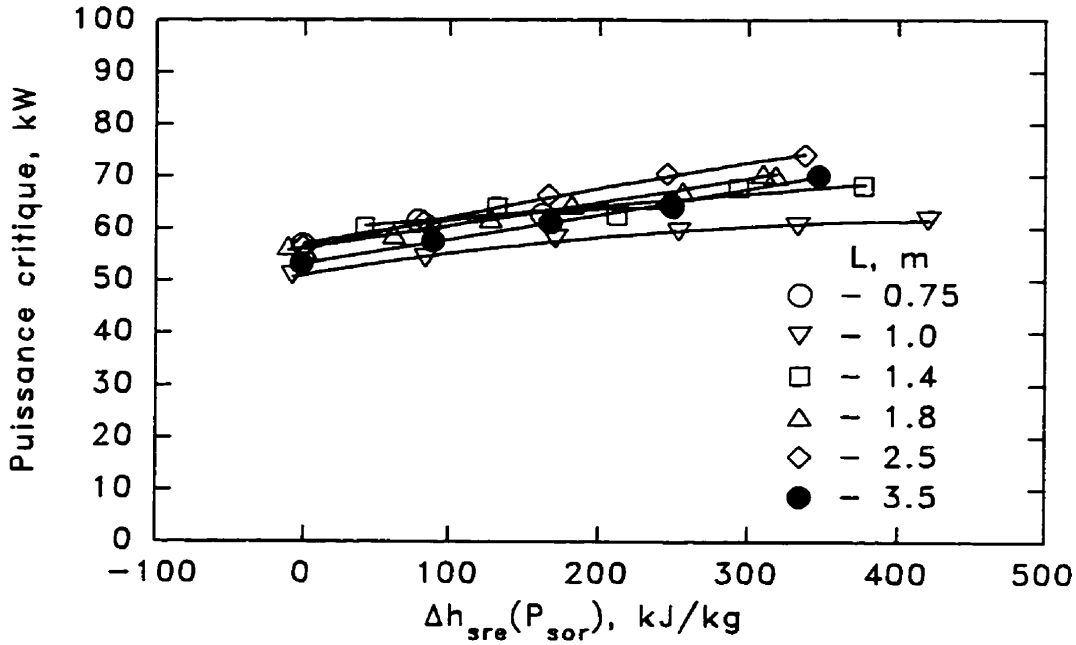


Figure 3.24 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 10.0 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

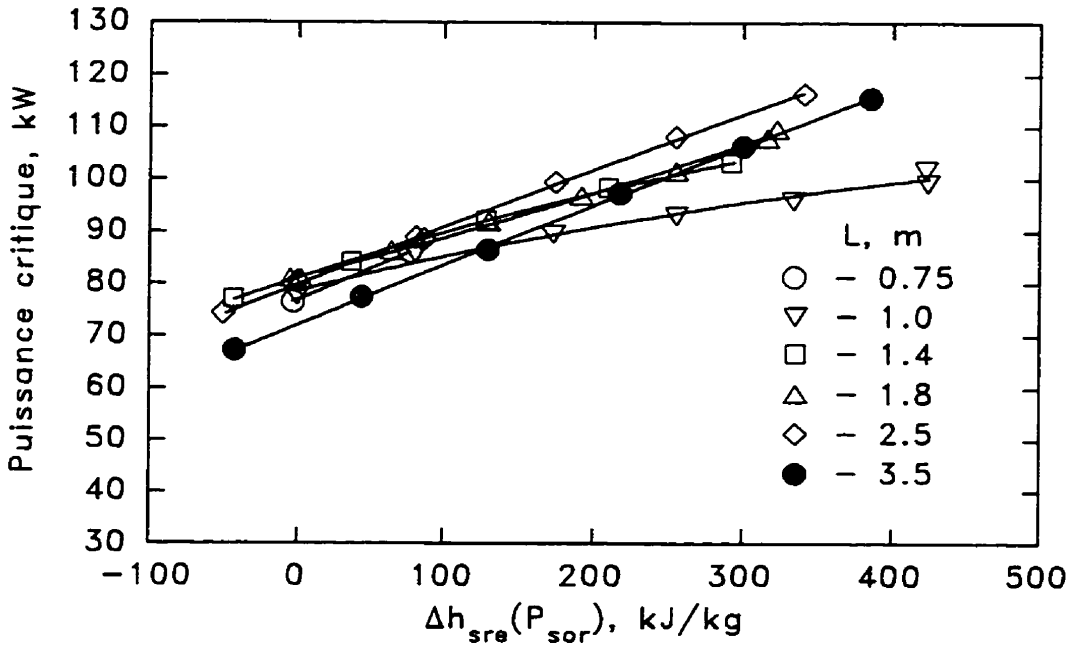


Figure 3.25 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 10.2 *bars*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

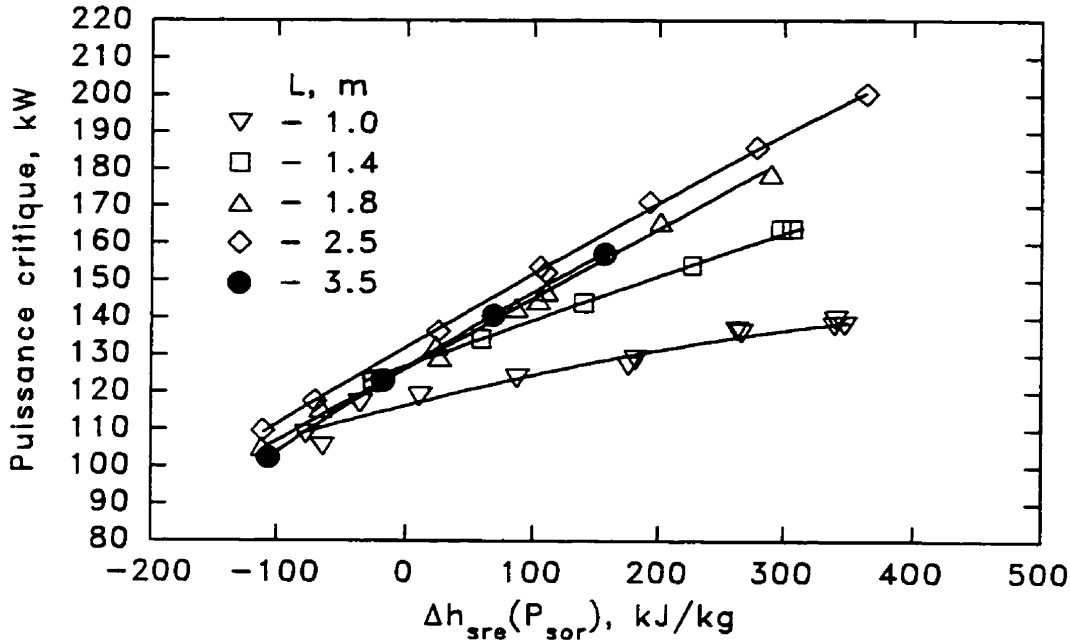


Figure 3.26 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 11.5 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

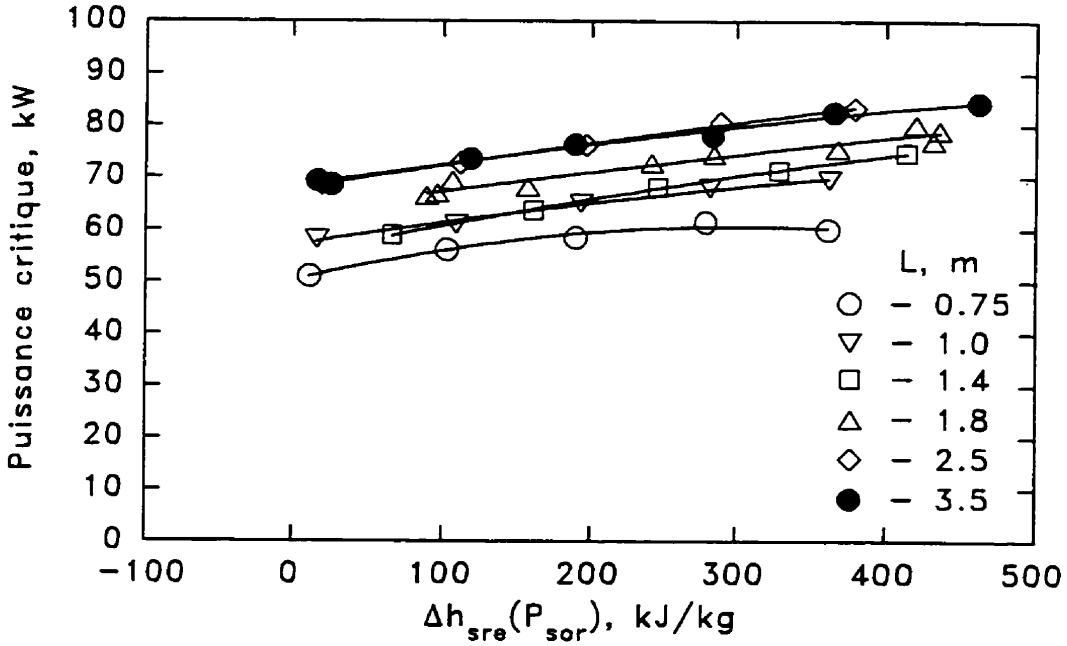


Figure 3.27 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 29.9 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

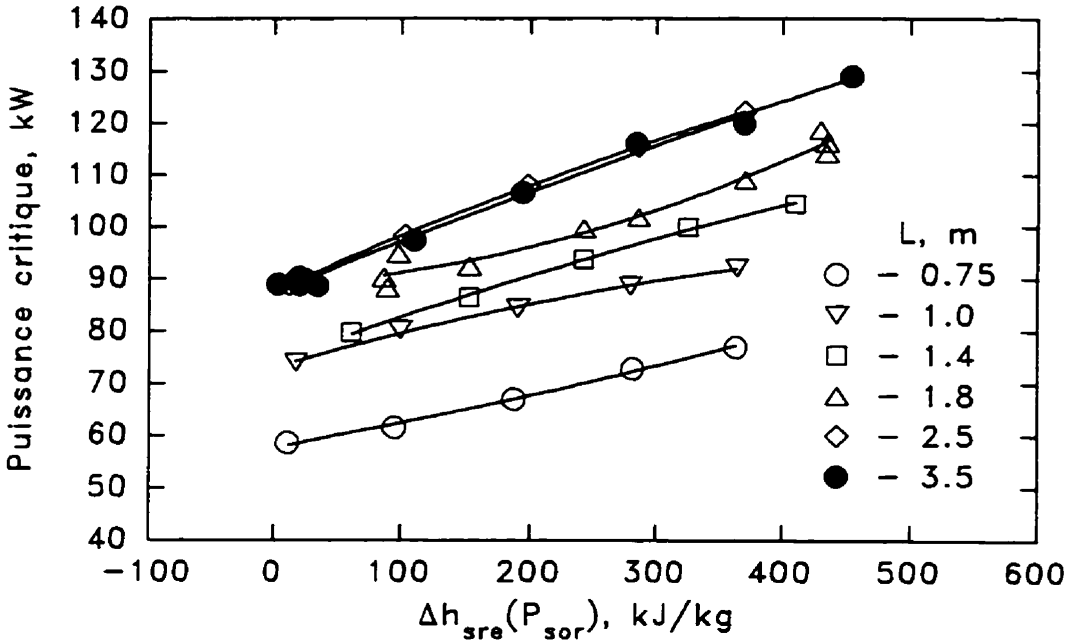


Figure 3.28 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 29.9 *bars*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

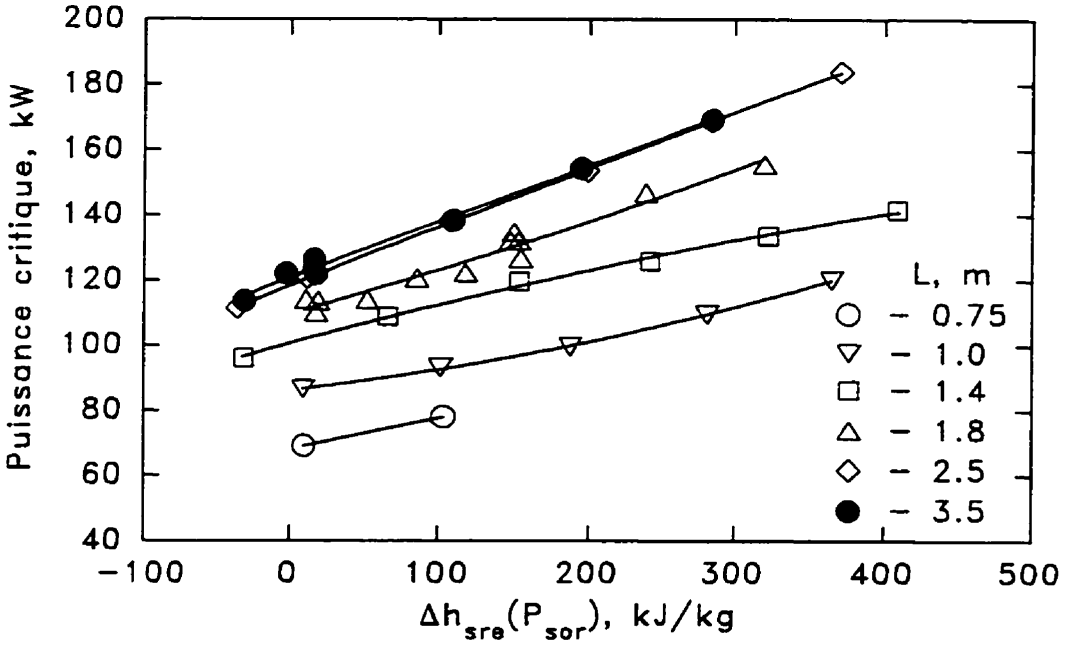


Figure 3.29 Puissance critique en fonction de $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ (P_{sor} = 30.1 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

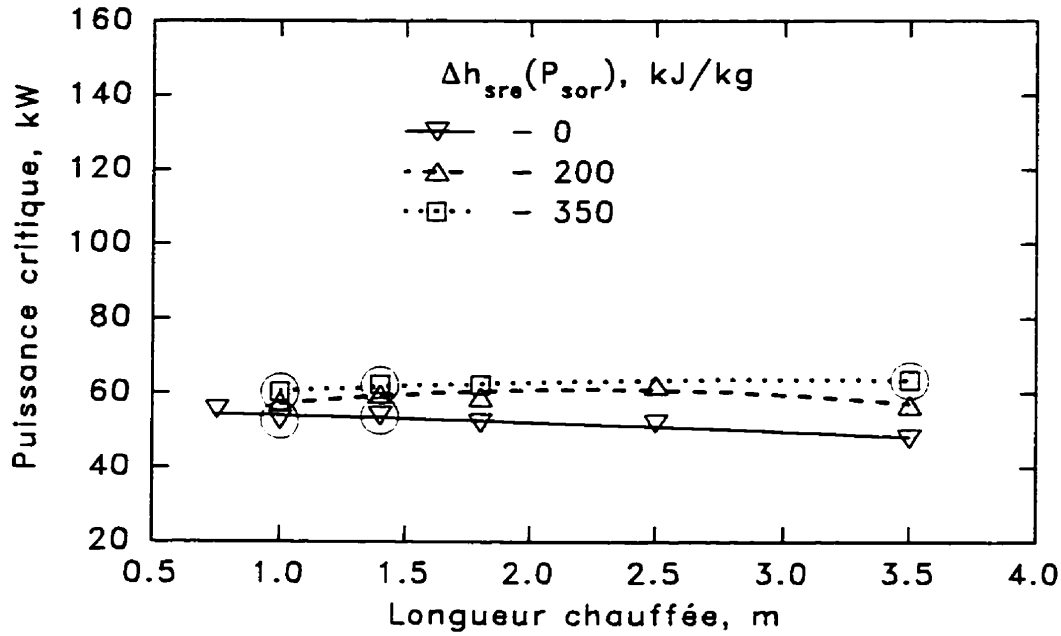


Figure 3.30 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 5.2 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

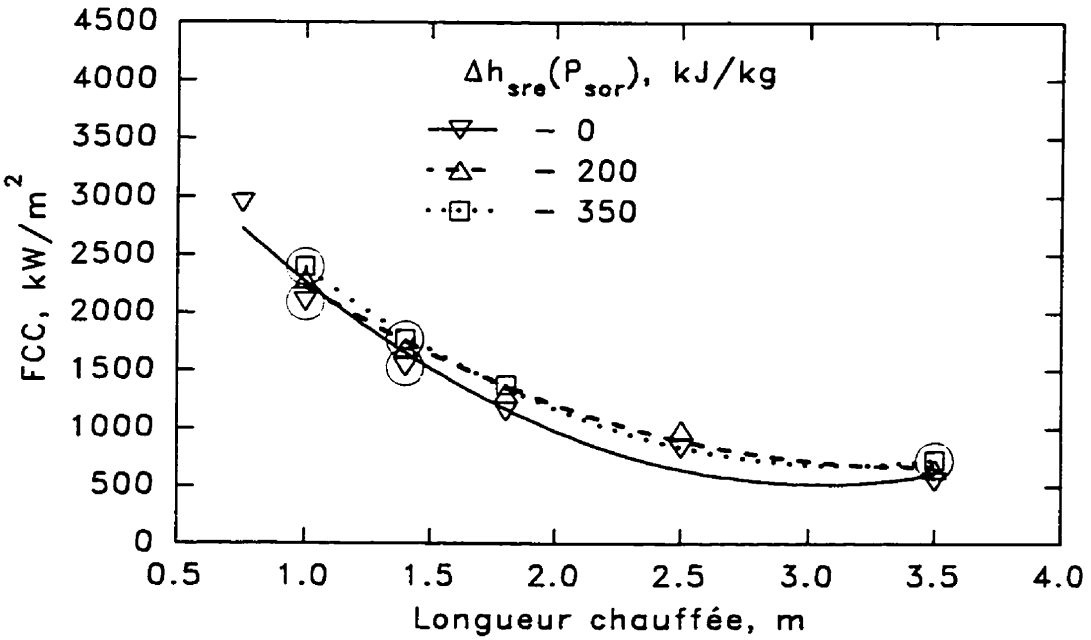


Figure 3.31 FCC en fonction de la longueur chauffée (P_{sor} = 5.2 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

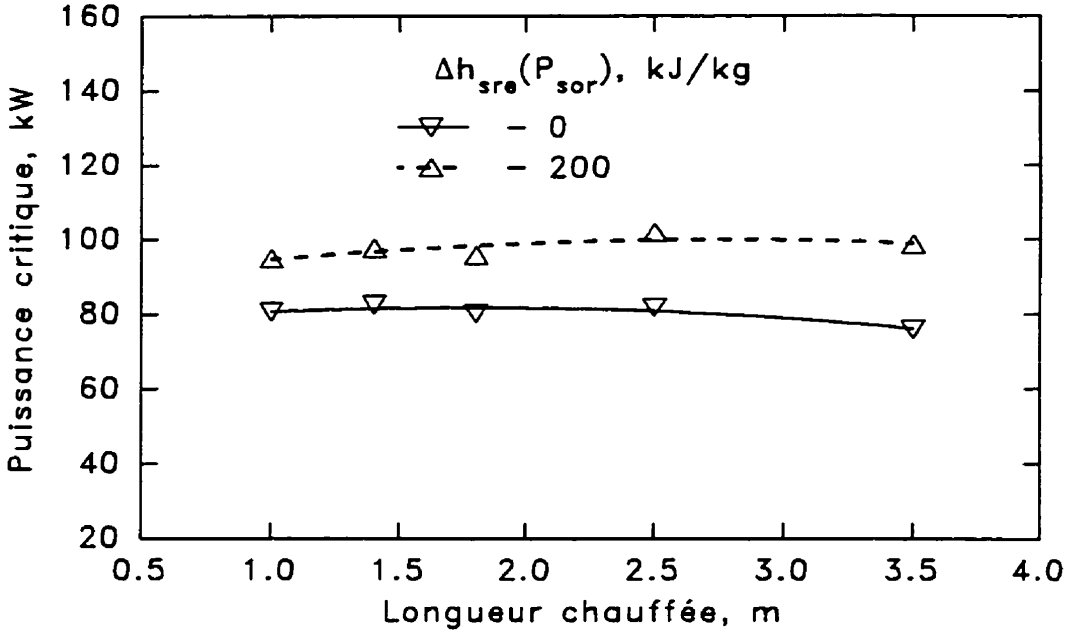


Figure 3.32 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 6.0 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

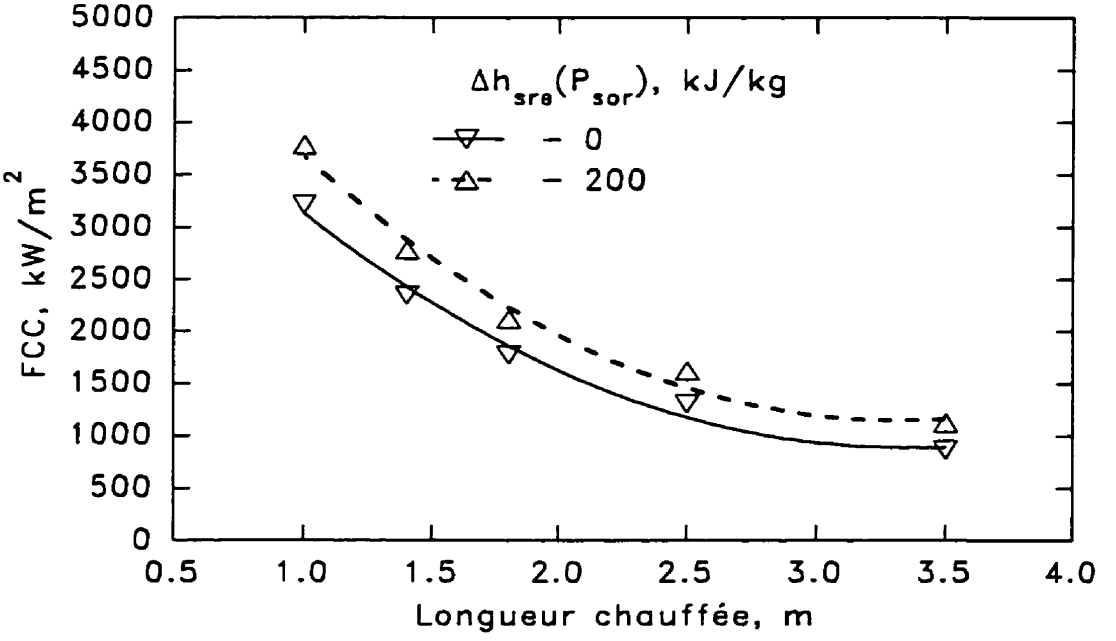


Figure 3.33 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 6.0 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

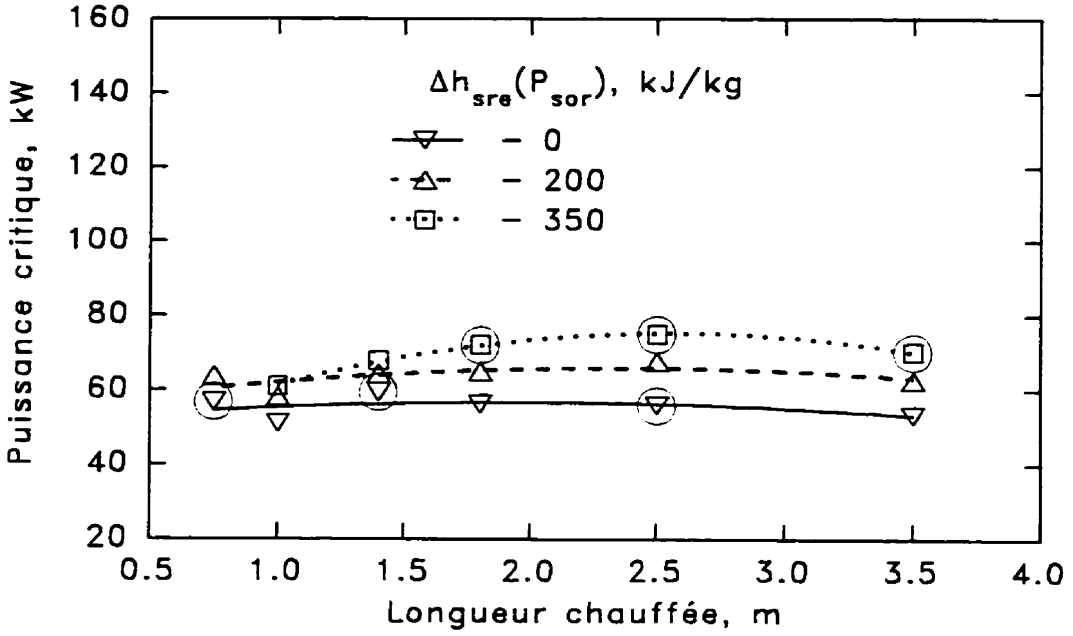


Figure 3.34 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 10.0 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

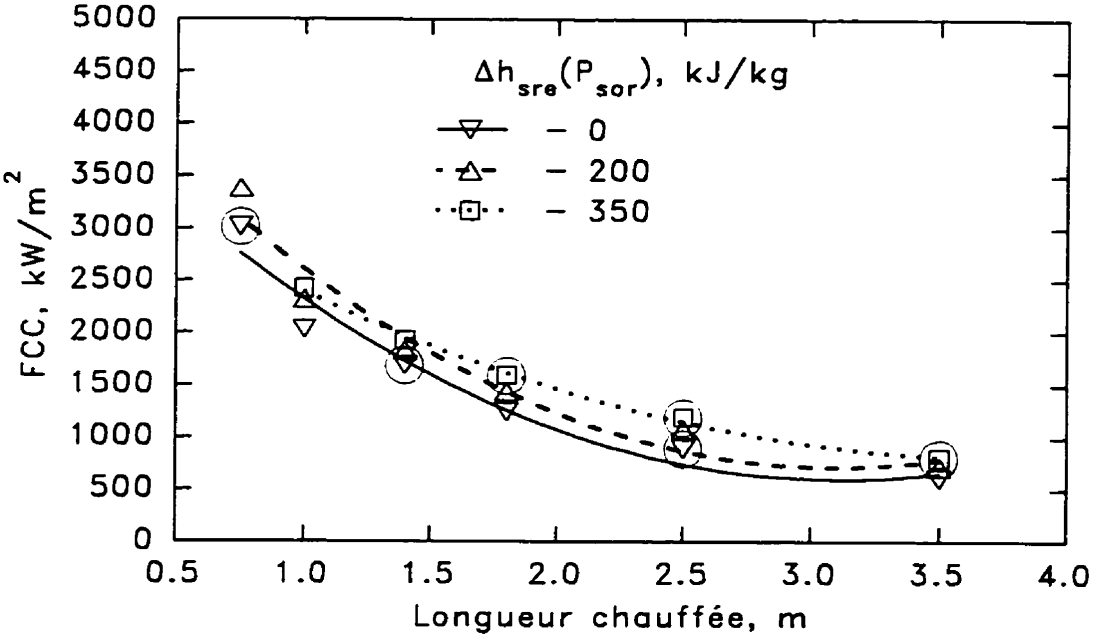


Figure 3.35 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 10.0 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

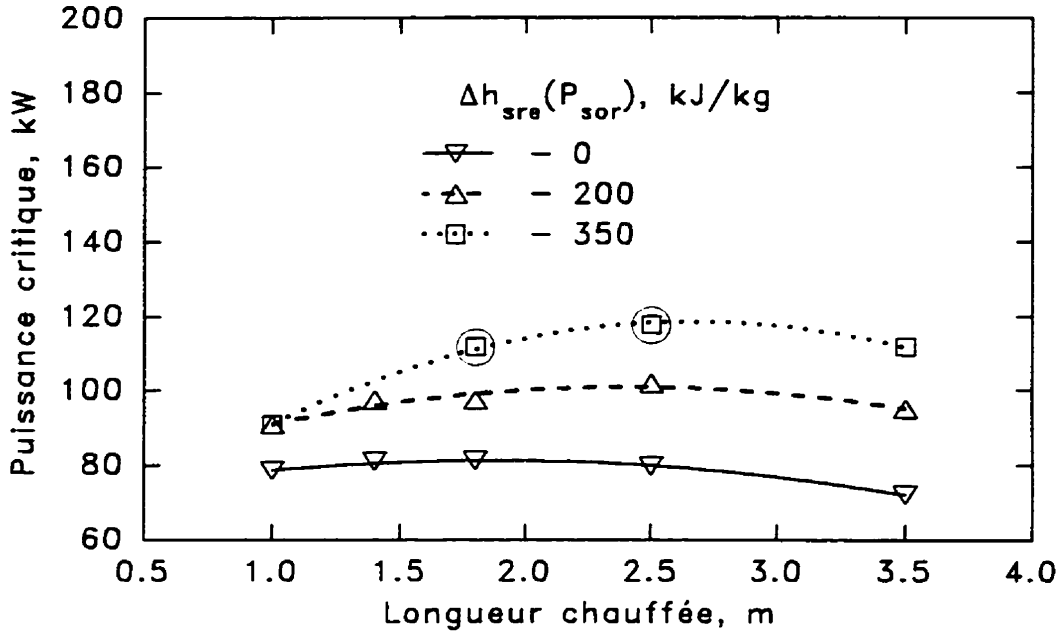


Figure 3.36 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 10.2 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

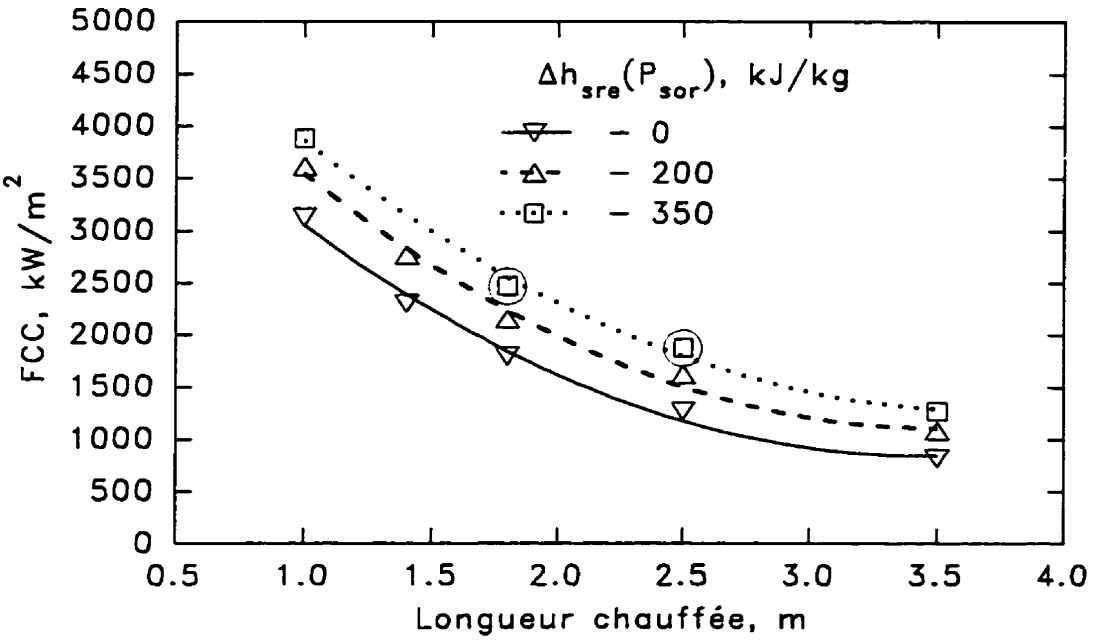


Figure 3.37 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 10.2 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

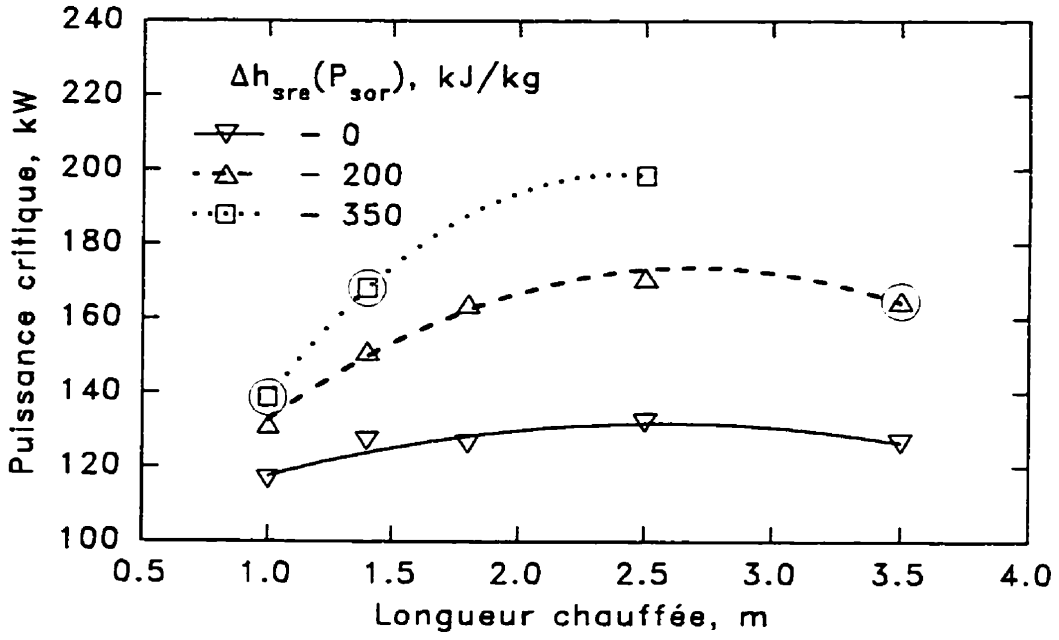


Figure 3.38 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 11.5 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

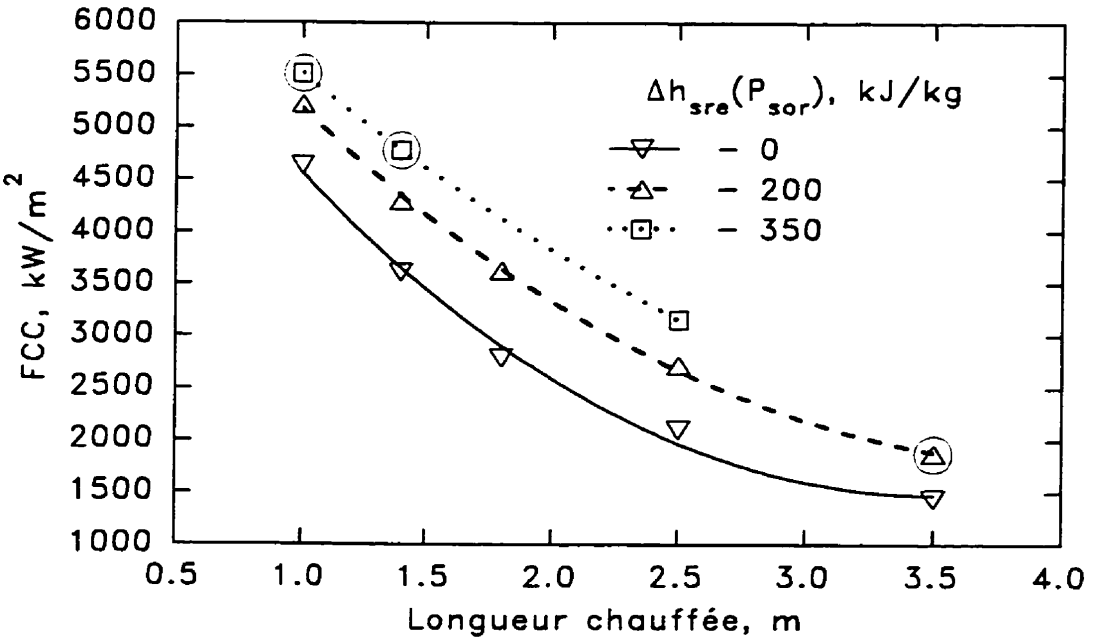


Figure 3.39 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée ($P_{sor} = 11.5$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

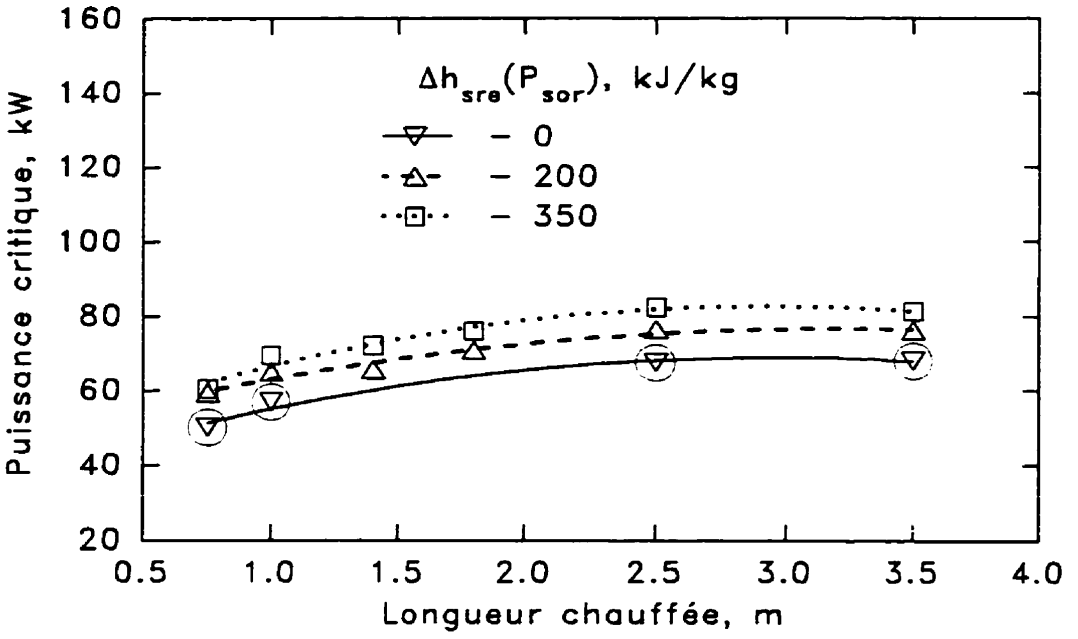


Figure 3.40 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 29.9 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

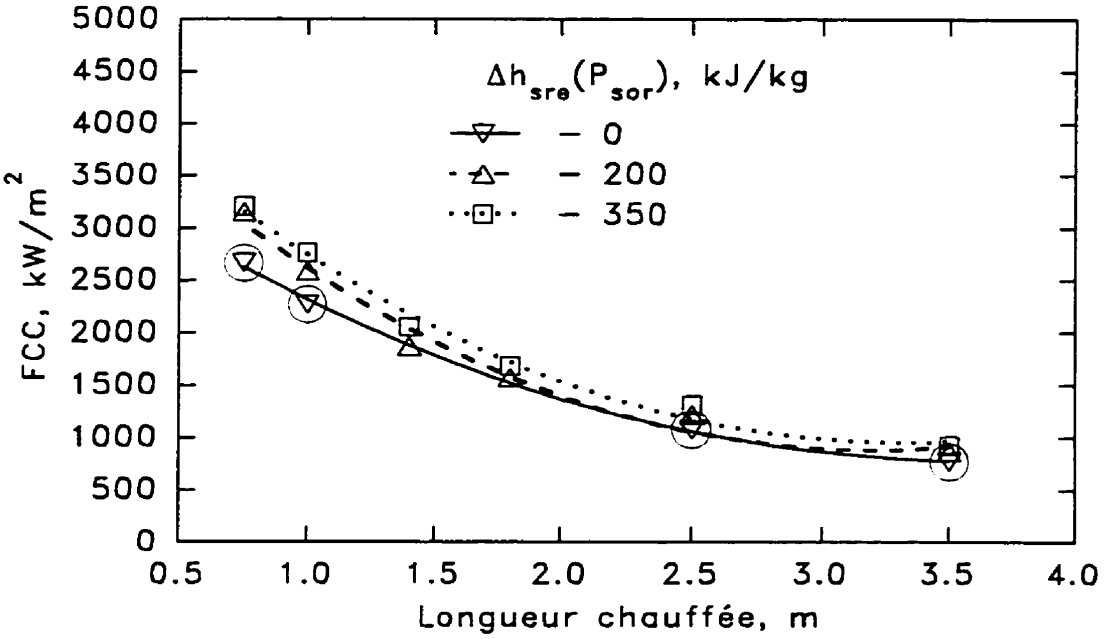


Figure 3.41 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 29.9 $bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

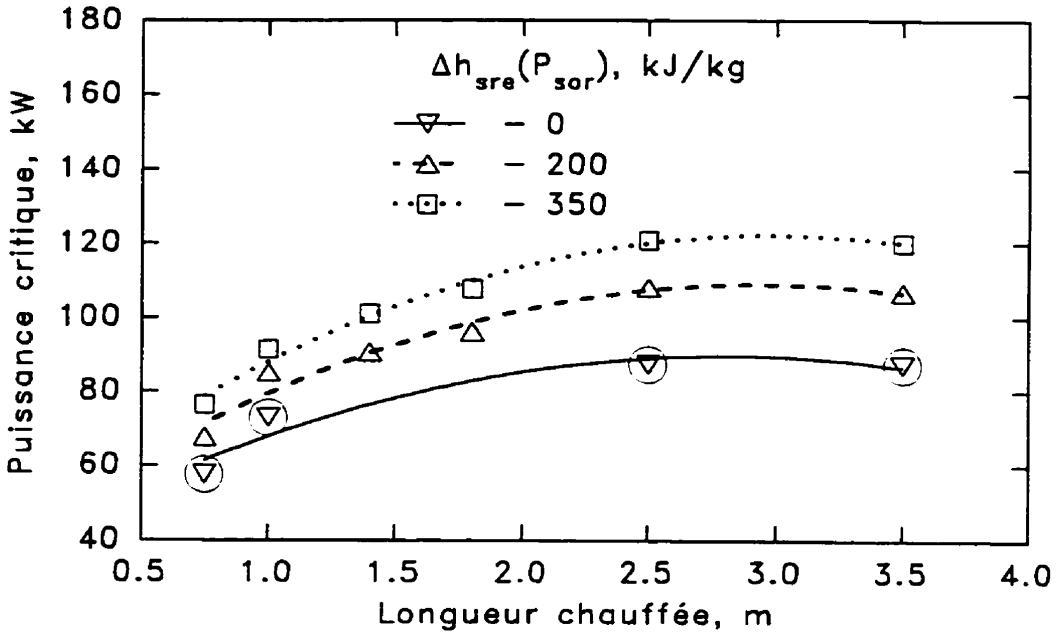


Figure 3.42 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 29.9 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

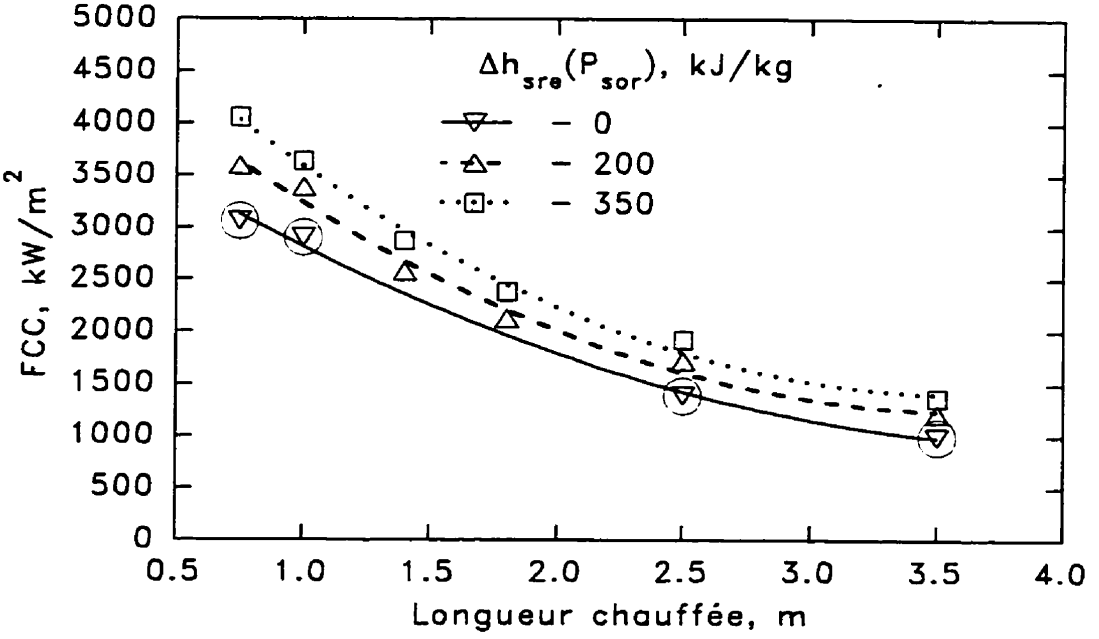


Figure 3.43 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 29.9 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

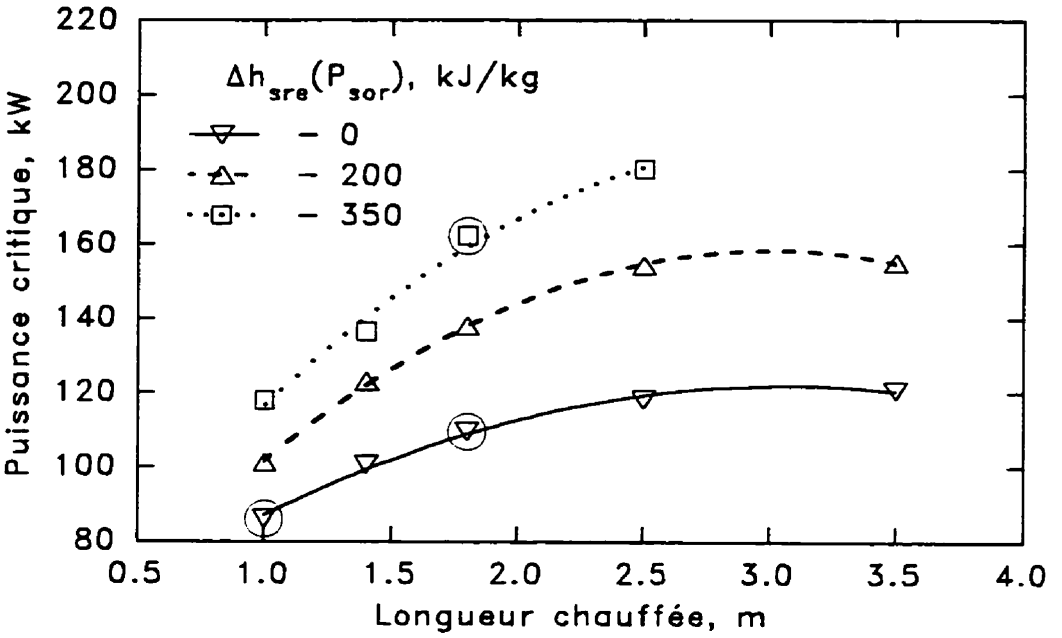


Figure 3.44 Puissance critique en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 30.1 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

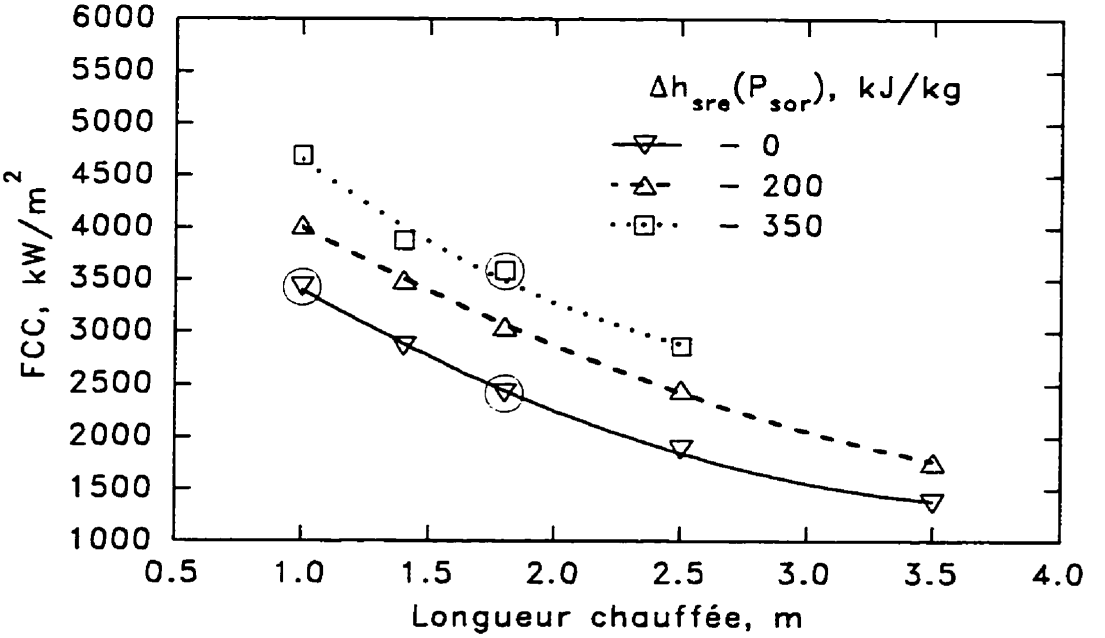


Figure 3.45 FCC en fonction de la longueur de la zone chauffée (P_{sor} = 30.1 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

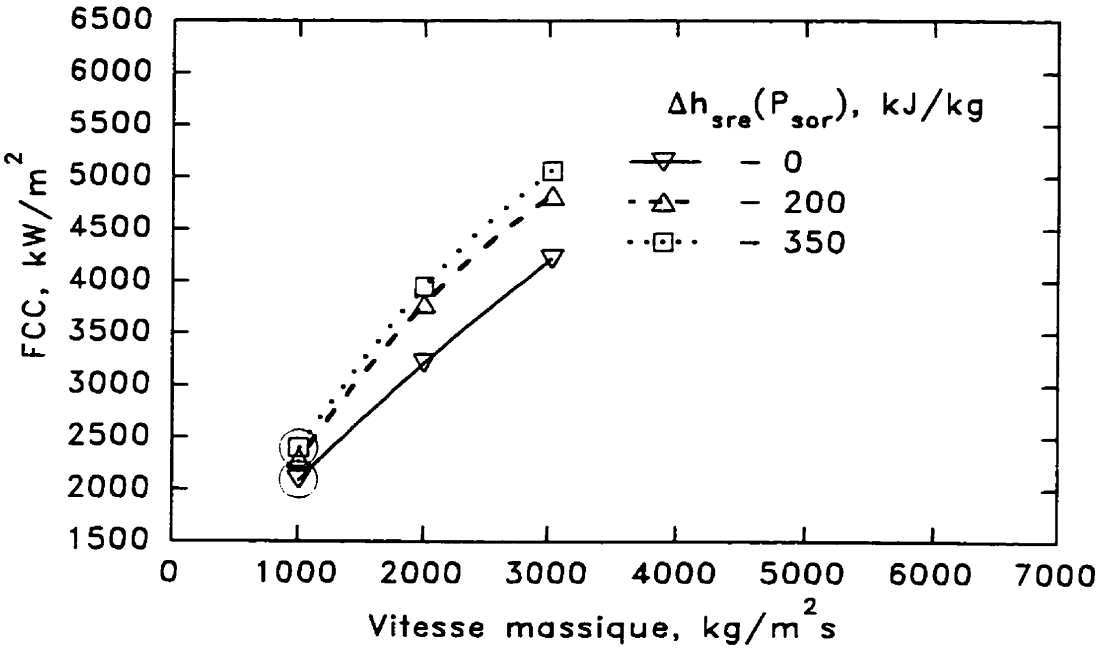


Figure 3.46 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 5 - 9\ bars$)

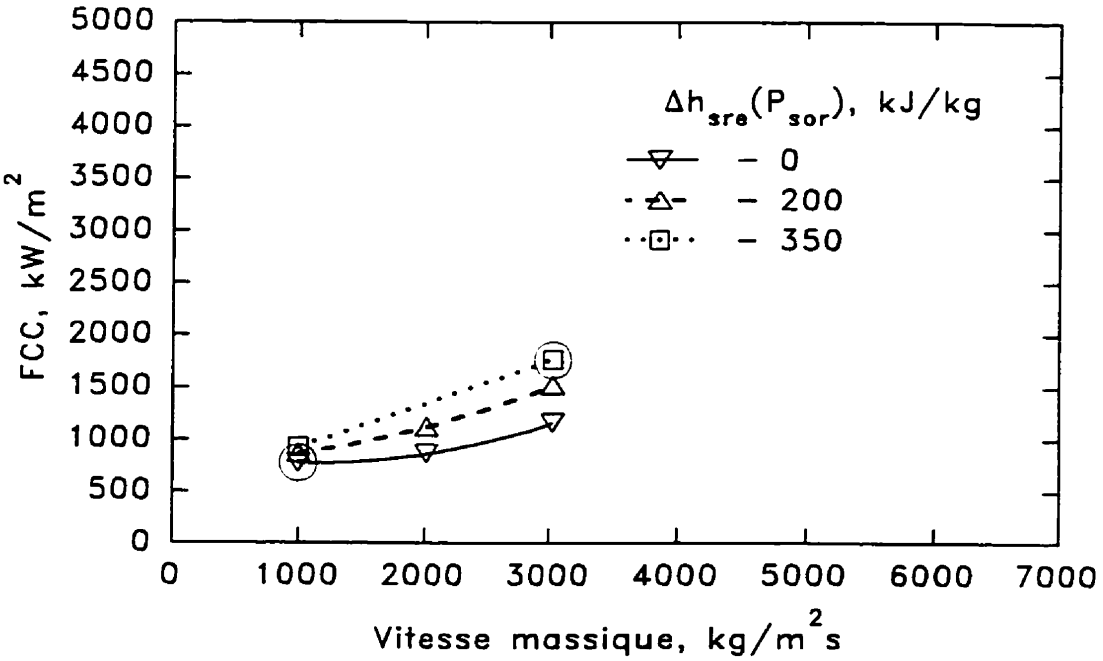


Figure 3.47 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 5 - 9\ bars$)

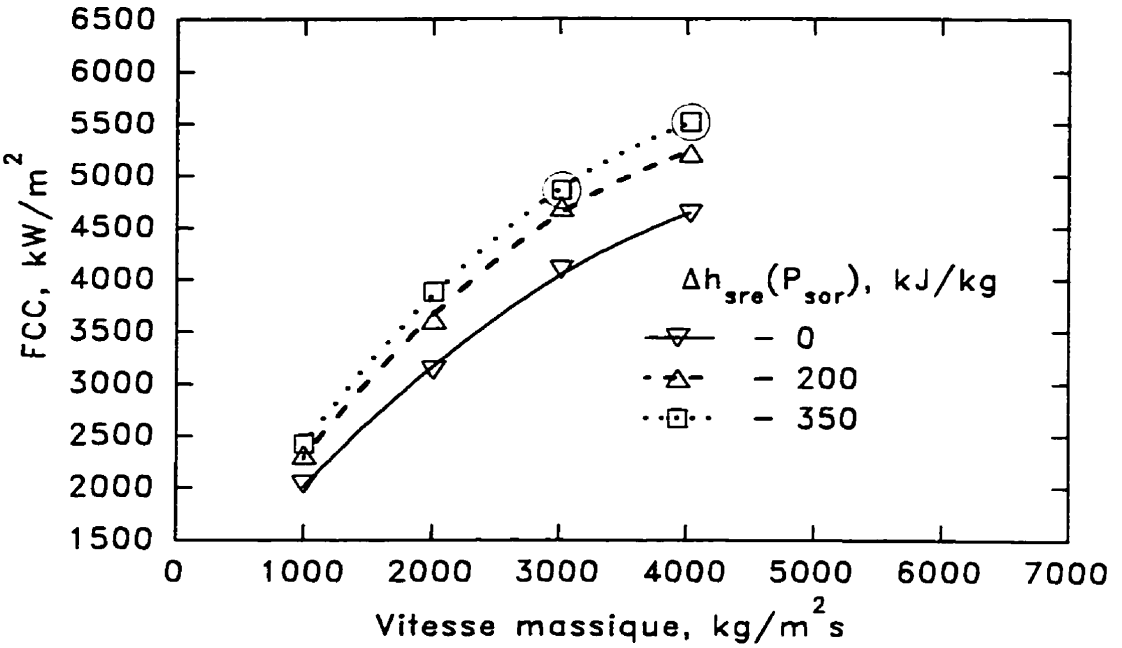


Figure 3.48 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10-12\ bars$)

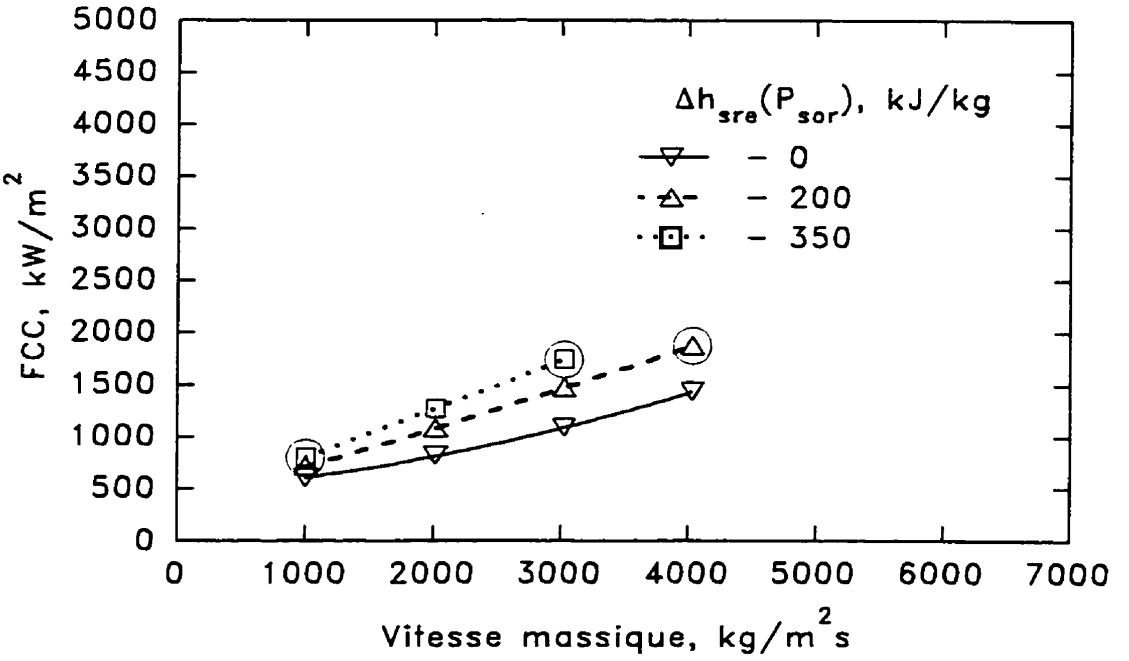


Figure 3.49 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10-12\ bars$)

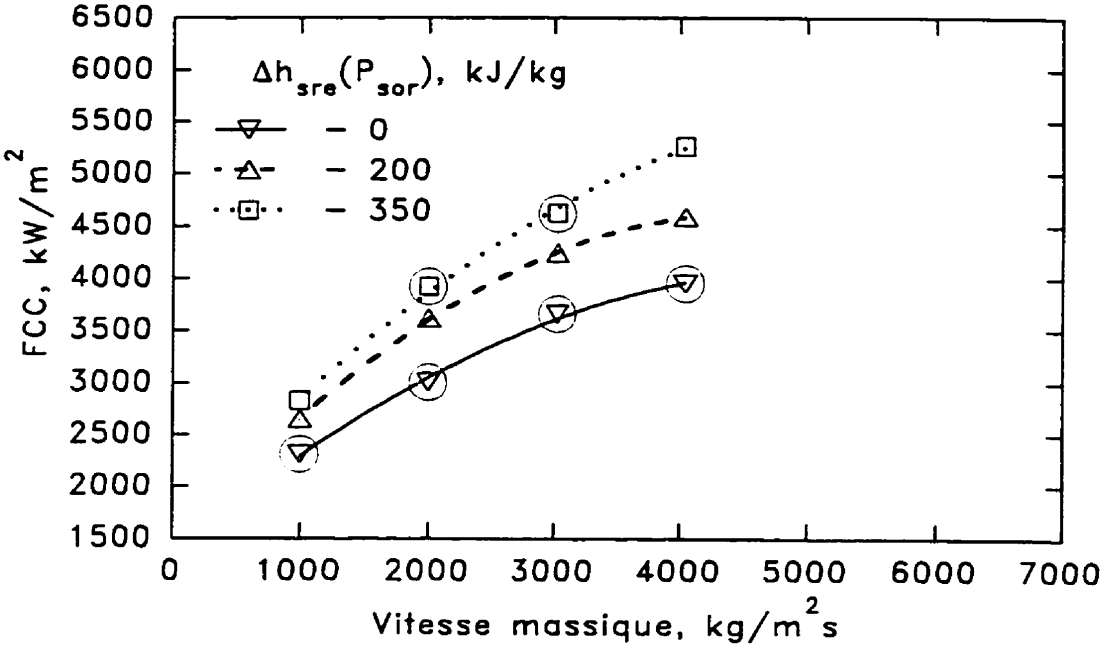


Figure 3.50 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 20\ bars$)

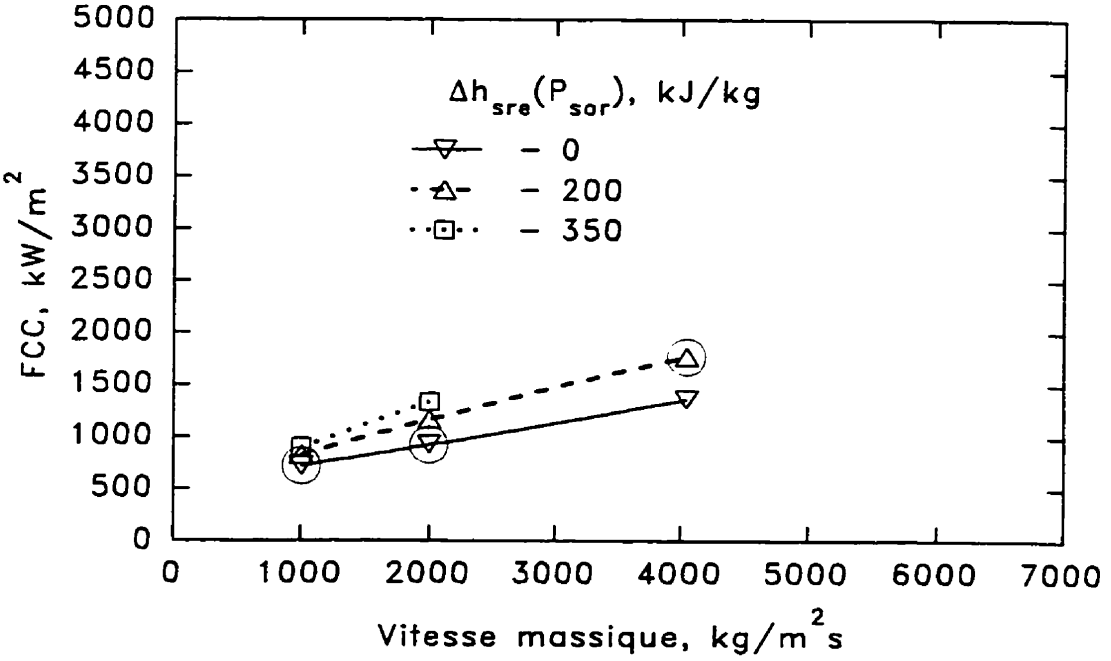


Figure 3.51 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 20\ bars$)

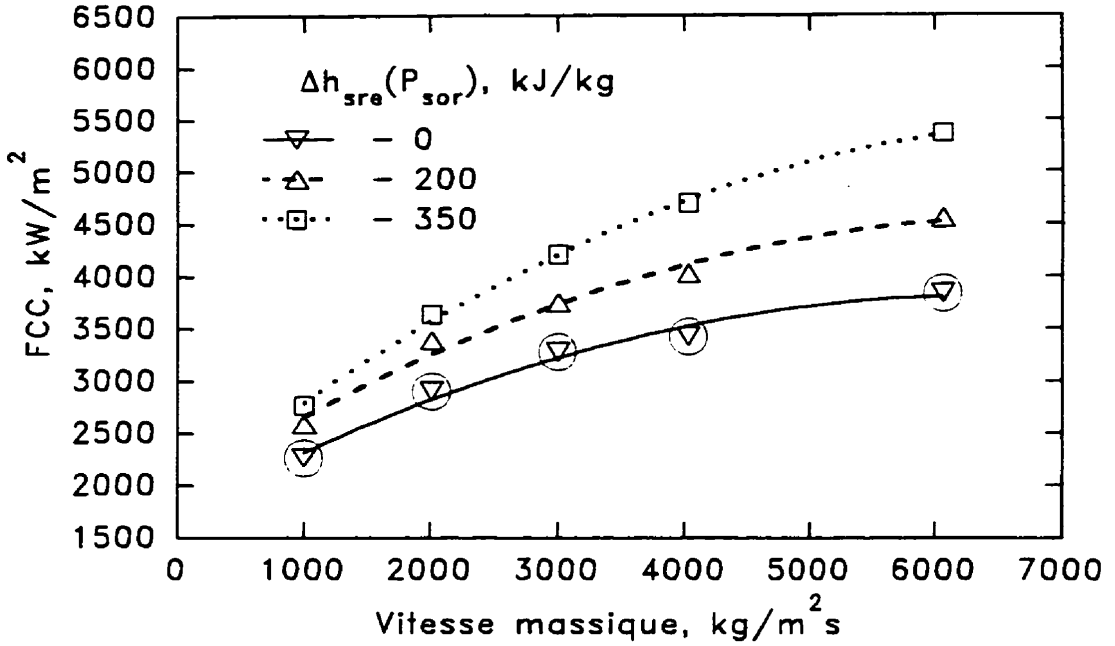


Figure 3.52 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 30\ bars$)

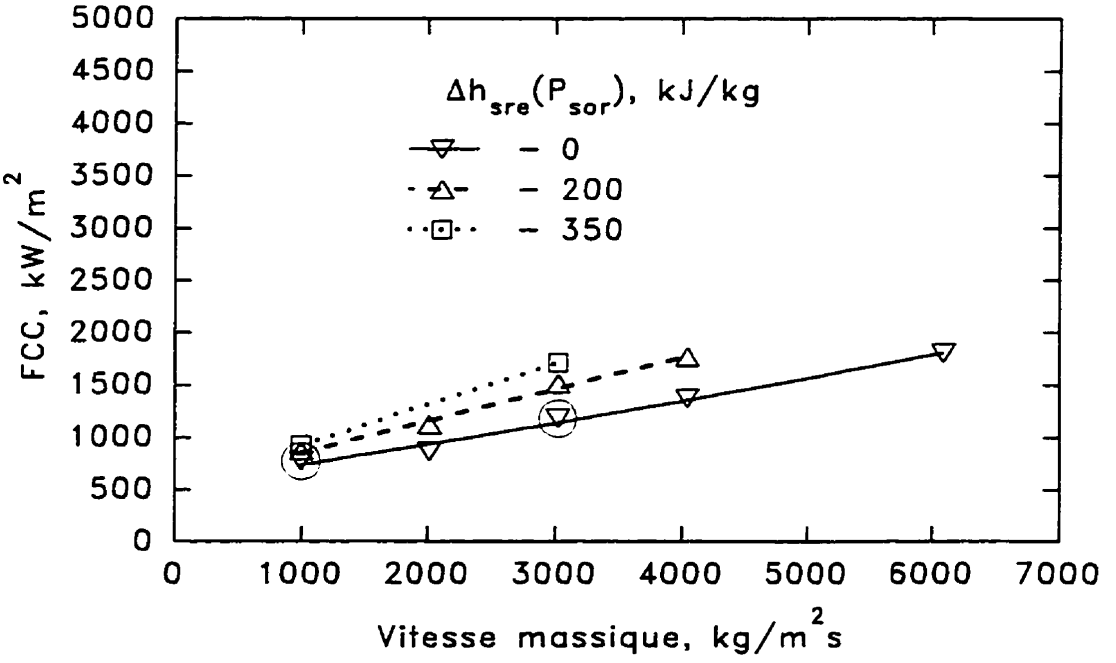


Figure 3.53 FCC en fonction de la vitesse massique ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 30\ bars$)

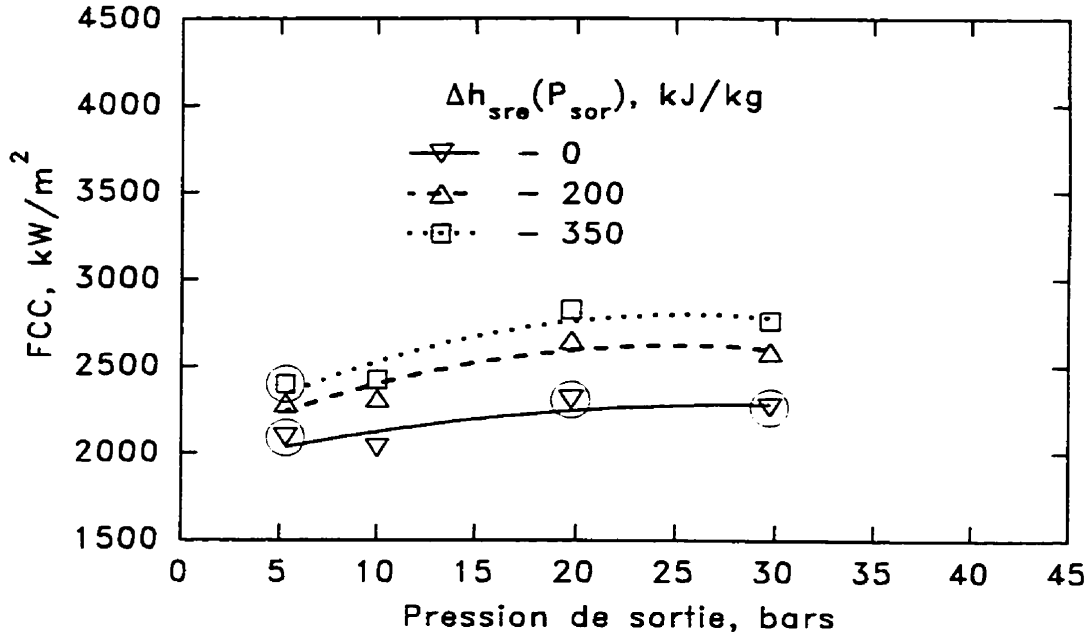


Figure 3.54 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 1.0 m; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

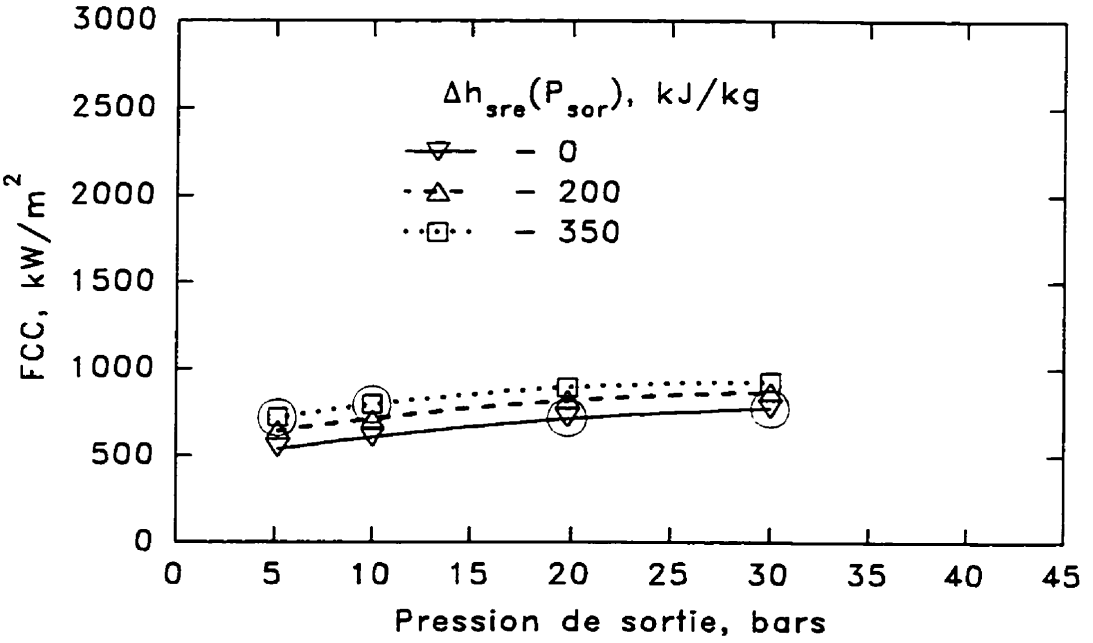


Figure 3.55 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 3.5 m; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

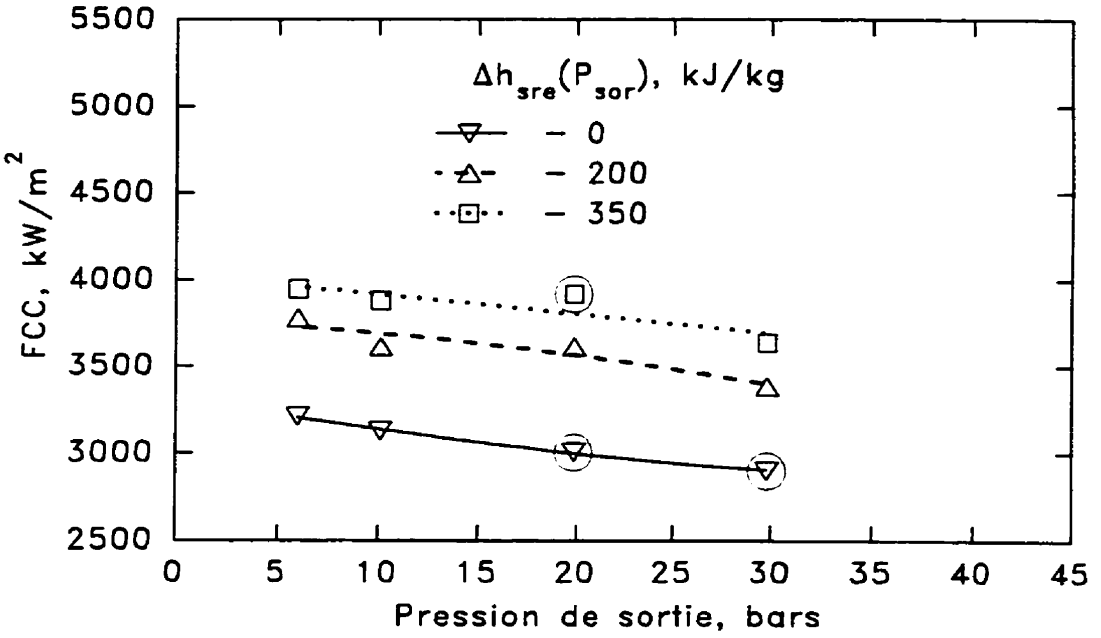


Figure 3.56 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 1.0 m; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

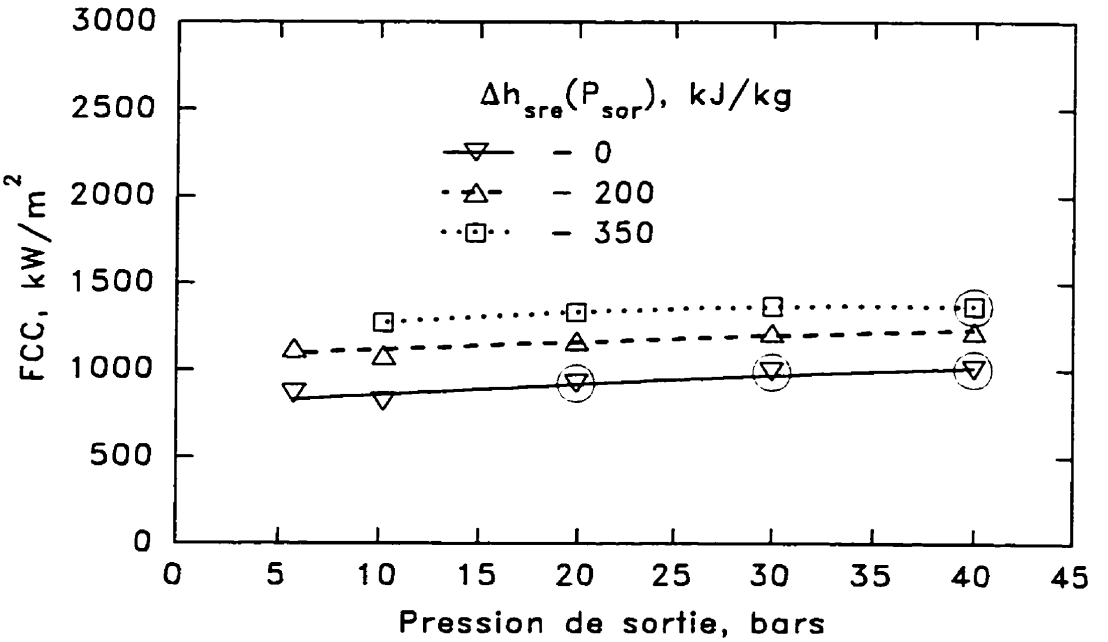


Figure 3.57 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 3.5 m; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

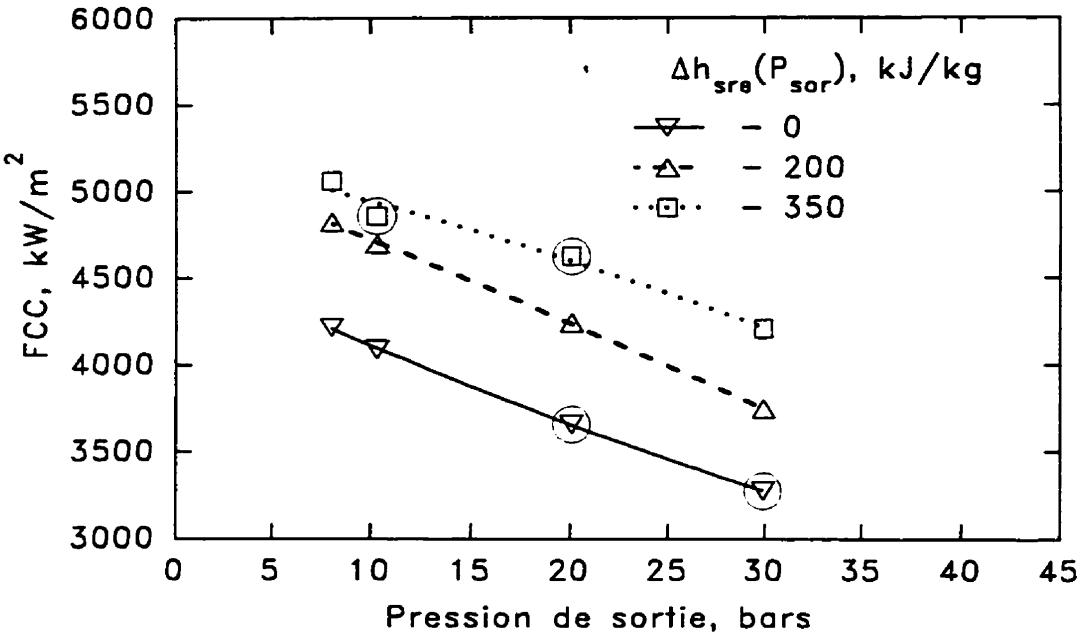


Figure 3.58 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 1.0 m; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

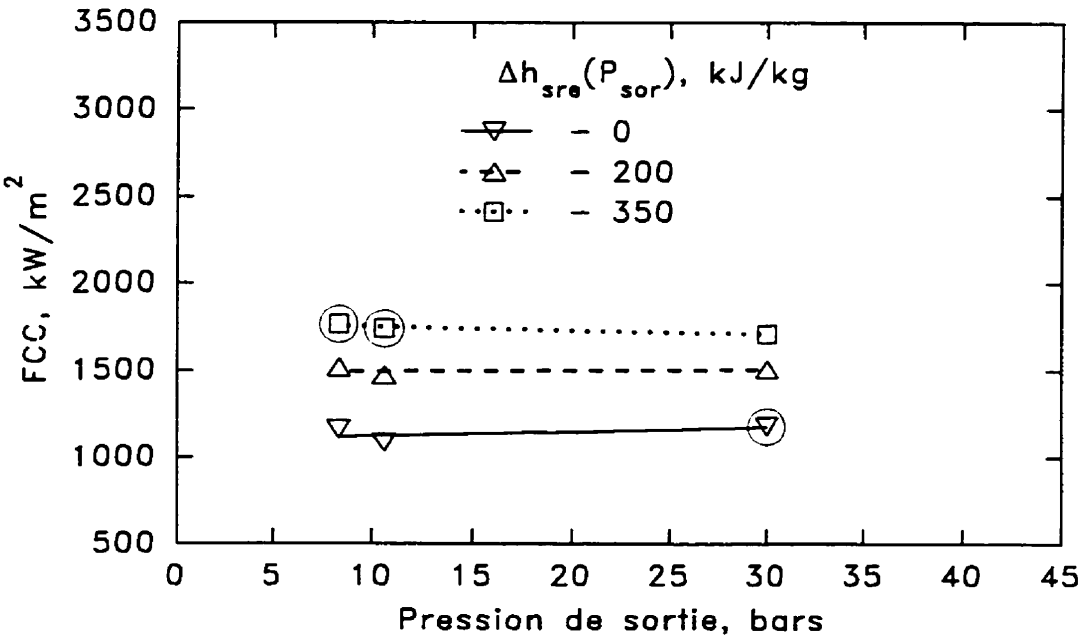


Figure 3.59 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 3.5 m; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

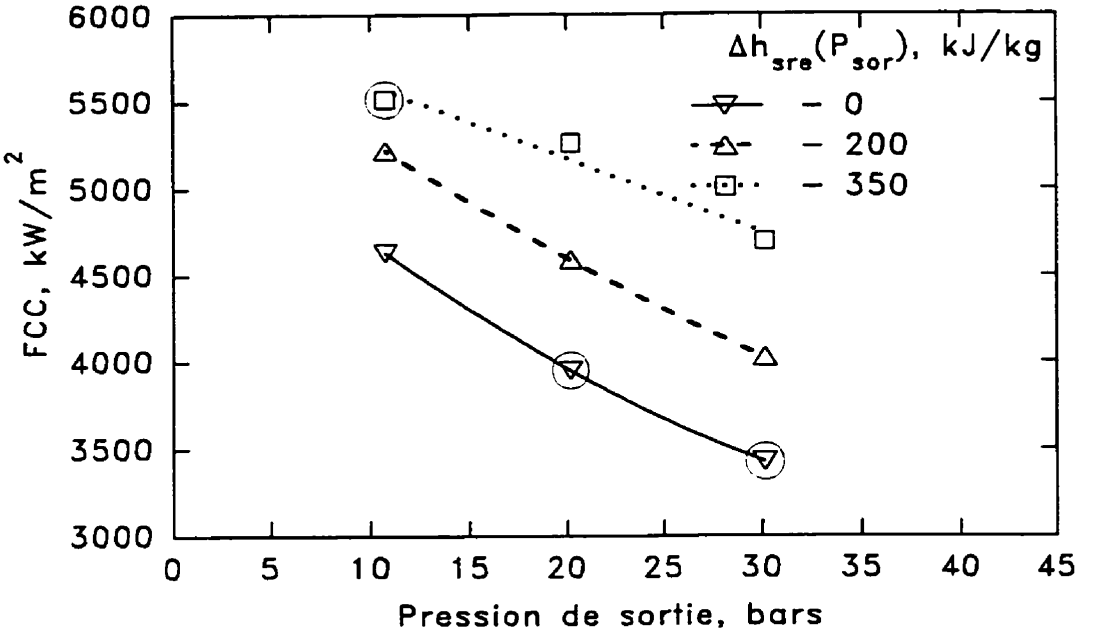


Figure 3.60 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 1.0 m; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

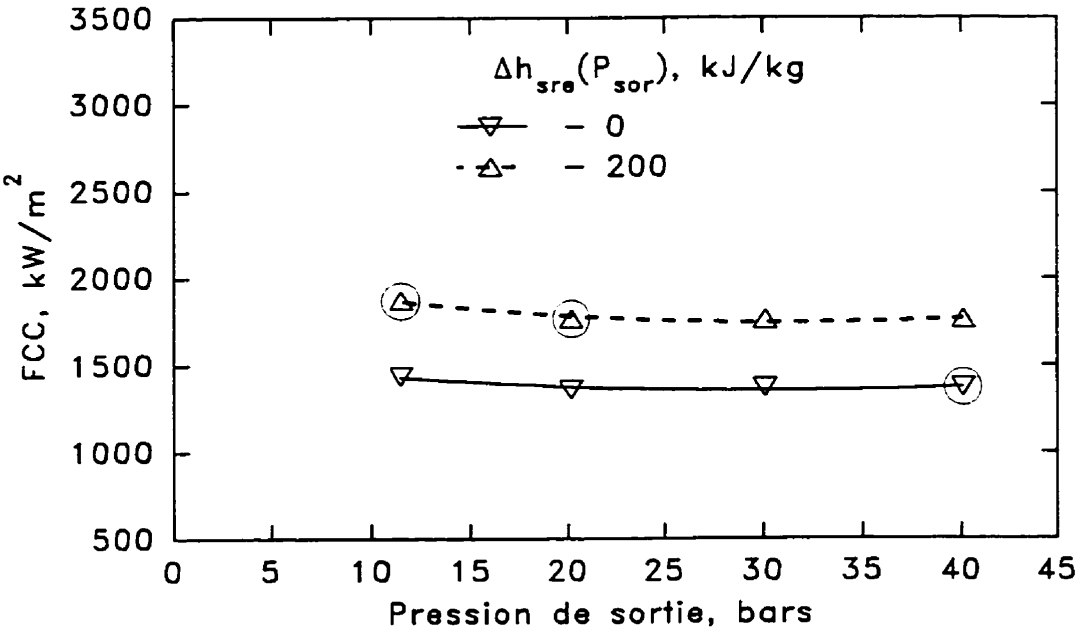


Figure 3.61 FCC en fonction de la pression à la sortie de la zone chauffée (L = 3.5 m; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

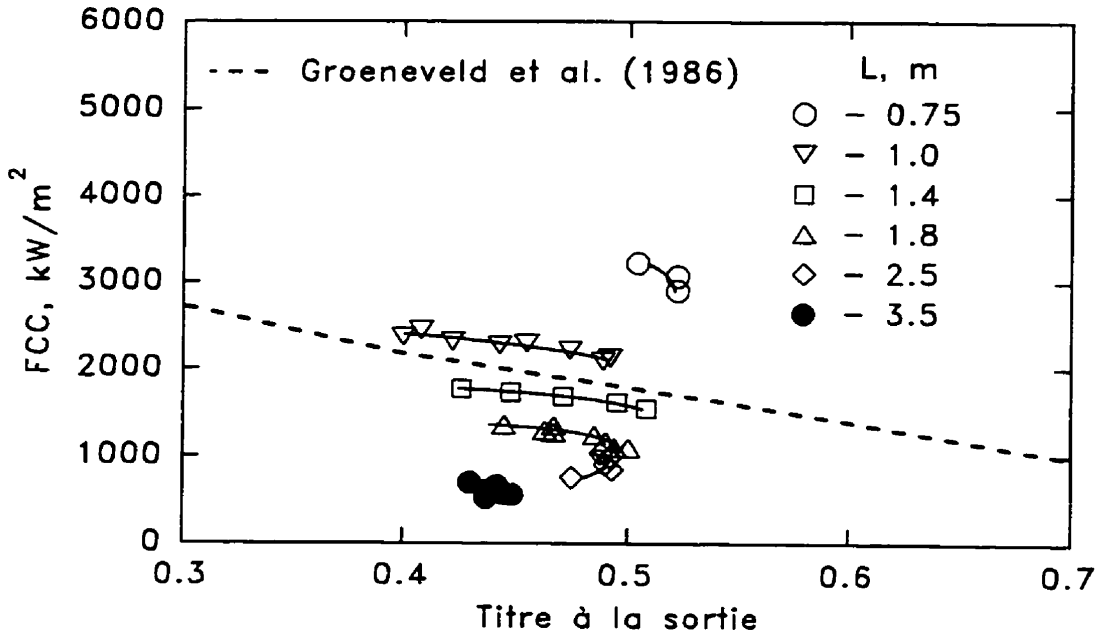


Figure 3.62 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 5.2 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

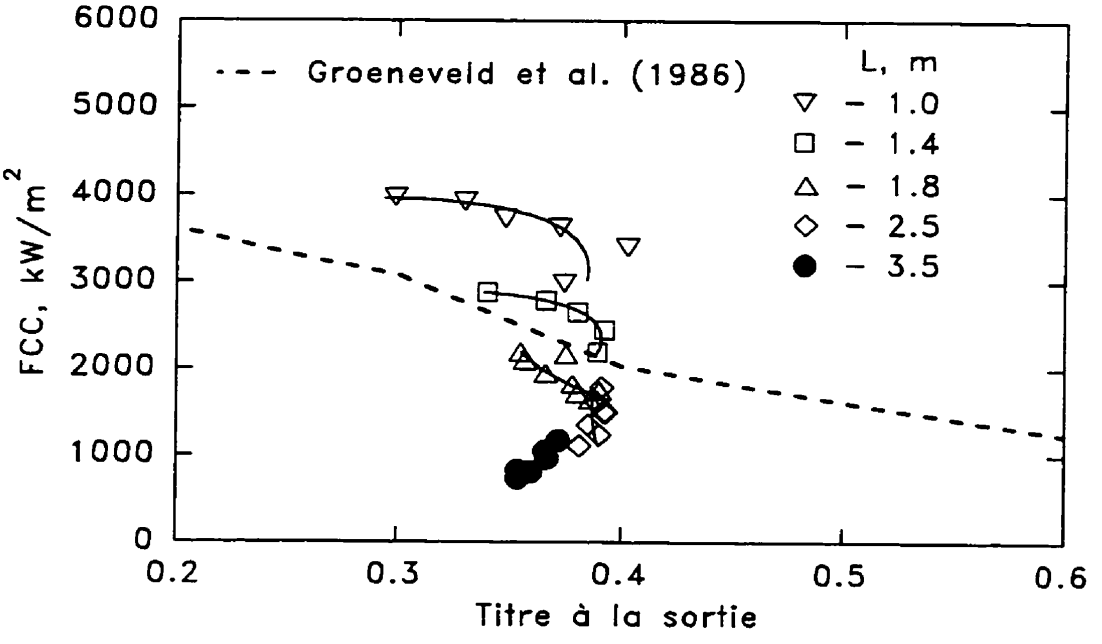


Figure 3.63 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 6.0 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

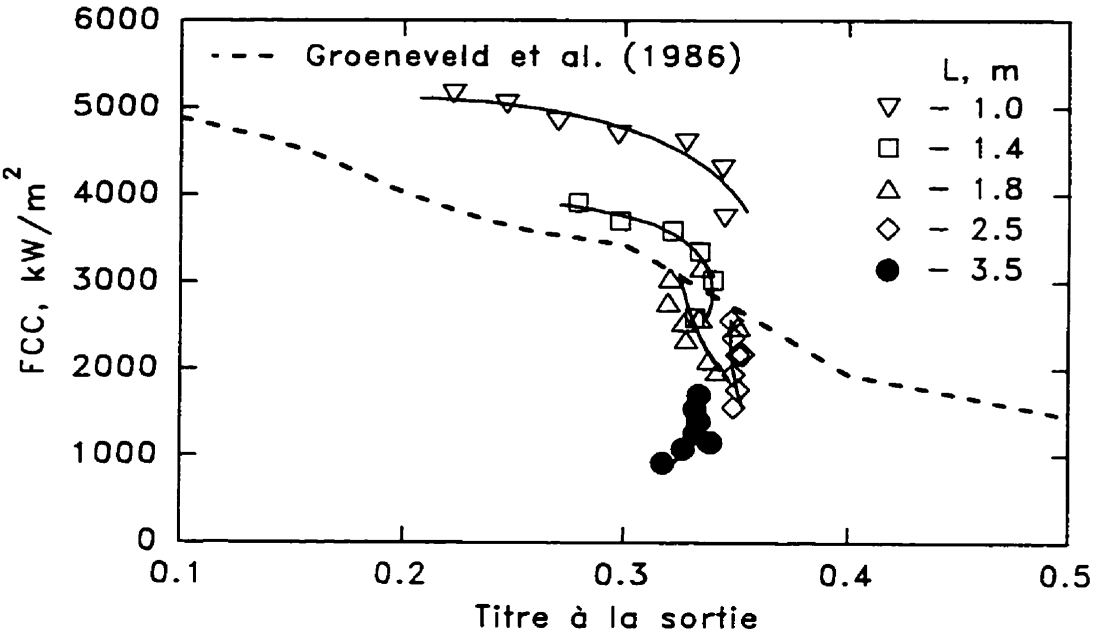


Figure 3.64 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 8.5 *bars*; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

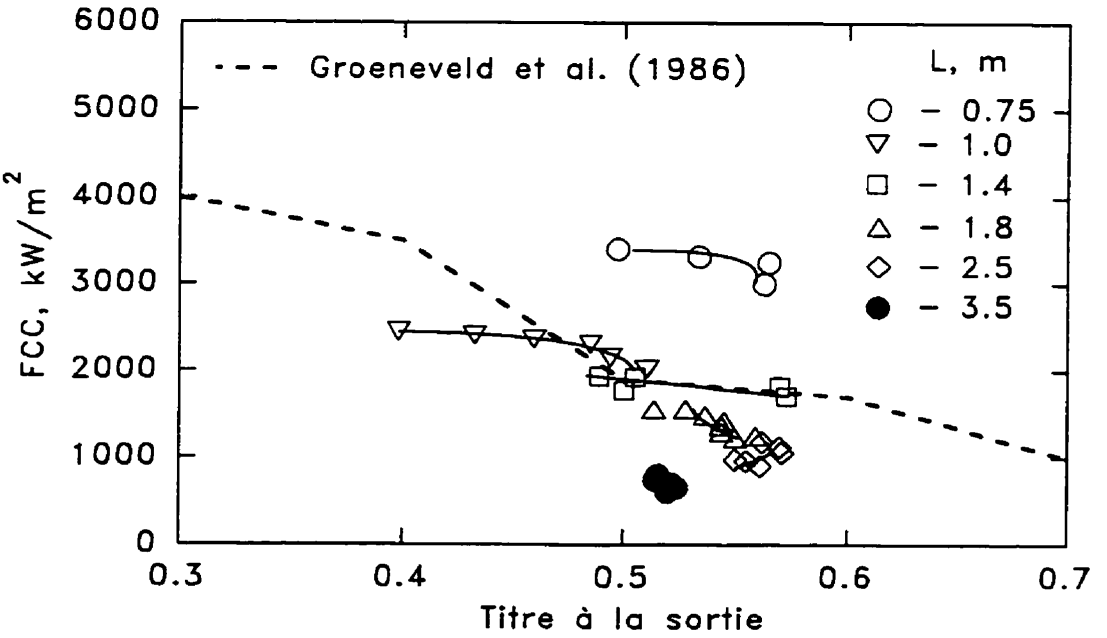


Figure 3.65 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 10.0 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

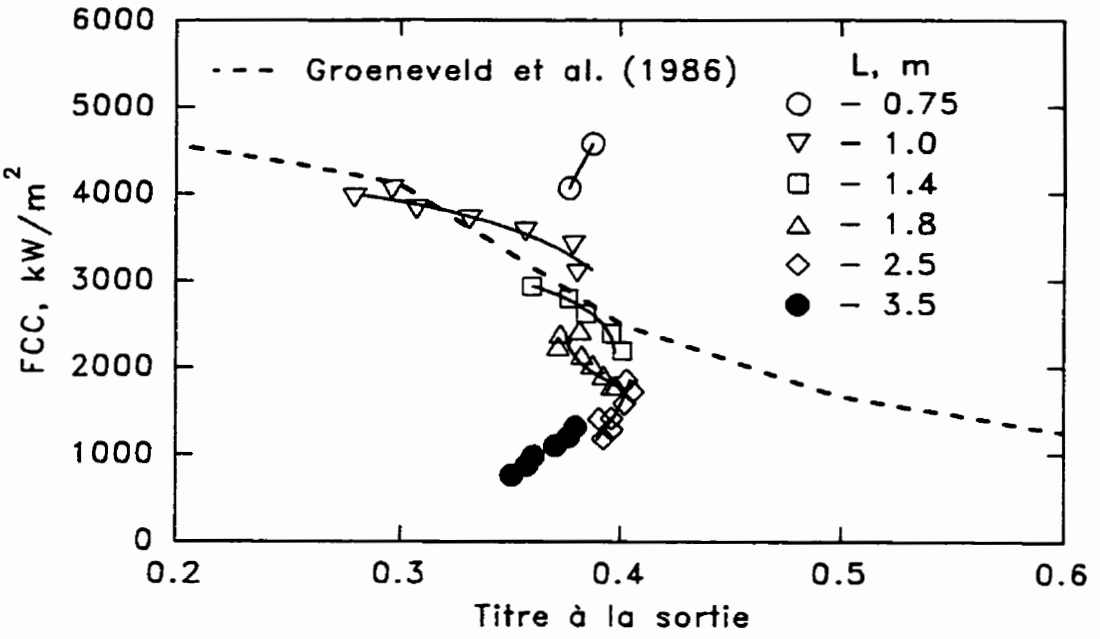


Figure 3.66 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 10.2 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

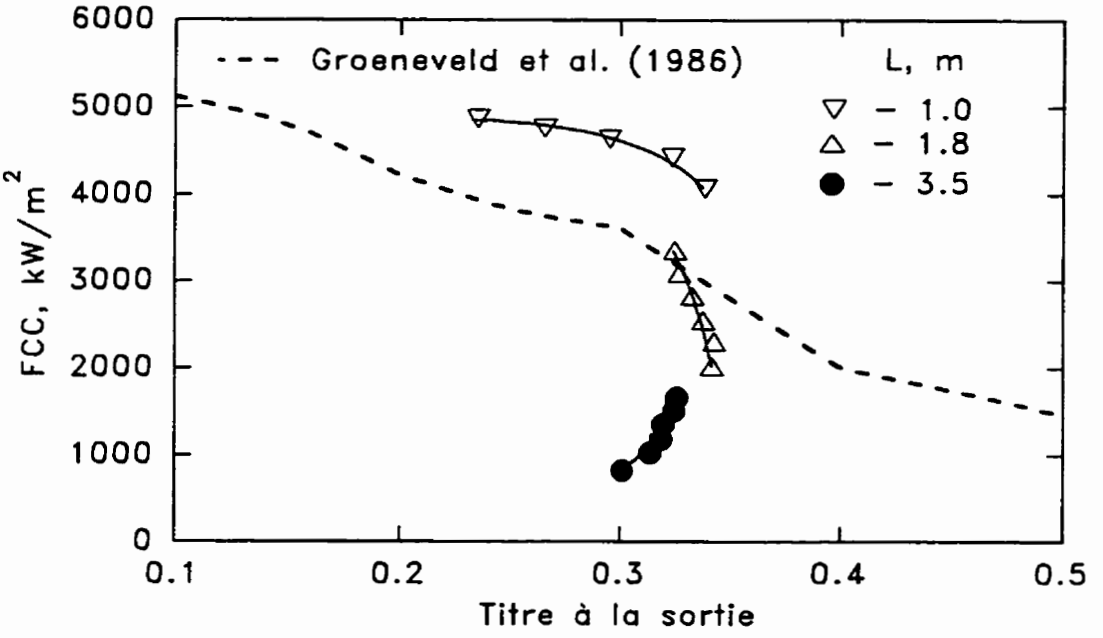


Figure 3.67 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 10.4 *bars*; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

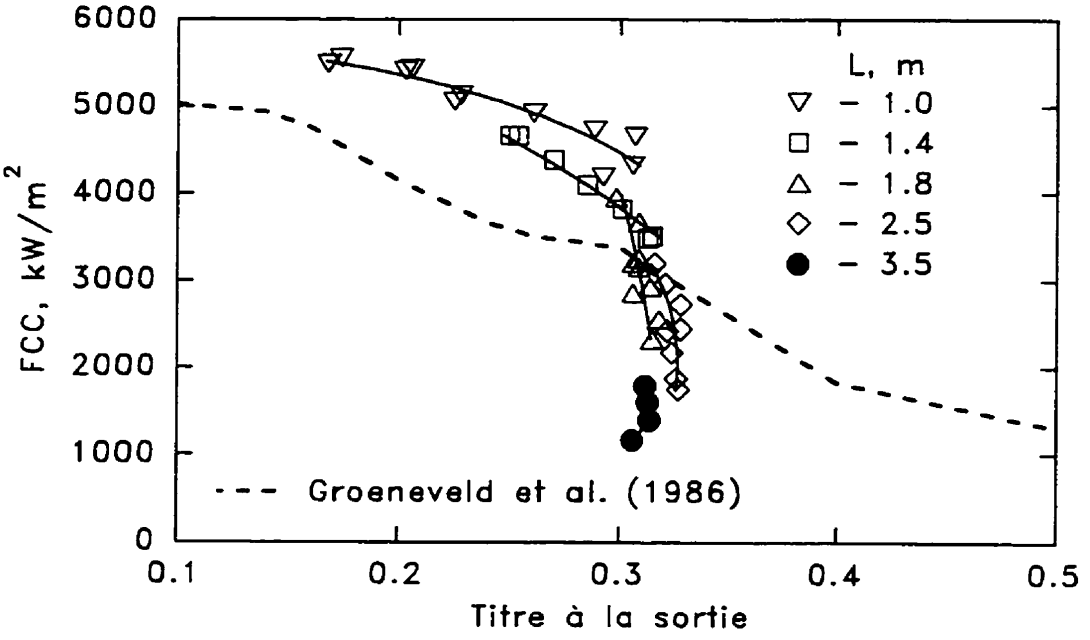


Figure 3.68 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 11.5 *bars*: $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

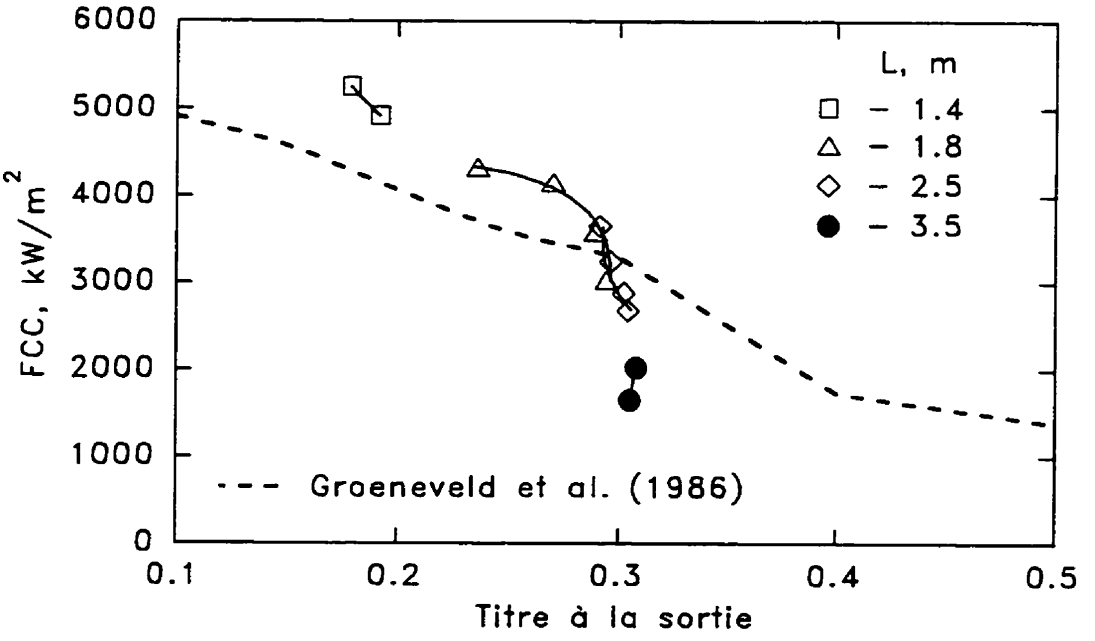


Figure 3.69 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 17.0 *bars*; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

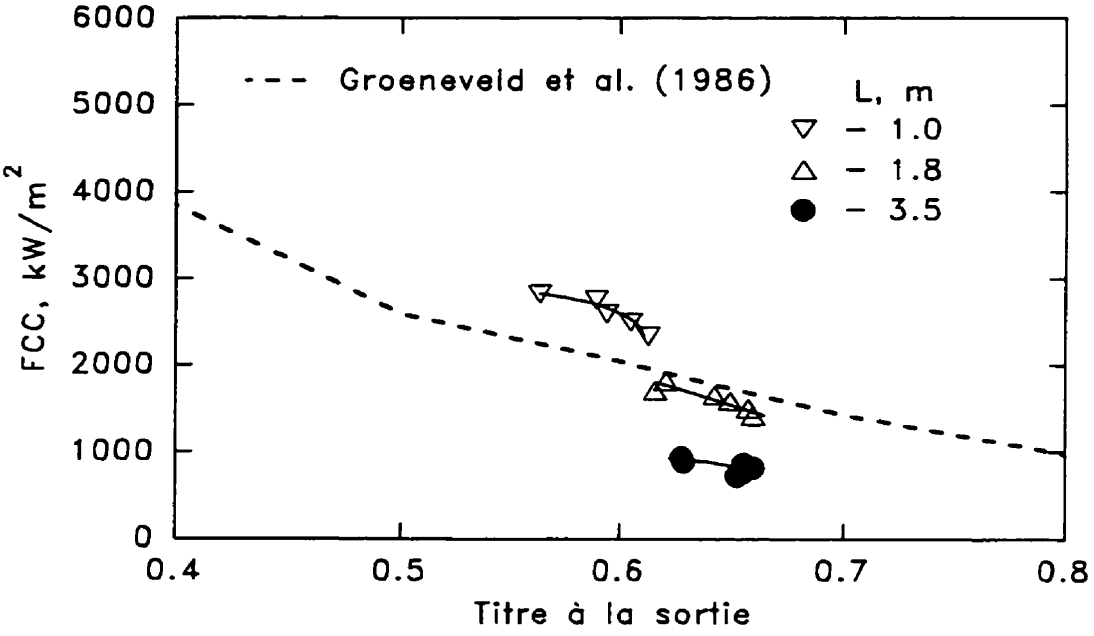


Figure 3.70 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 19.8 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

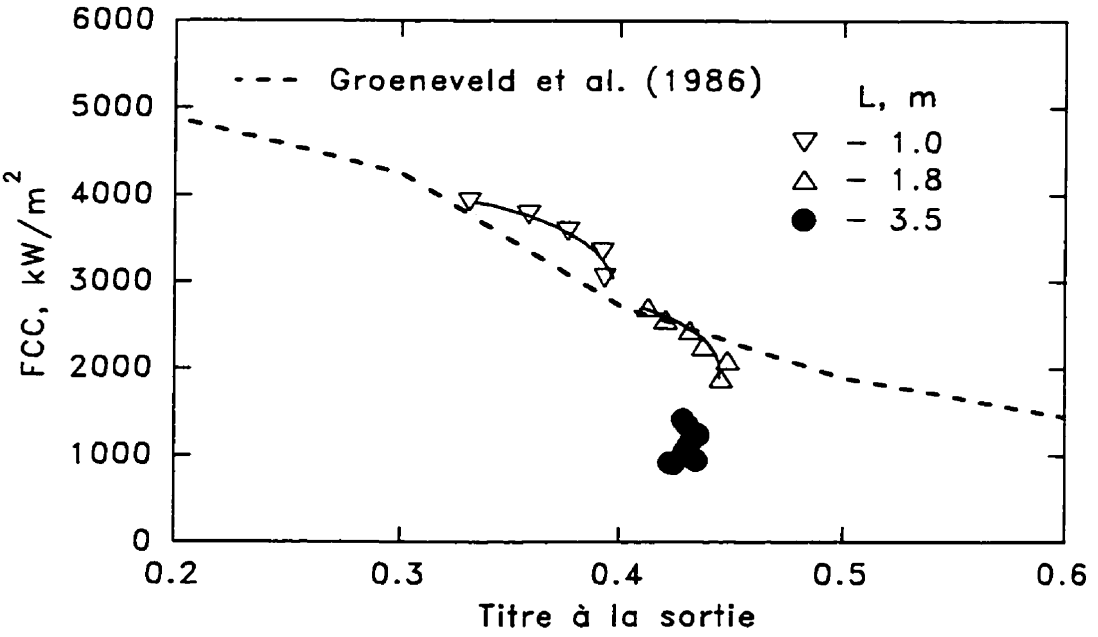


Figure 3.71 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 20.0 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

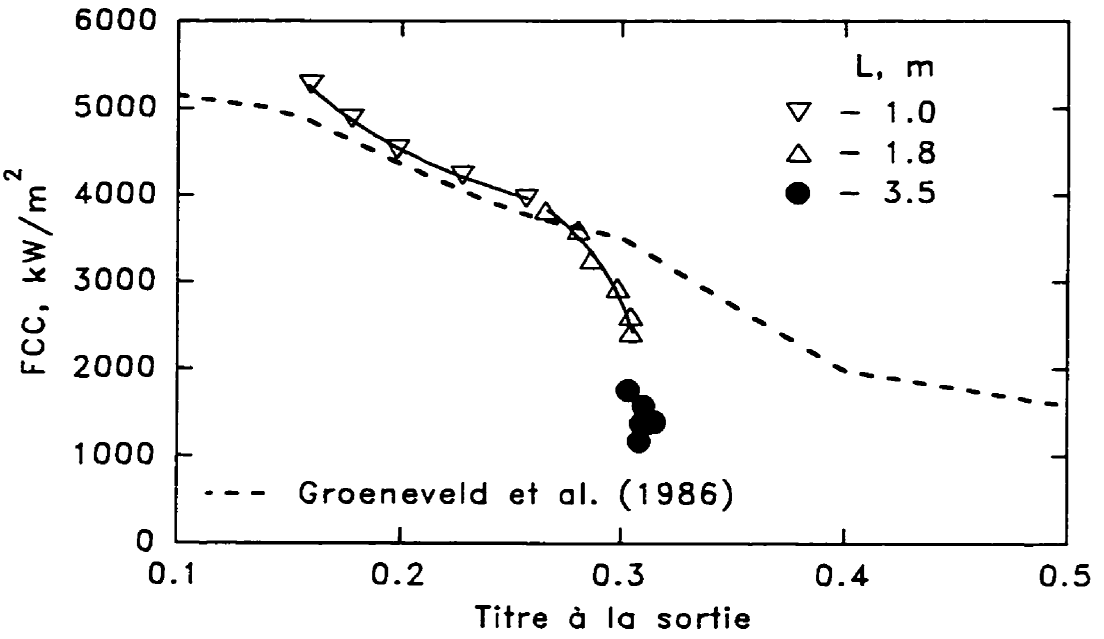


Figure 3.72 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 20.1 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

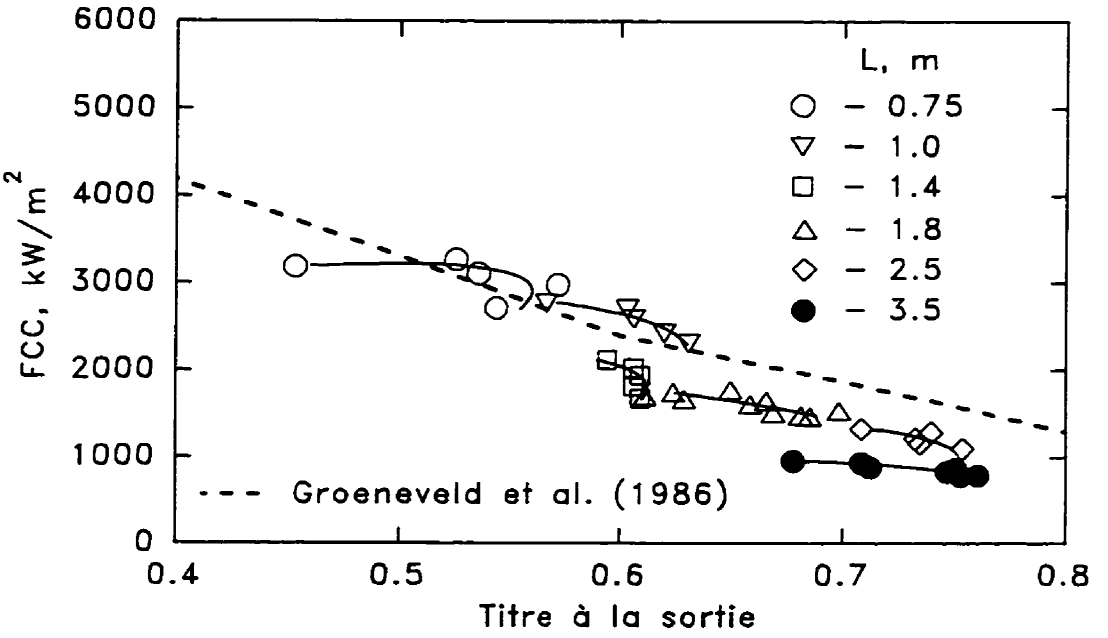


Figure 3.73 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 29.9 *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

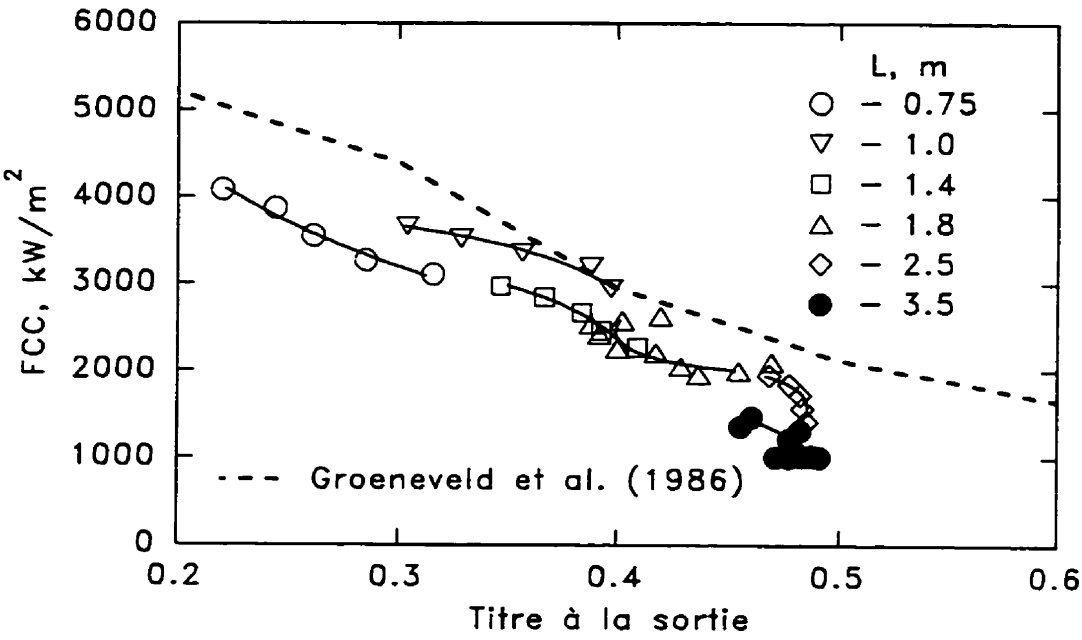


Figure 3.74 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 29.9 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

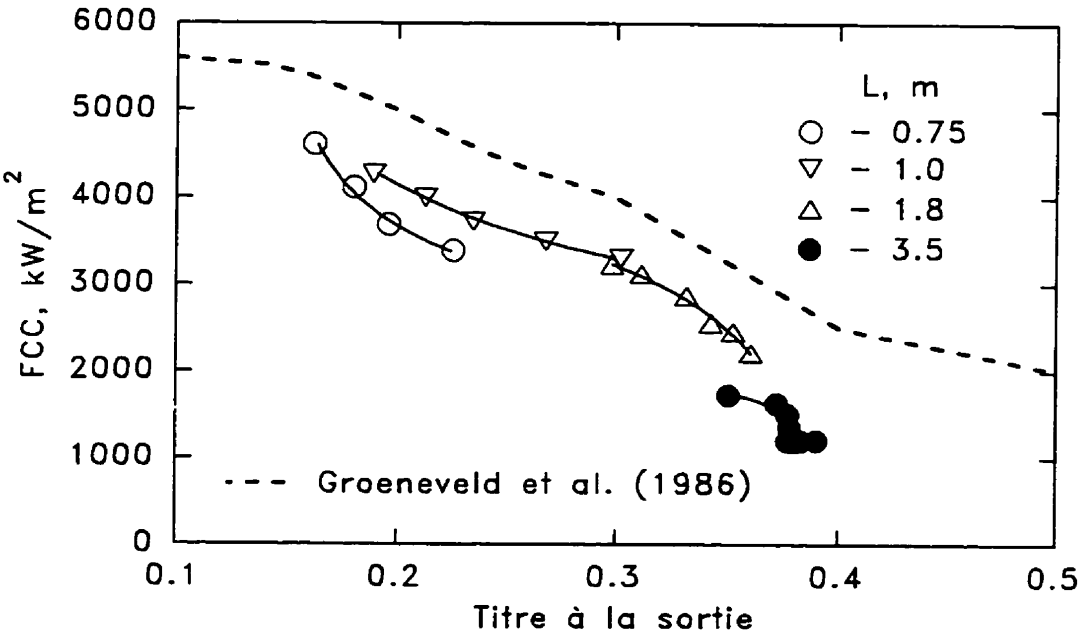


Figure 3.75 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 30.0 *bars*; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

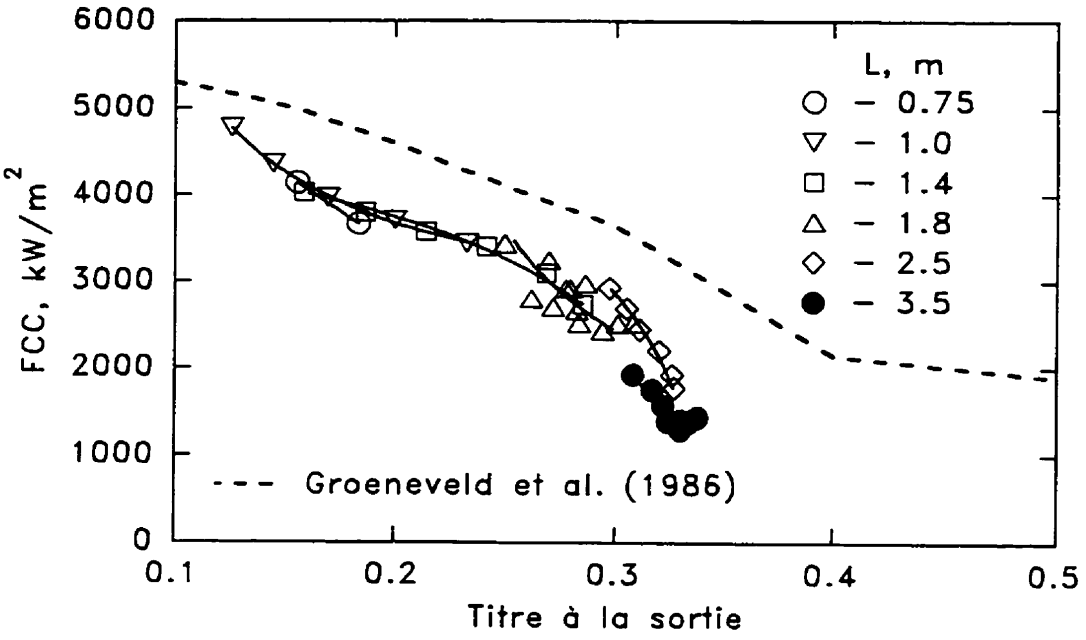


Figure 3.76 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 30.1 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

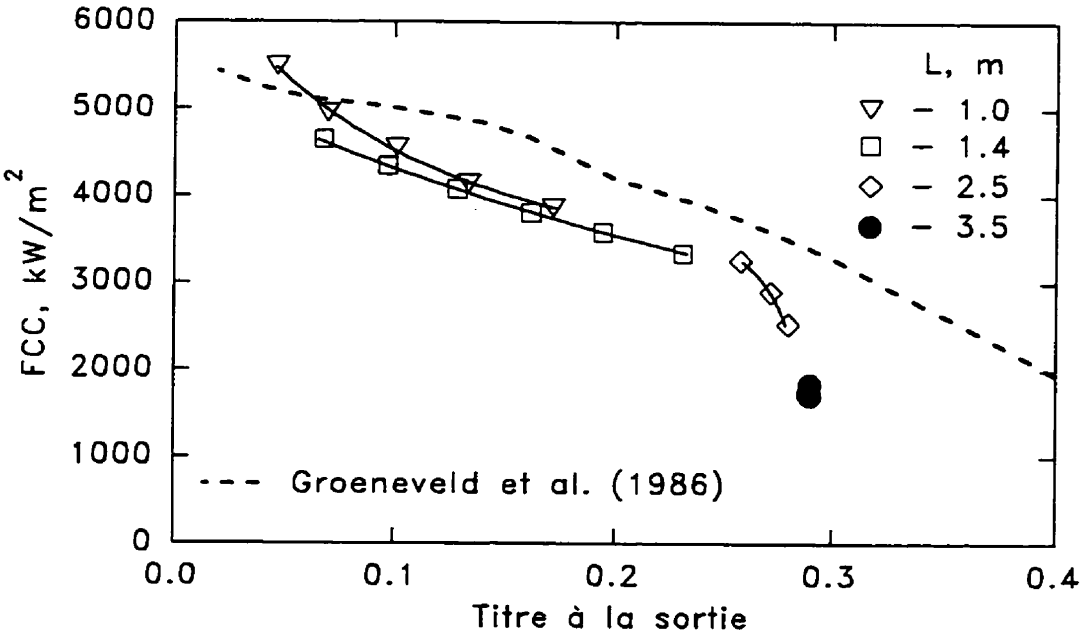


Figure 3.77 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 30.2 *bars*; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

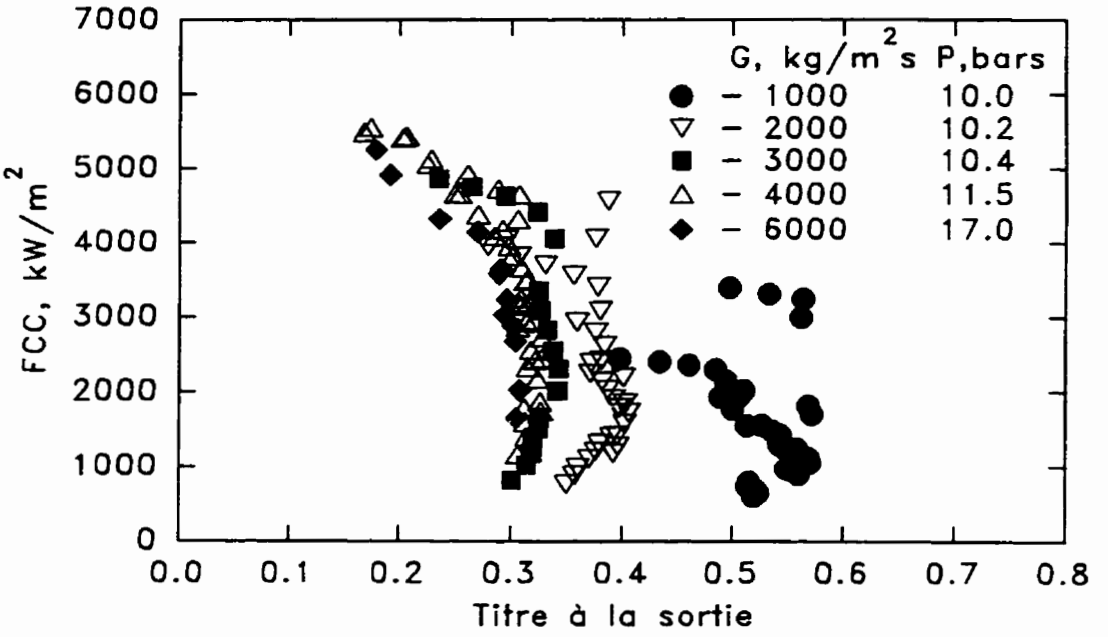


Figure 3.78 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée ($L = 0.75 - 3.5\ m$; $P_{sor} = 10 - 17\ bars$)

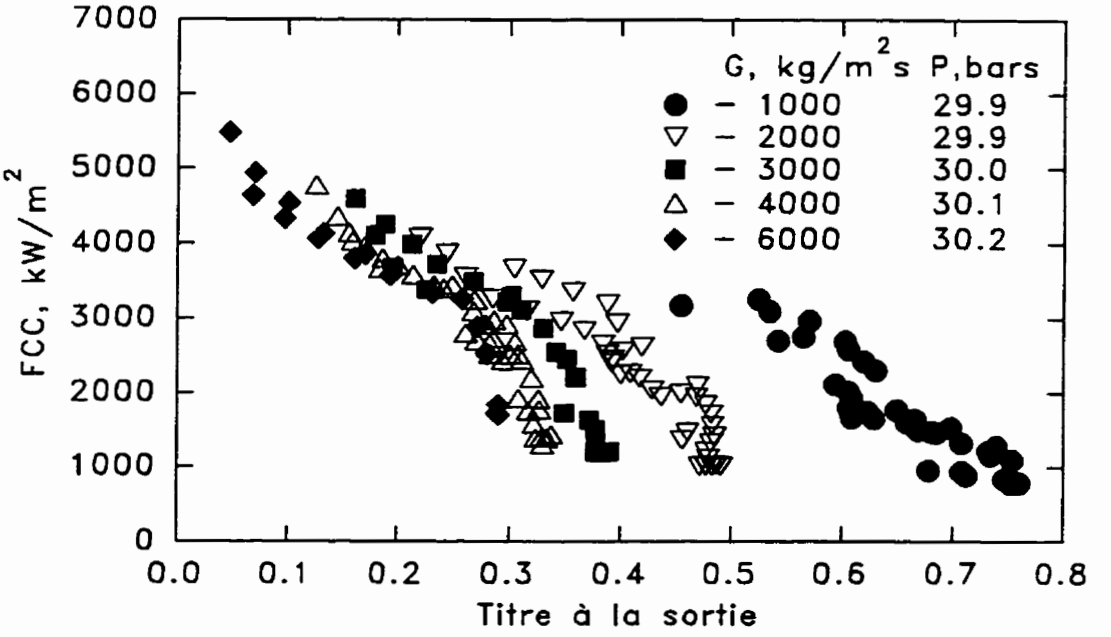


Figure 3.79 FCC en fonction du titre à la sortie de la zone chauffée ($L = 0.75 - 3.5\ m$; $P_{sor} = 29.9 - 30.2\ bars$)

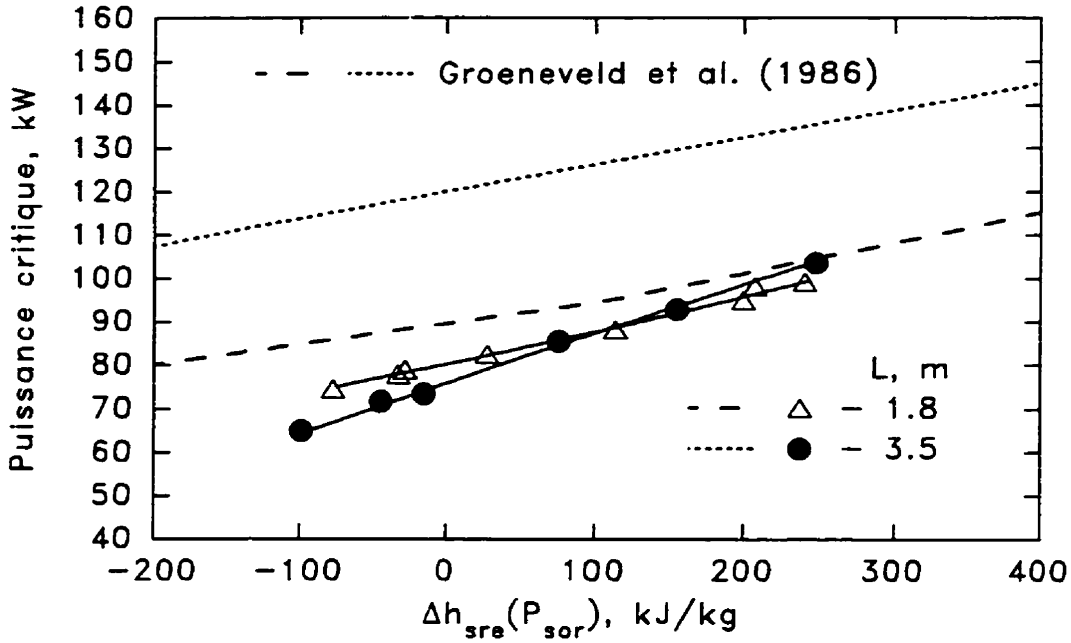


Figure 3.80 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée (P_{sor} = 6.0 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

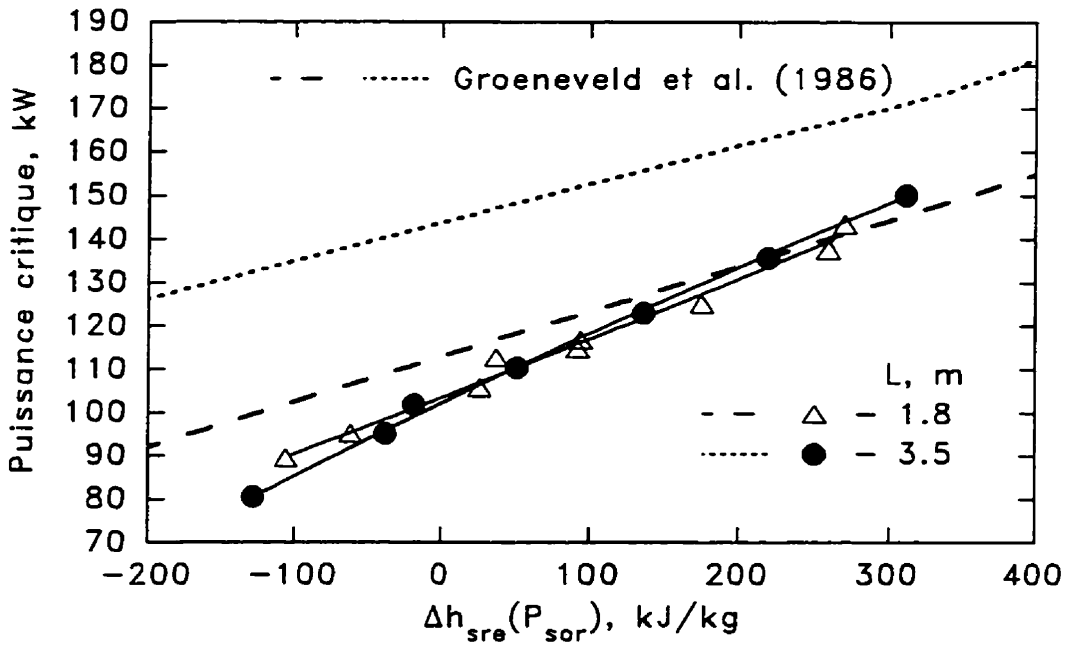


Figure 3.81 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée (P_{sor} = 8.5 *bars*; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

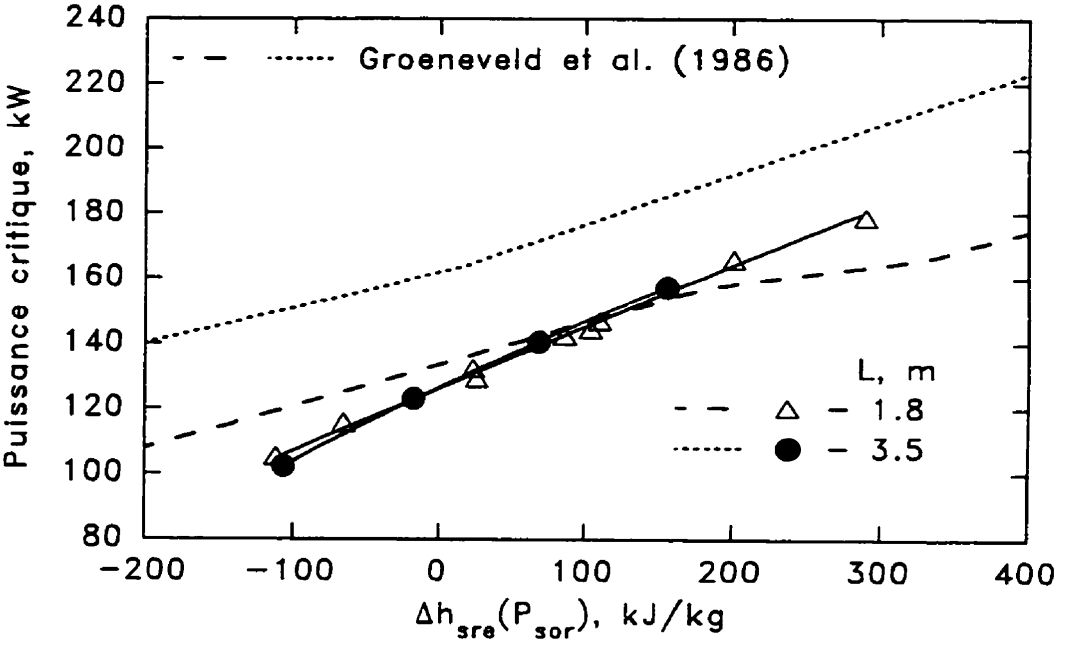


Figure 3.82 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée (P_{sor} = 11.5 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

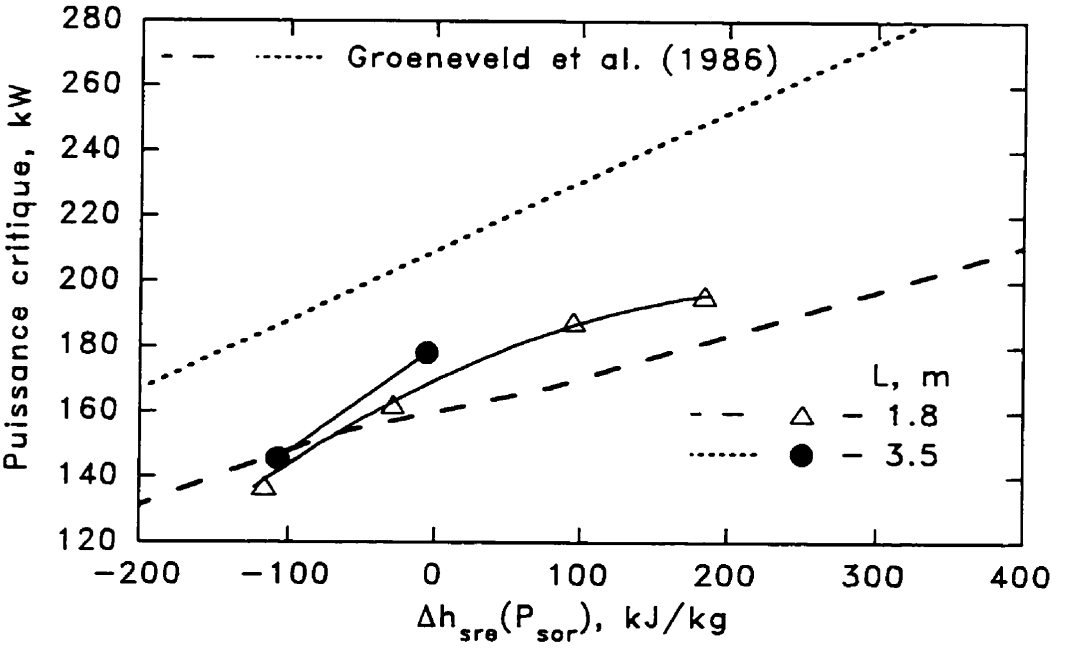


Figure 3.83 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée (P_{sor} = 17.0 *bars*; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

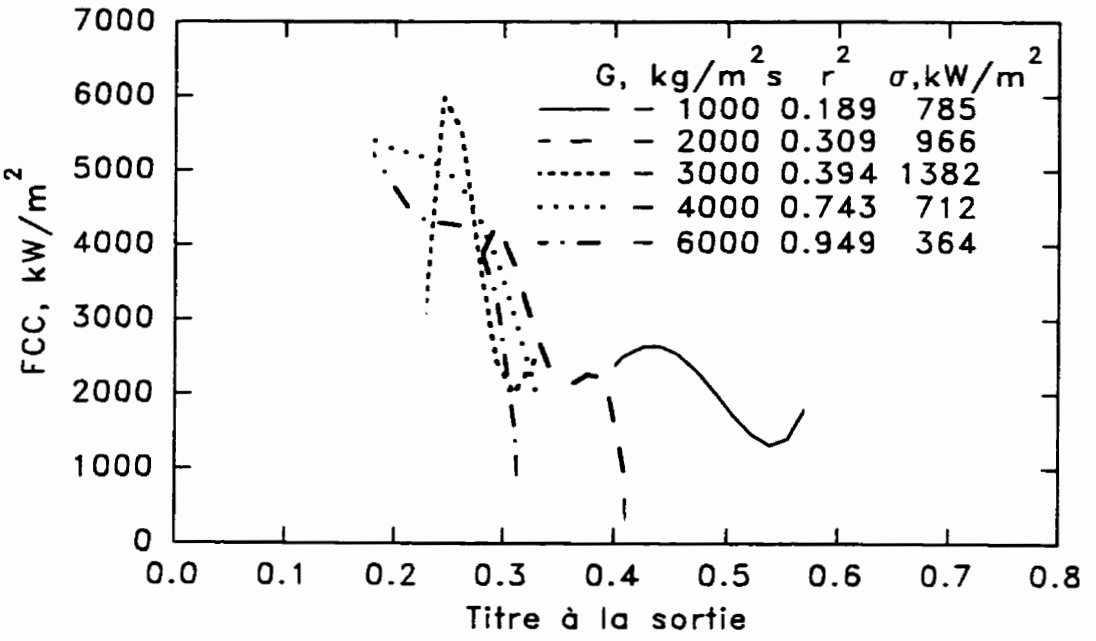


Figure 3.84 Courbes de lissage $q'_{cr} = f(x)$ ($L = 0.75-3.5\ m$; $P_{sor} = 10-17\ bars$)

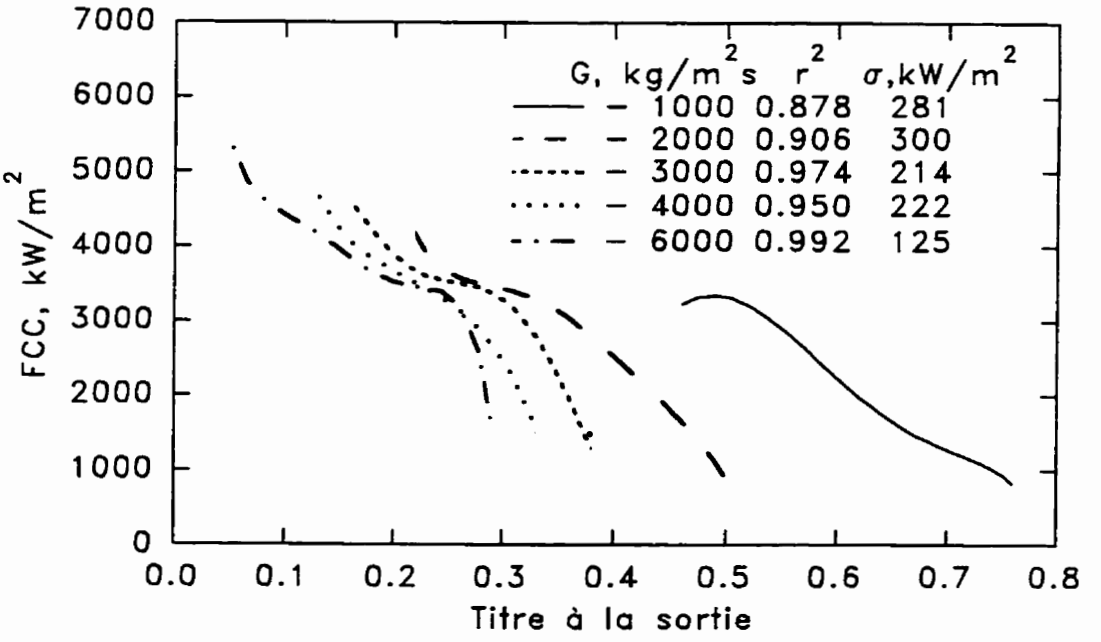


Figure 3.85 Courbes de lissage $q'_{cr} = f(x)$ ($L = 0.75-3.5\ m$; $P_{sor} = 29.9-30.2\ bars$)

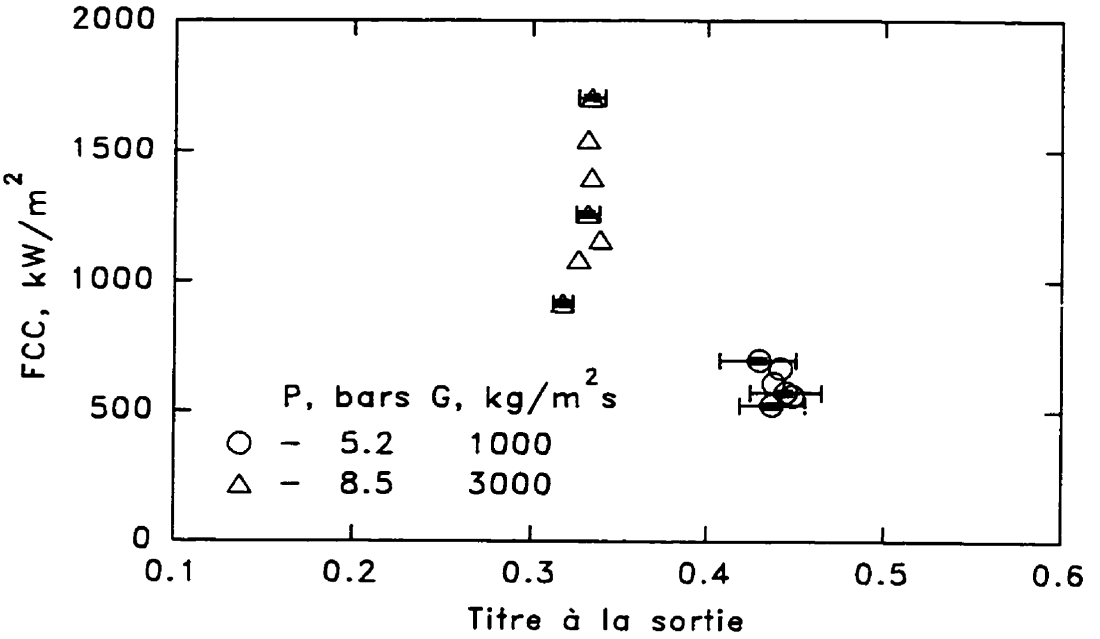


Figure 3.86 Erreurs de la détermination du FCC et du titre thermodynamique ($L = 3.5\ m$)

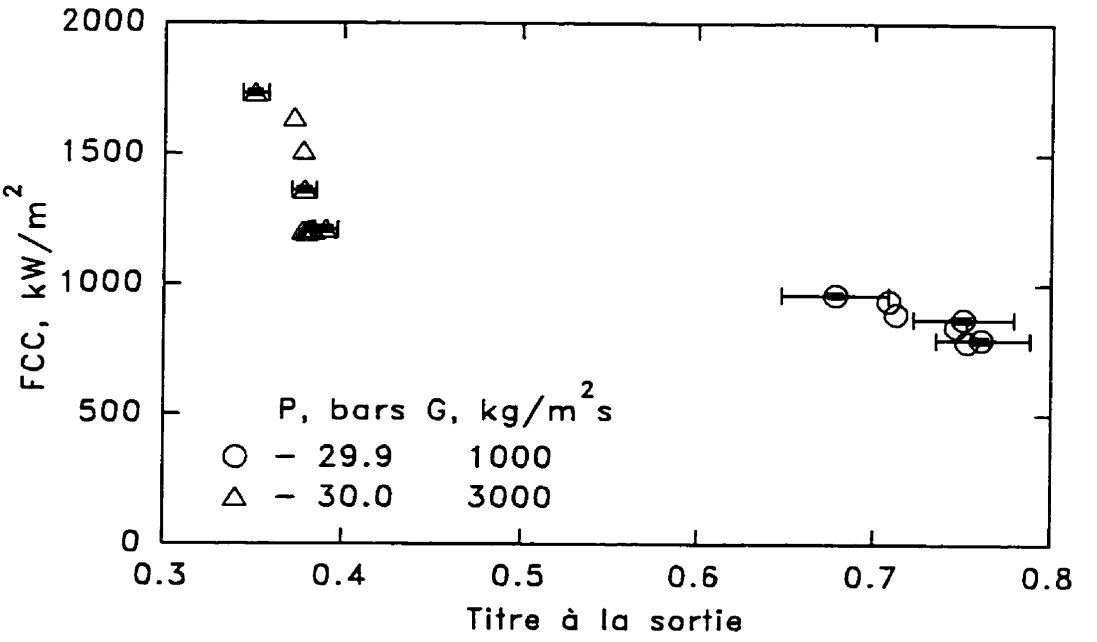


Figure 3.87 Erreurs de la détermination du FCC et du titre thermodynamique ($L = 3.5\ m$)

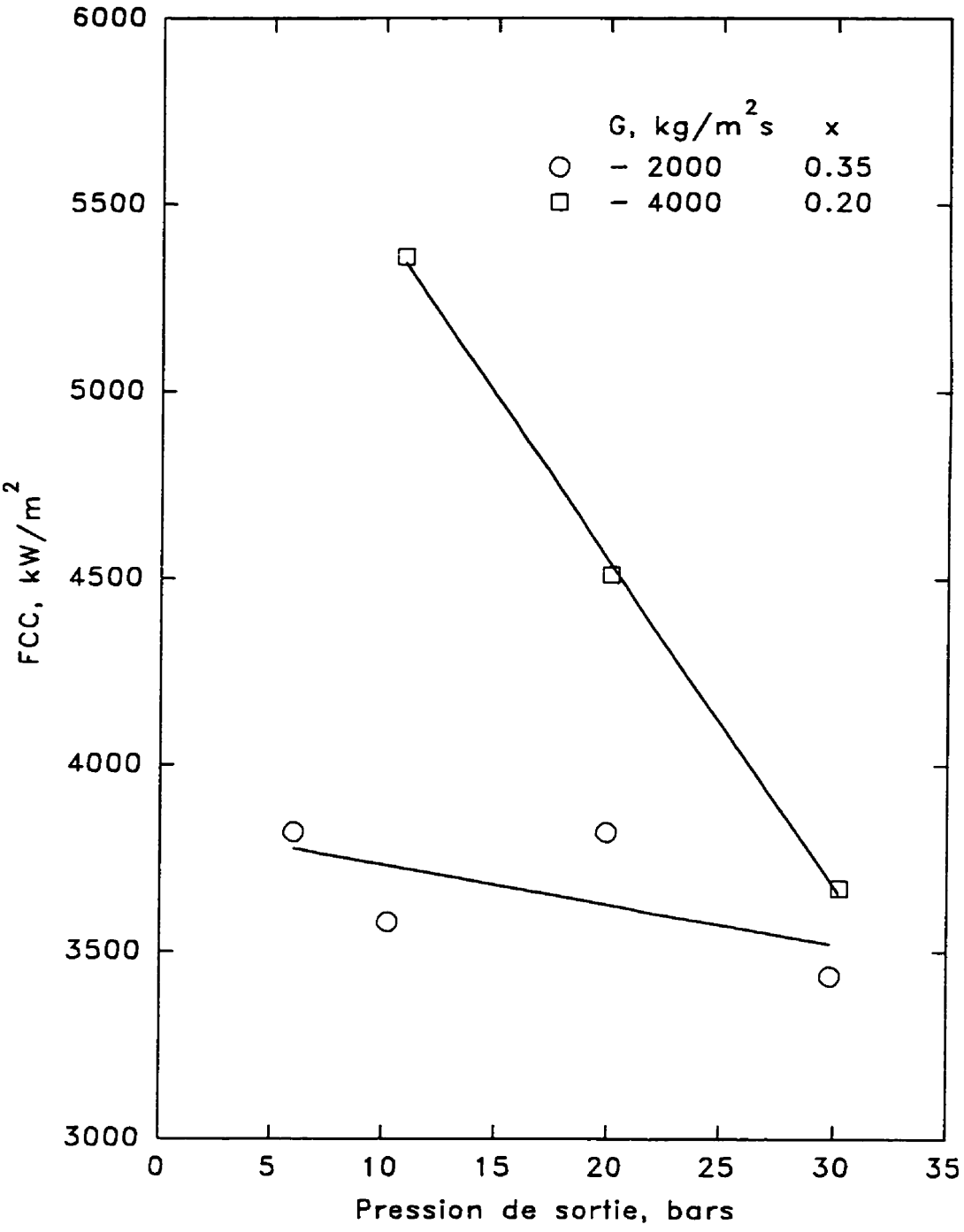


Figure 3.88 FCC en fonction de la pression de la sortie à un titre constant (L = 1.0 m)

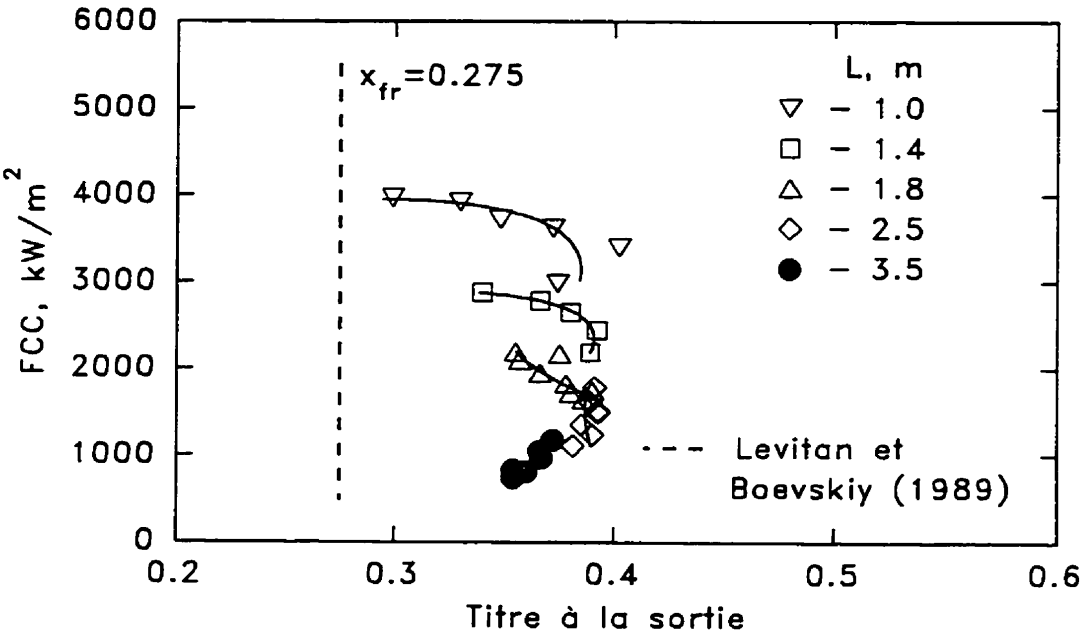


Figure 3.89 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

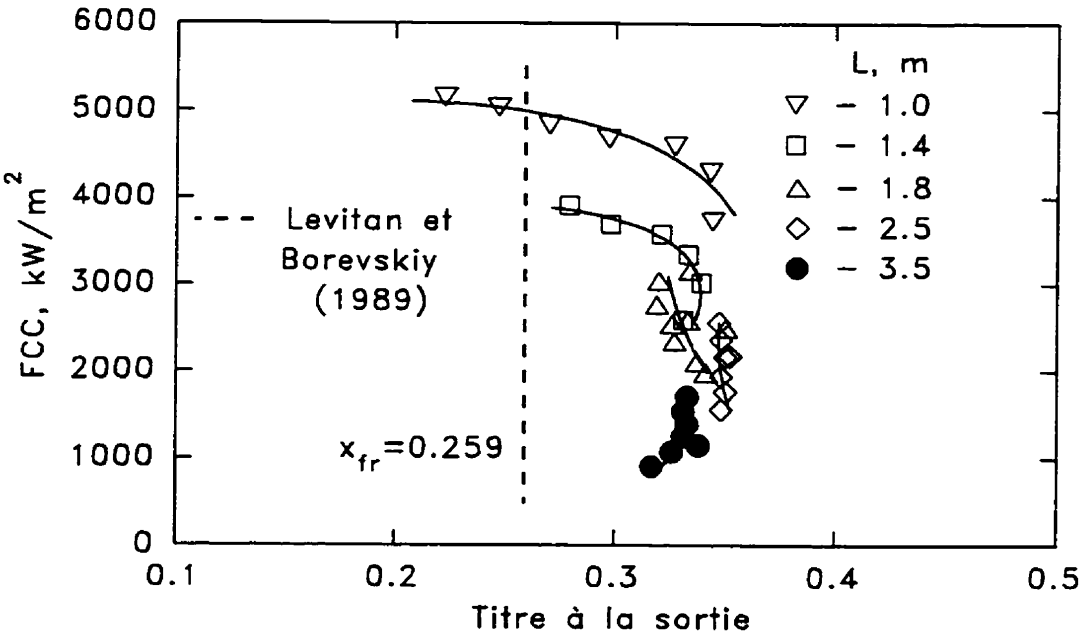


Figure 3.90 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

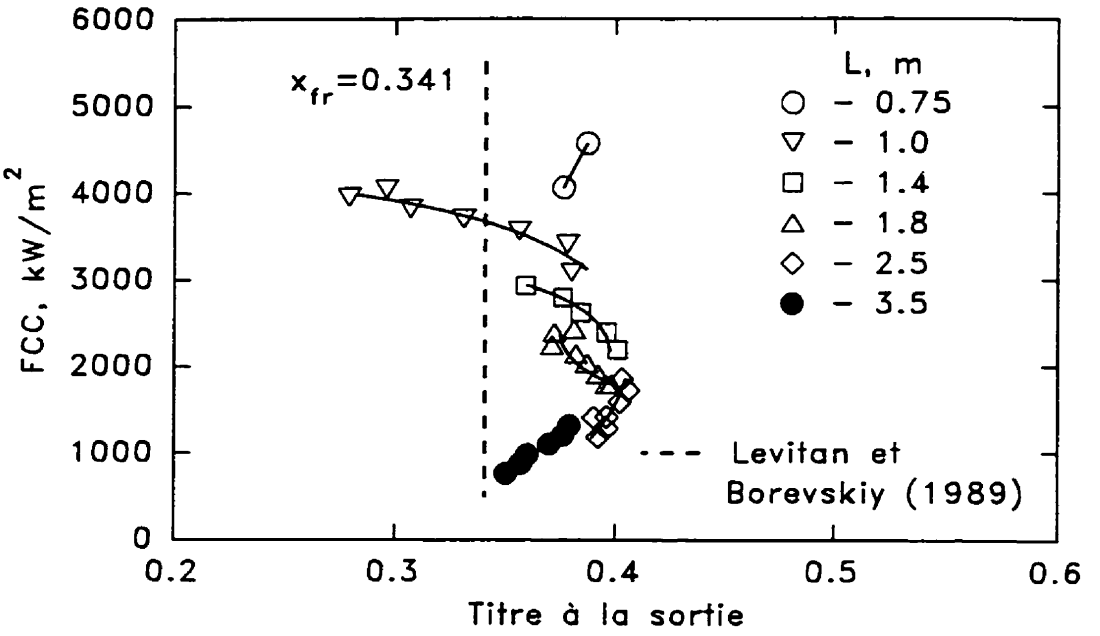


Figure 3.91 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière (P_{sor} = 10.2 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

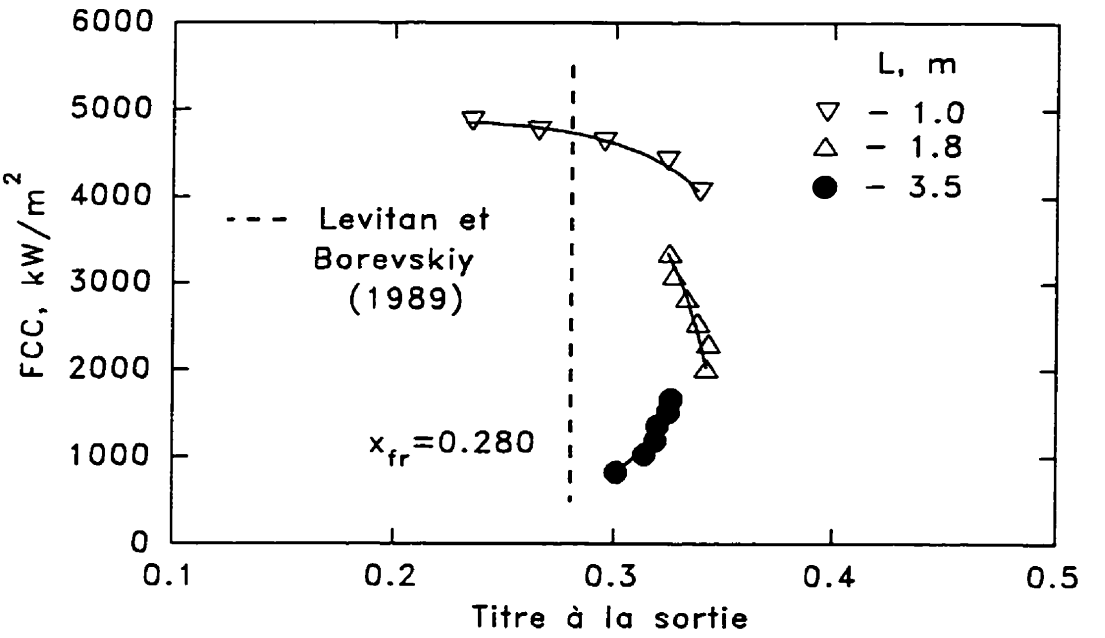


Figure 3.92 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière (P_{sor} = 10.4 *bars*; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

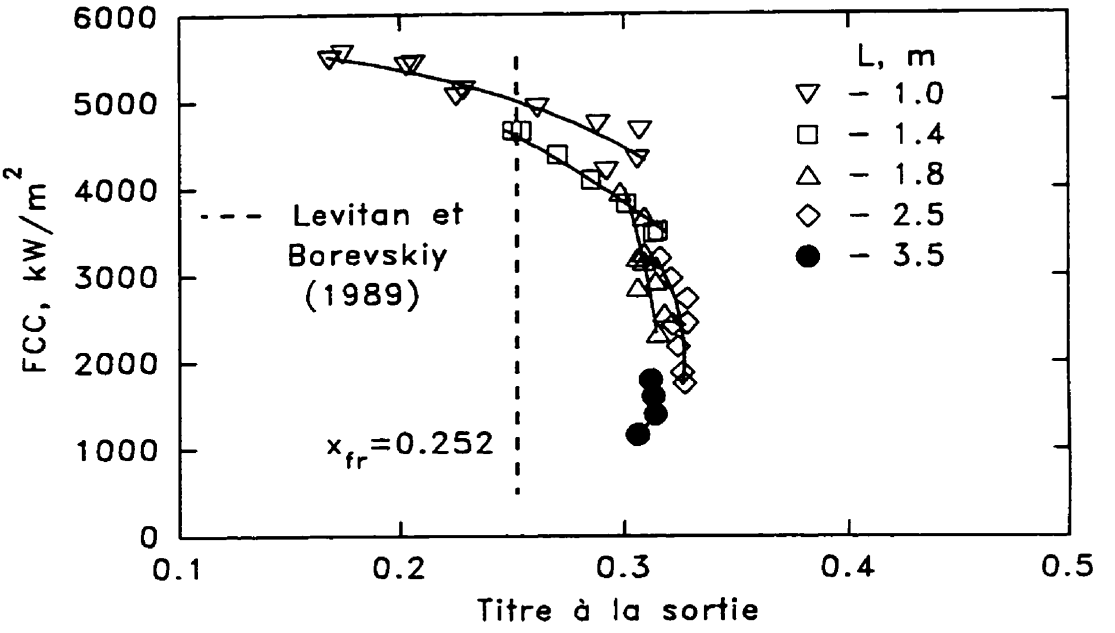


Figure 3.93 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

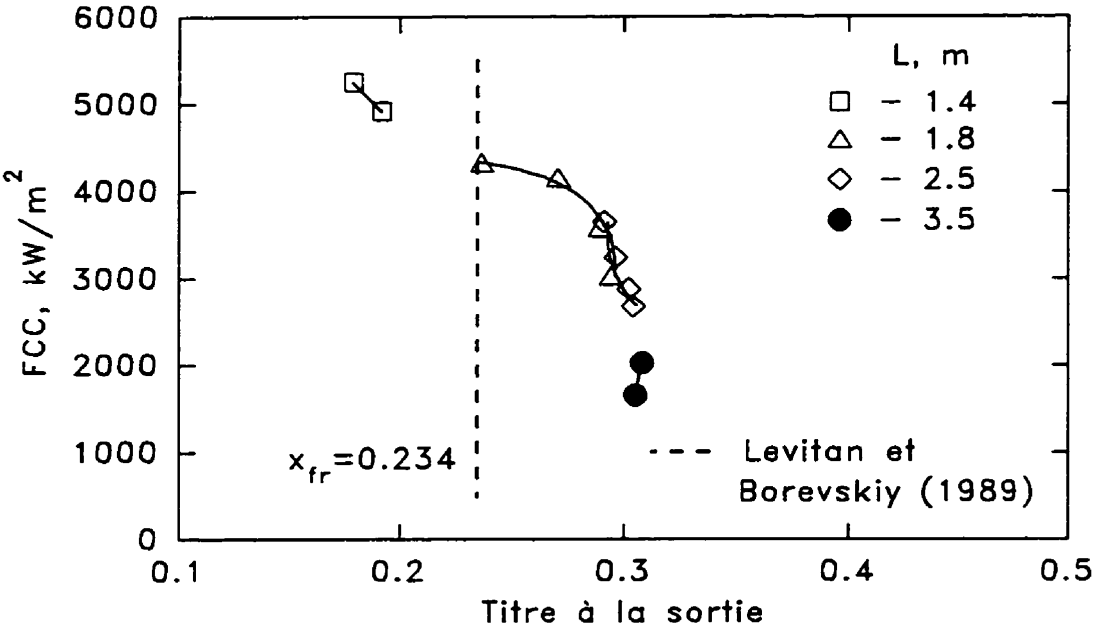


Figure 3.94 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 17.0\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

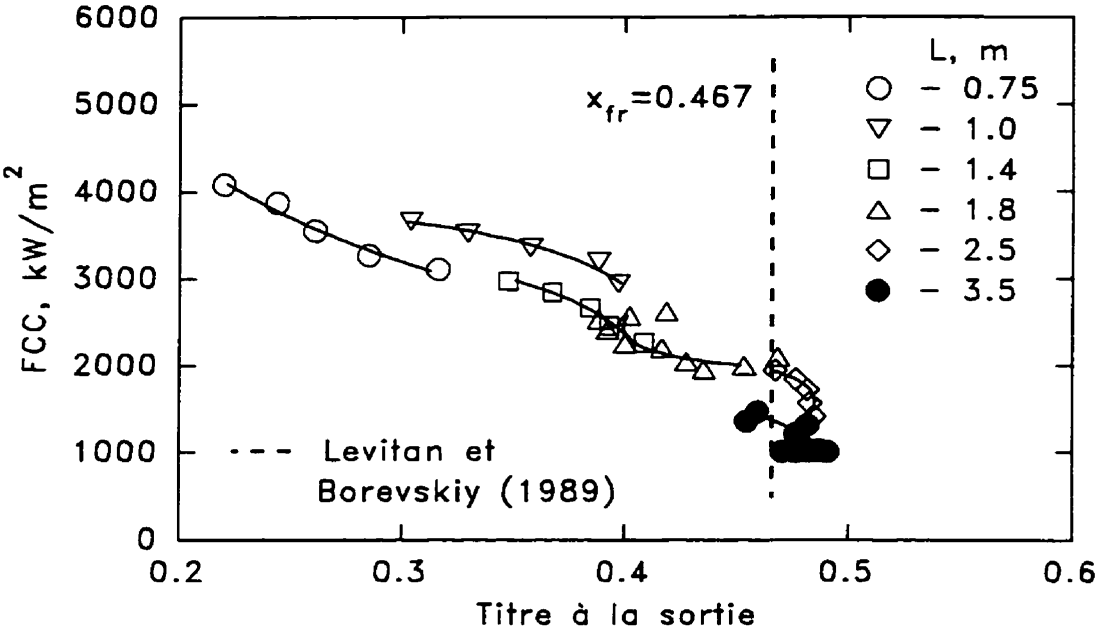


Figure 3.95 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

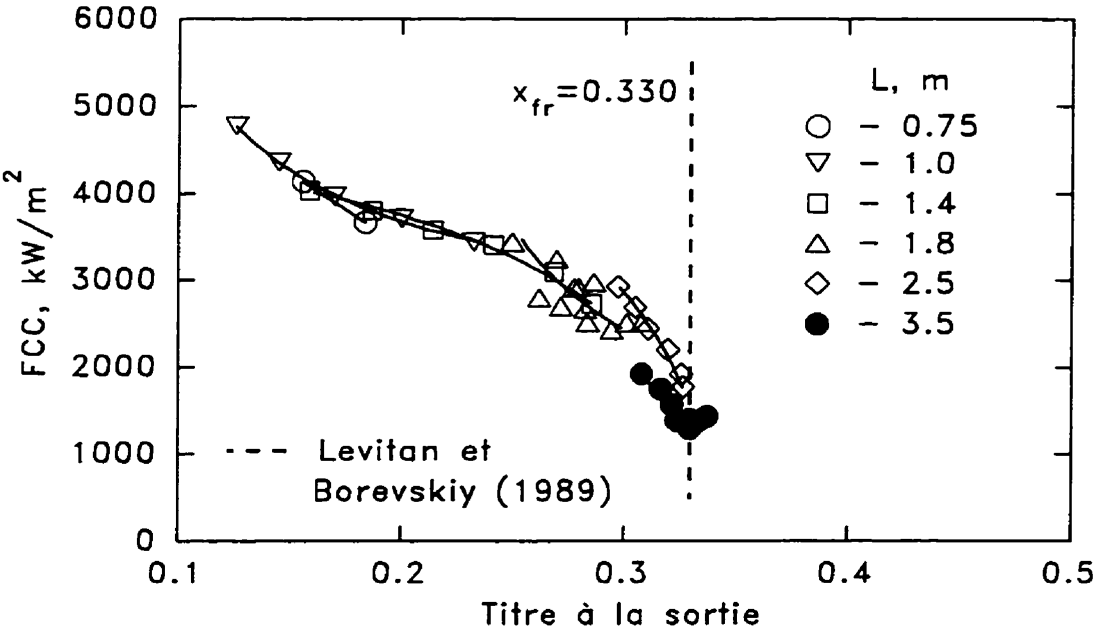


Figure 3.96 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

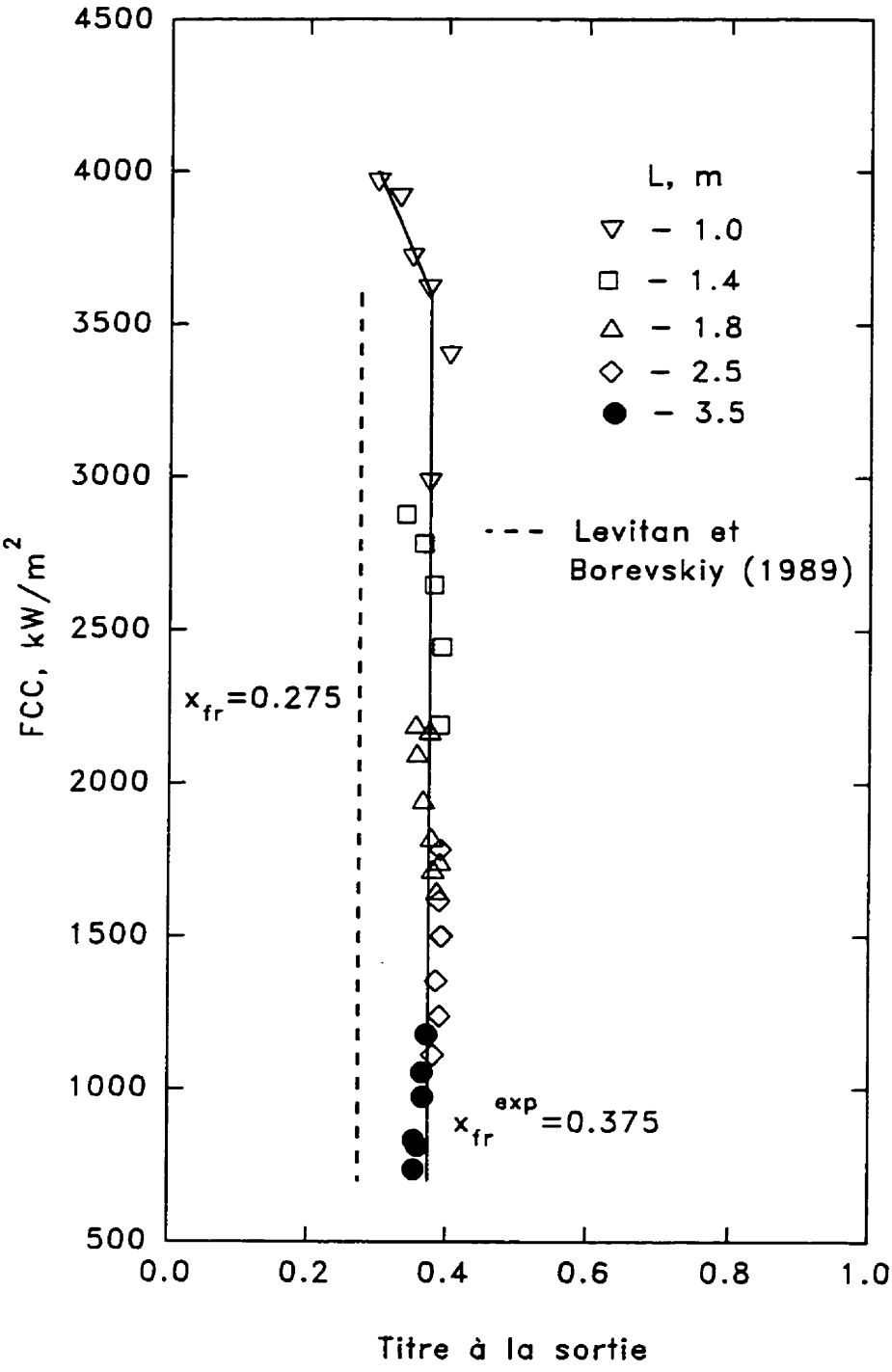


Figure 3.97 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

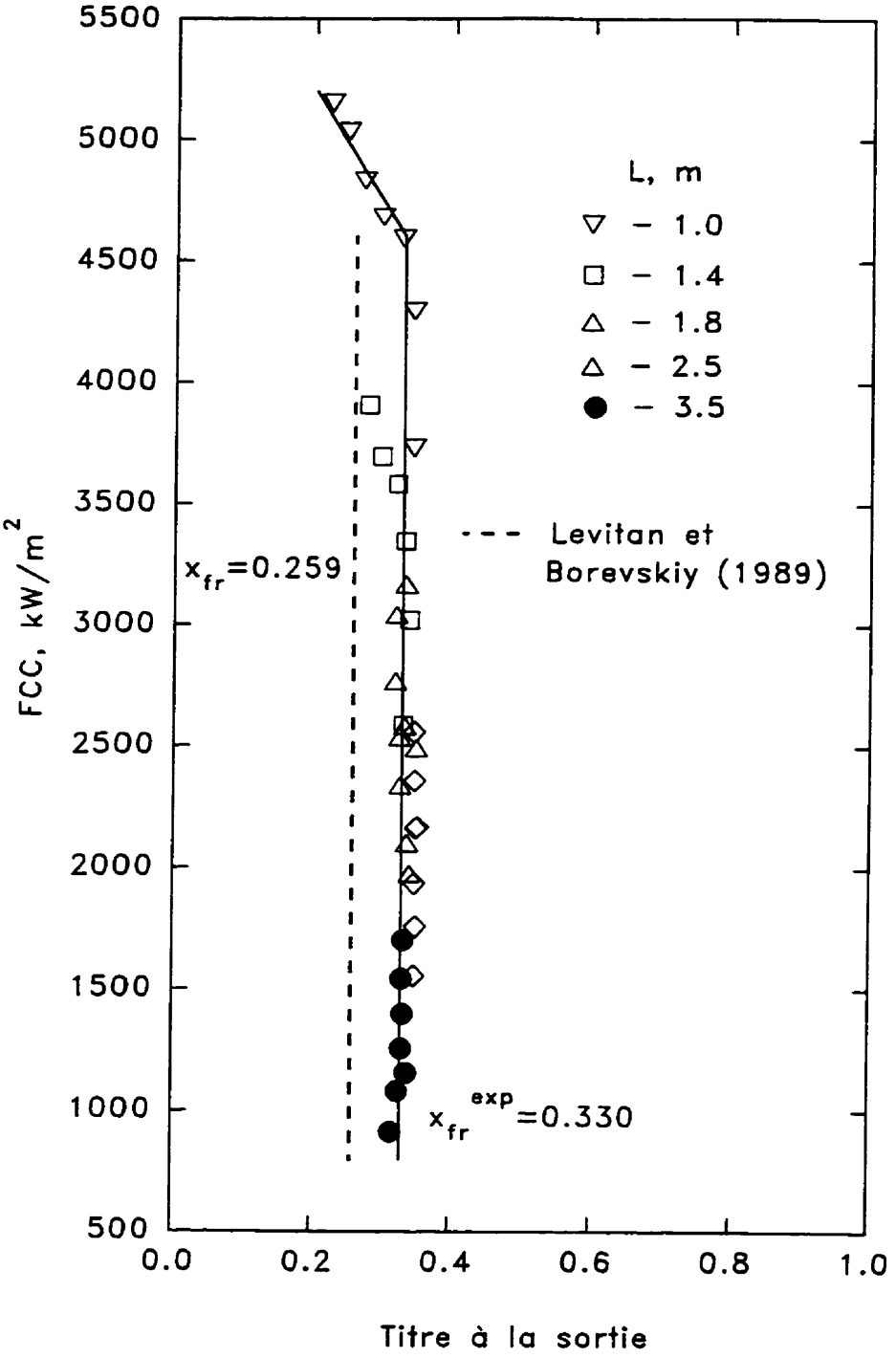


Figure 3.98 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre-frontière ($P_{sor} = 8.5$ *bars*; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

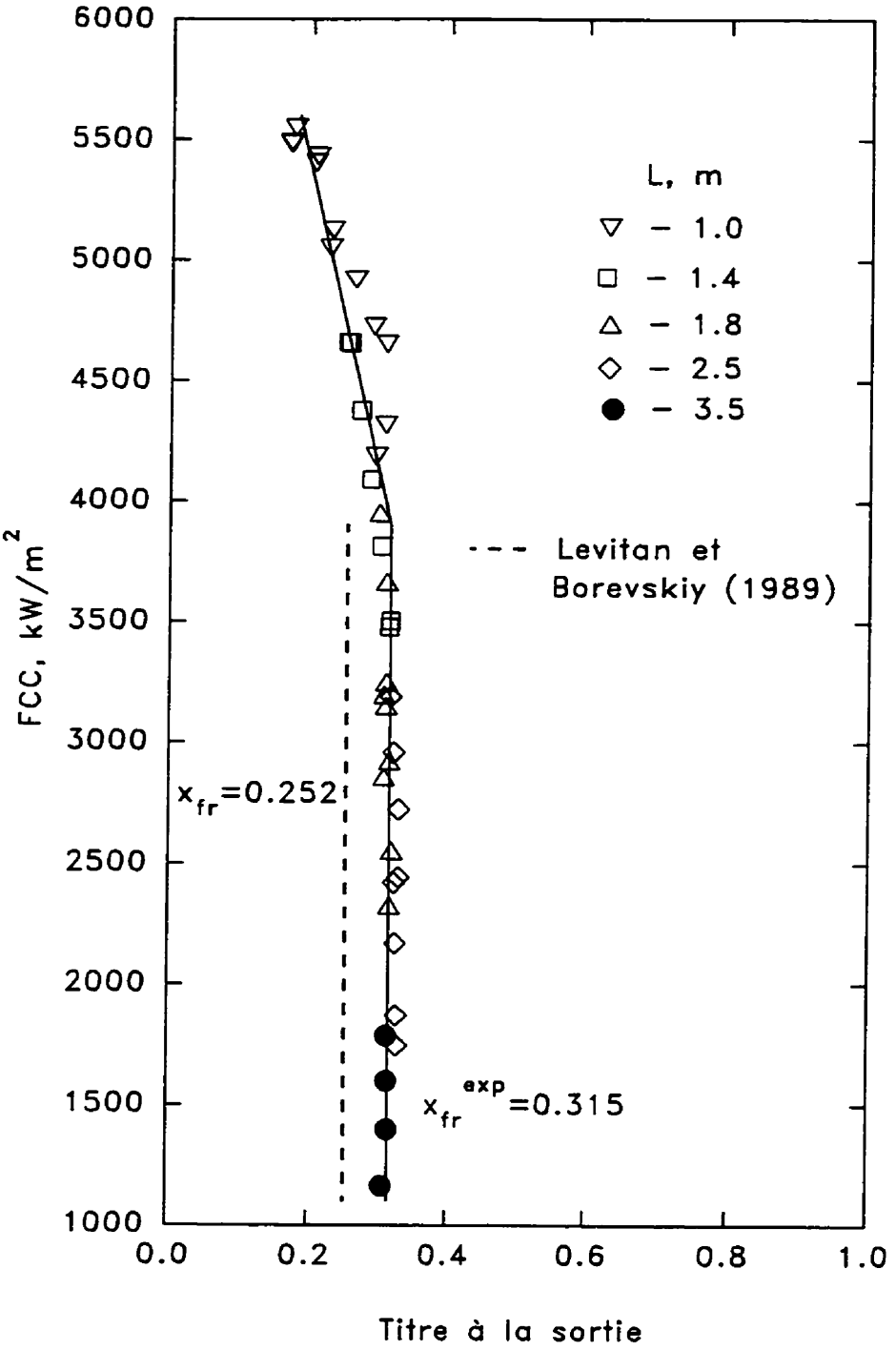


Figure 3.99 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre-frontière ($P_{sor} = 11.5\ bars;\ G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

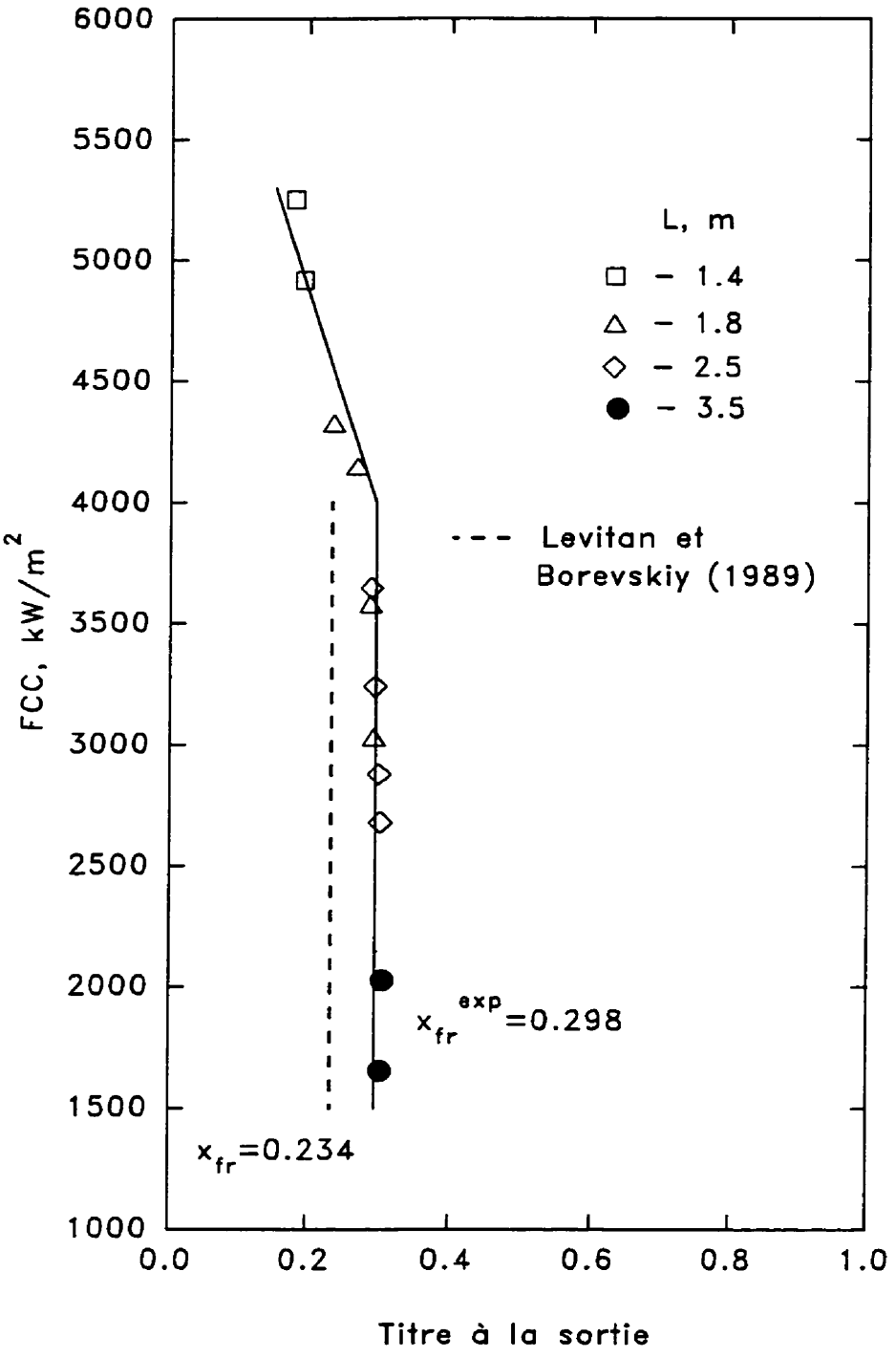


Figure 3.100 FCC en fonction du titre à la sortie du point de vue du concept du titre–frontière ($P_{sor} = 17.0\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

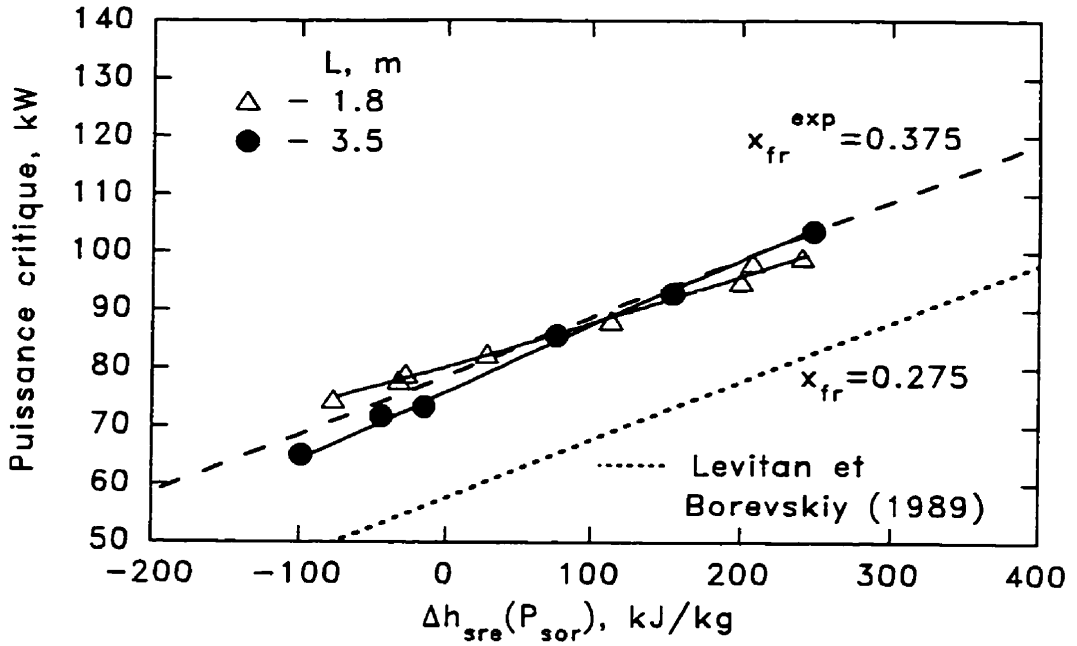


Figure 3.101 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

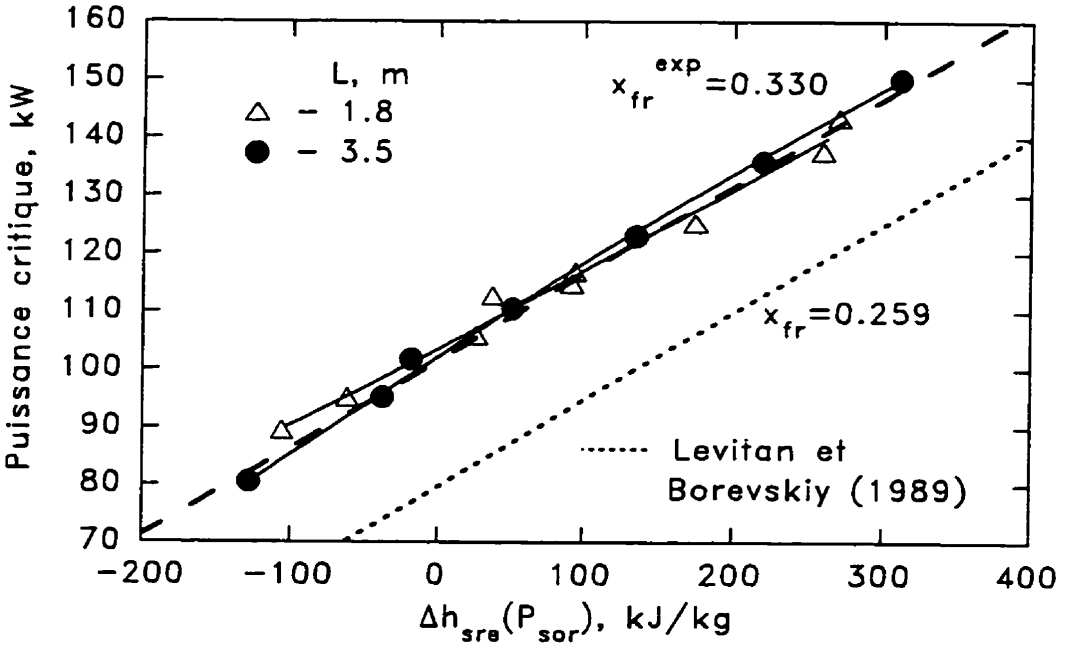


Figure 3.102 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

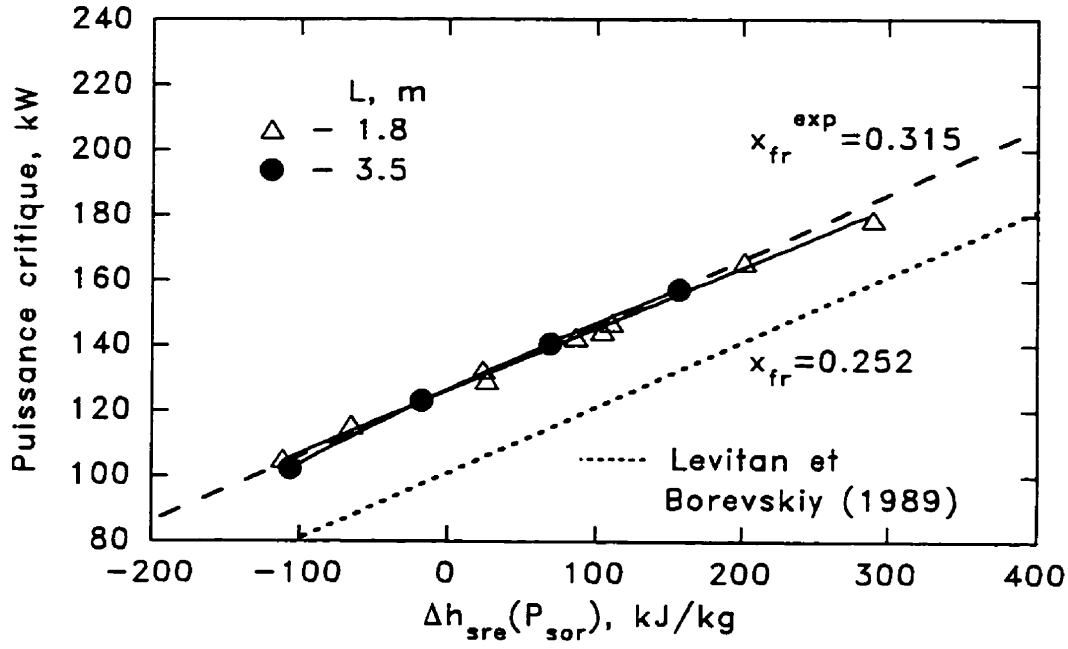


Figure 3.103 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 11.5$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

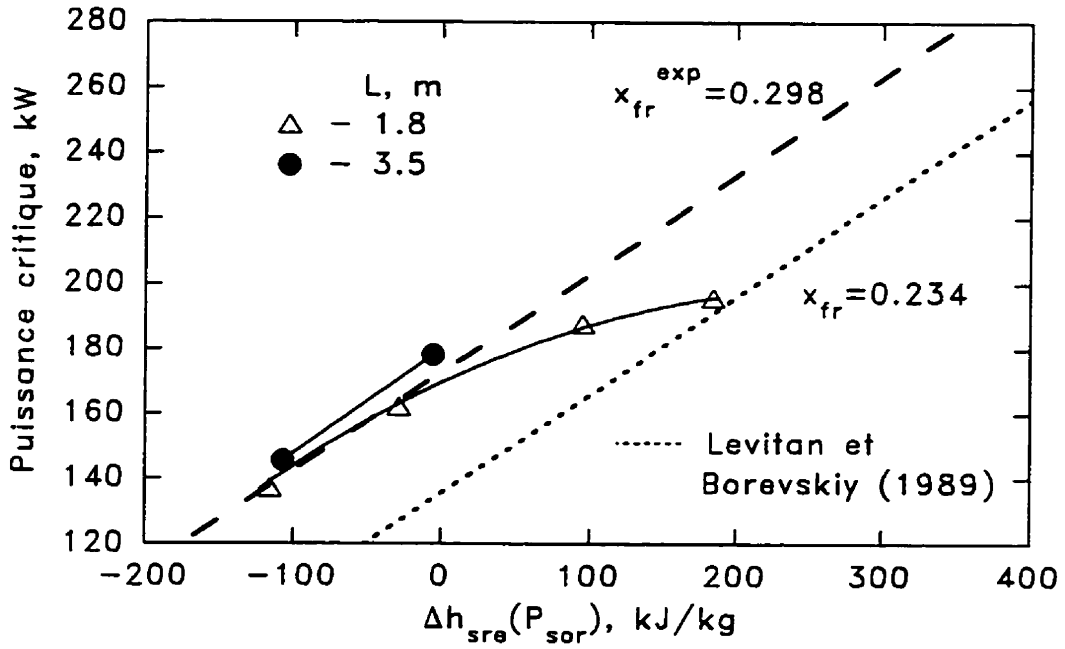


Figure 3.104 Puissance critique en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 17.0$ *bars*; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

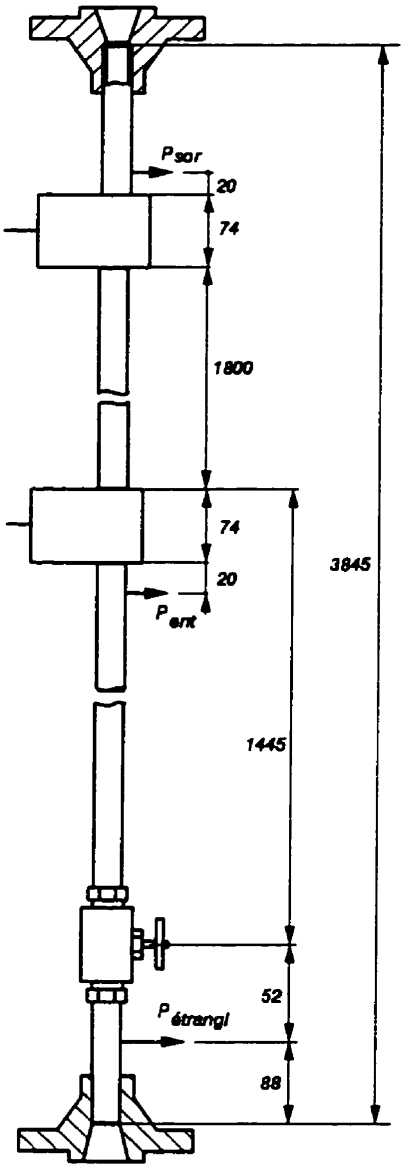


Figure 3.105 Section d'essais pour des expériences à des étranglements différents à l'entrée de la section d'essais

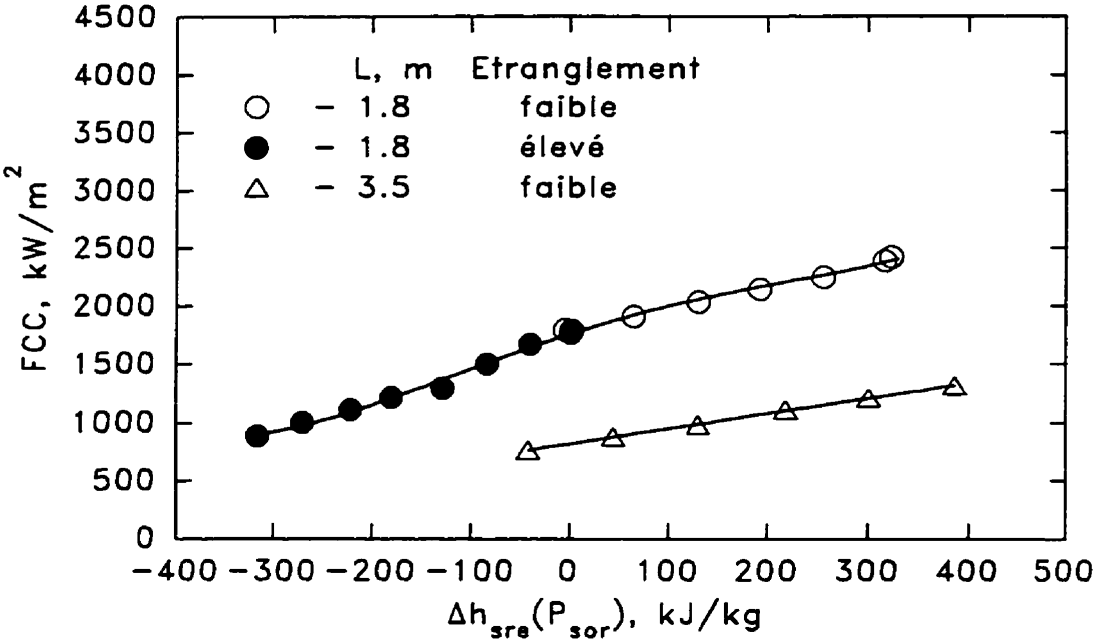


Figure 3.106 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

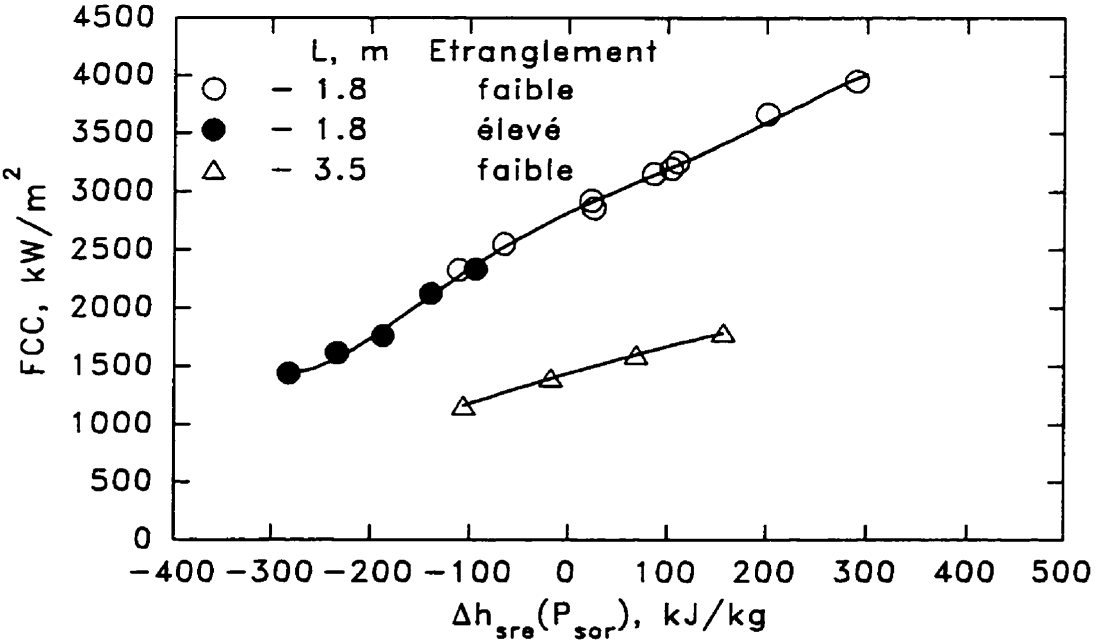


Figure 3.107 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

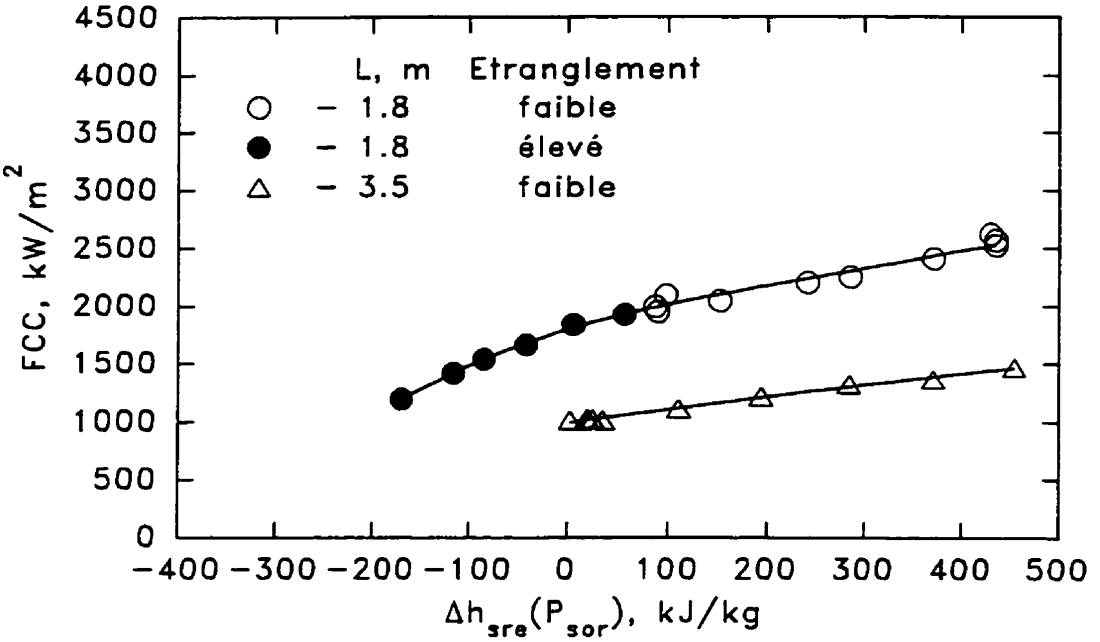


Figure 3.108 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 29.9$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

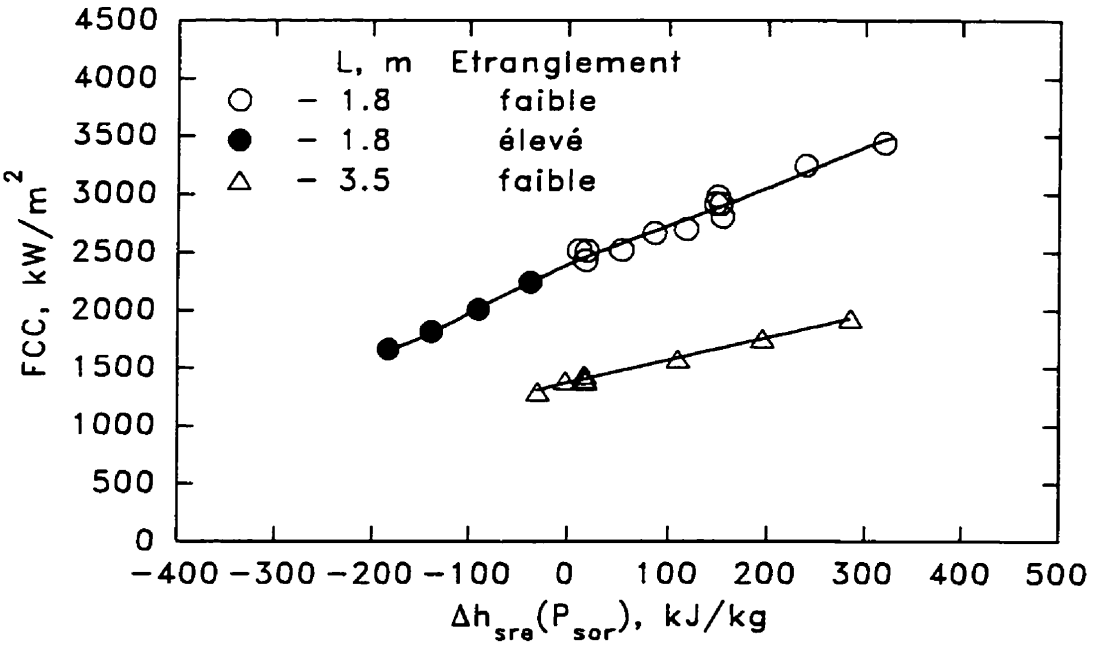


Figure 3.109 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 30.1$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

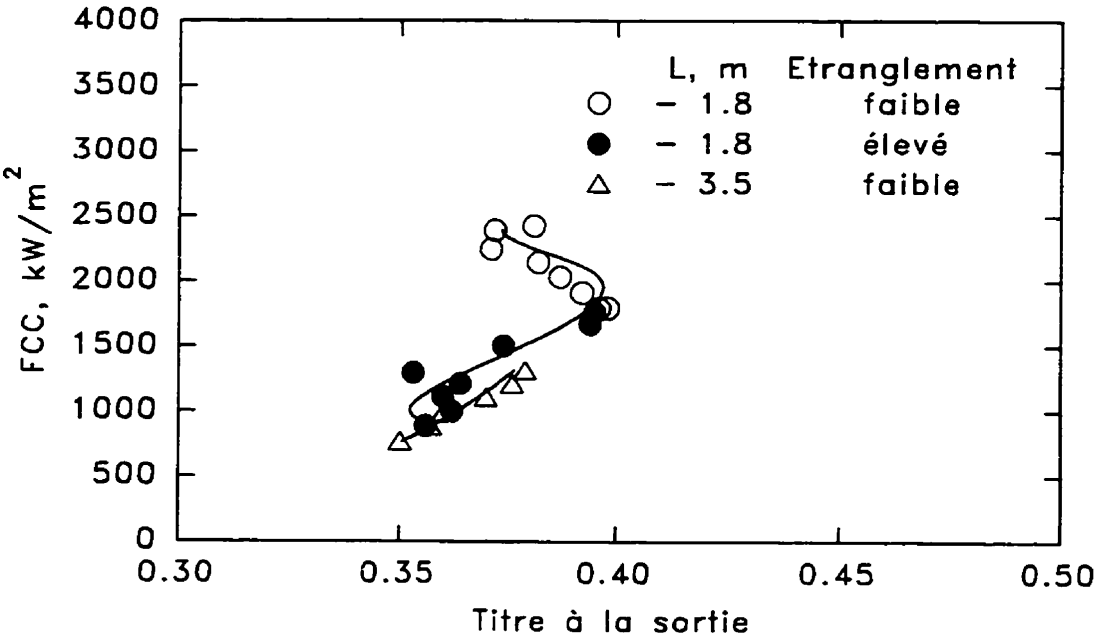


Figure 3.110 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 10.2$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

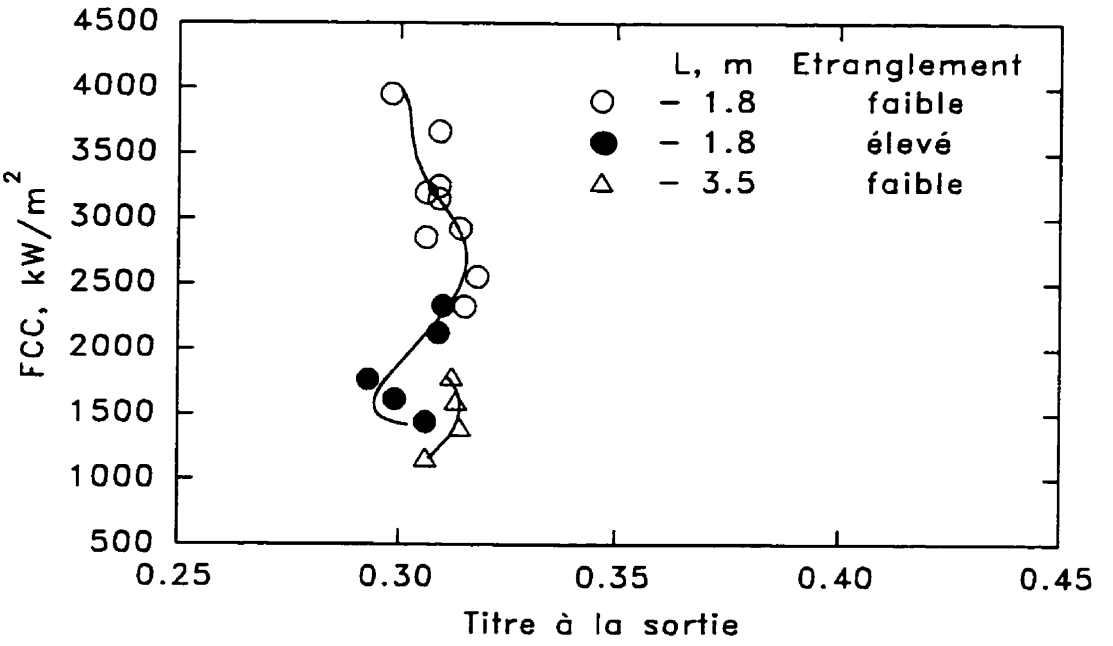


Figure 3.111 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 11.5$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

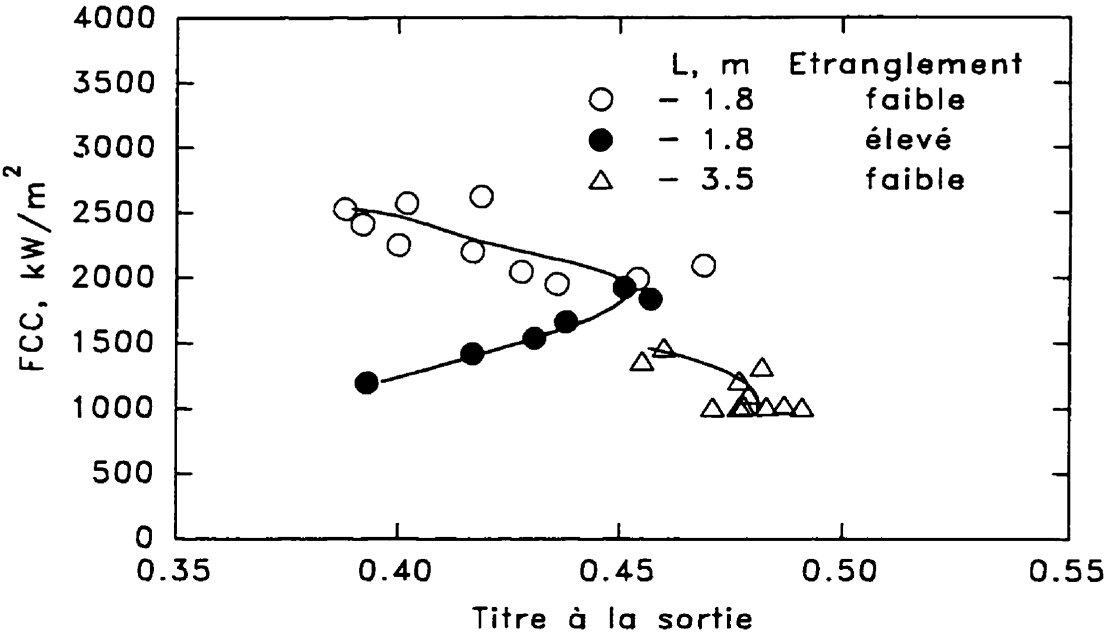


Figure 3.112 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 29.9$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

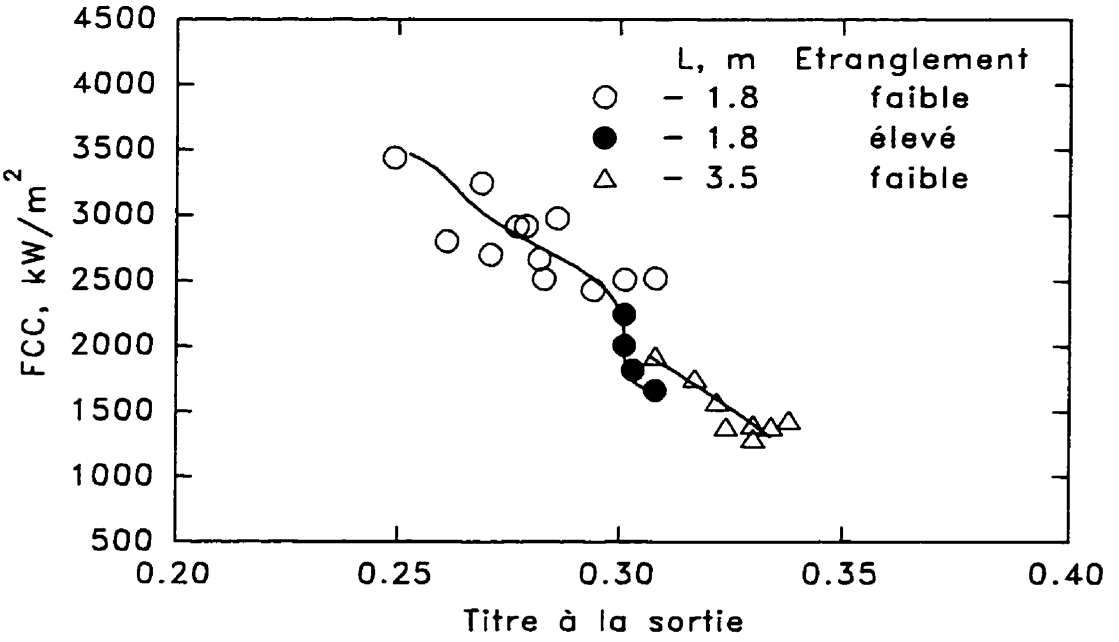


Figure 3.113 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée à des étranglements différents ($P_{sor} = 30.1$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

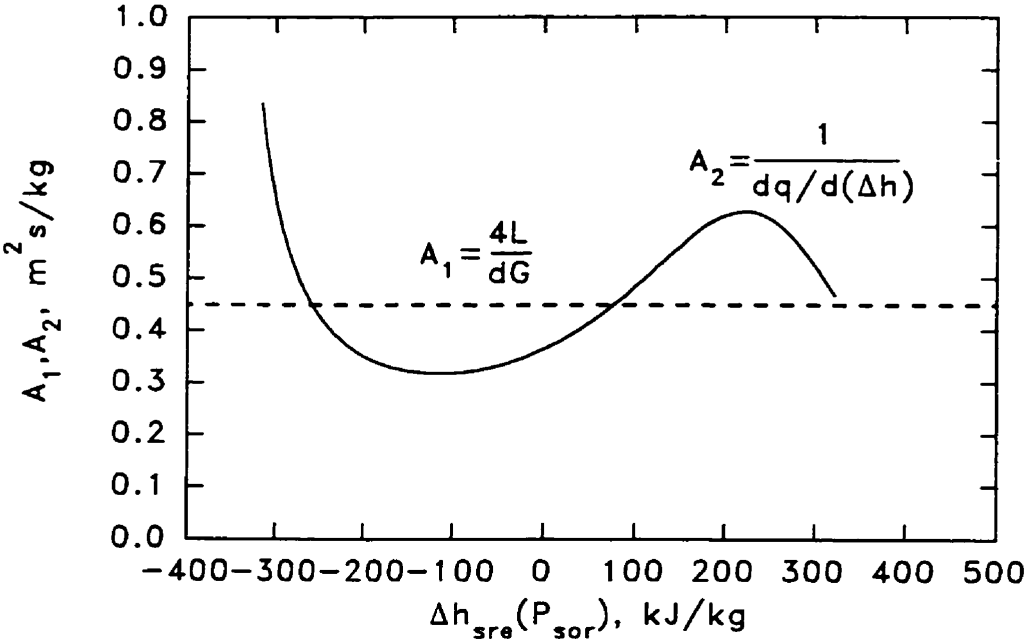


Figure 3.114 Paramètres A_1 et A_2 (équation 3.12) en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

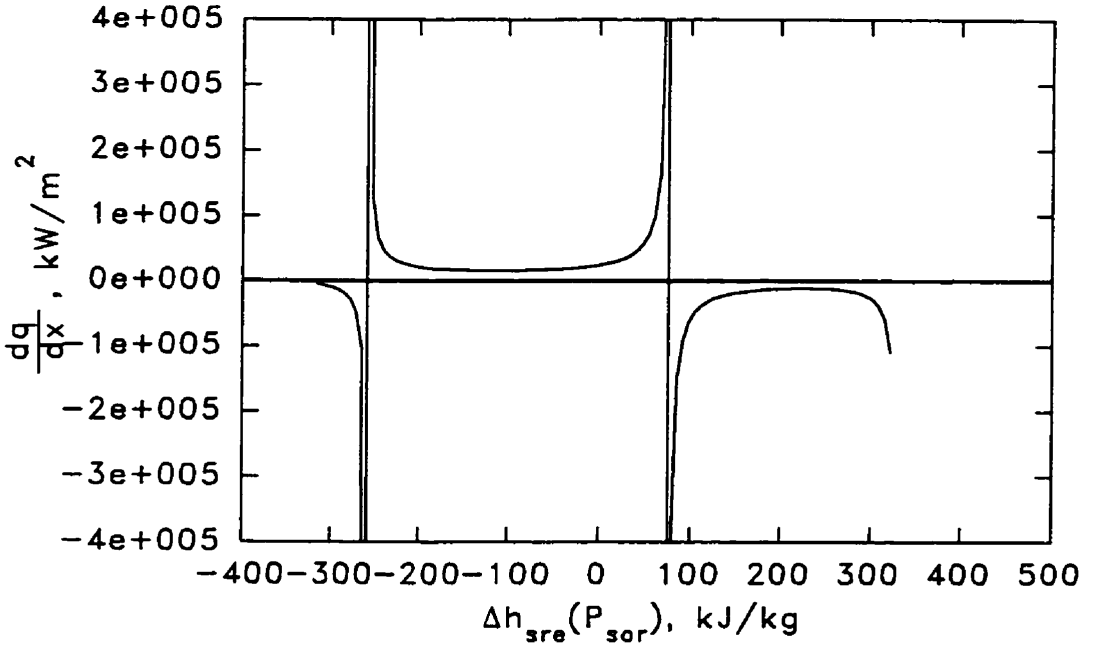


Figure 3.115 Dérivée dq'/dx en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

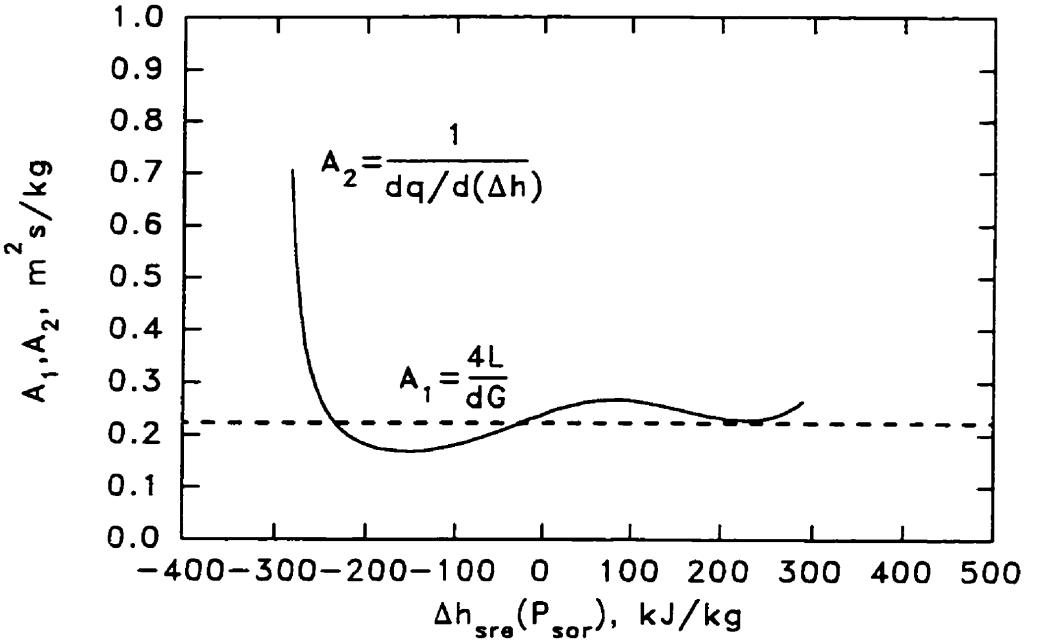


Figure 3.116 Paramètres A_1 et A_2 (équation 3.12) en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 11.5$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

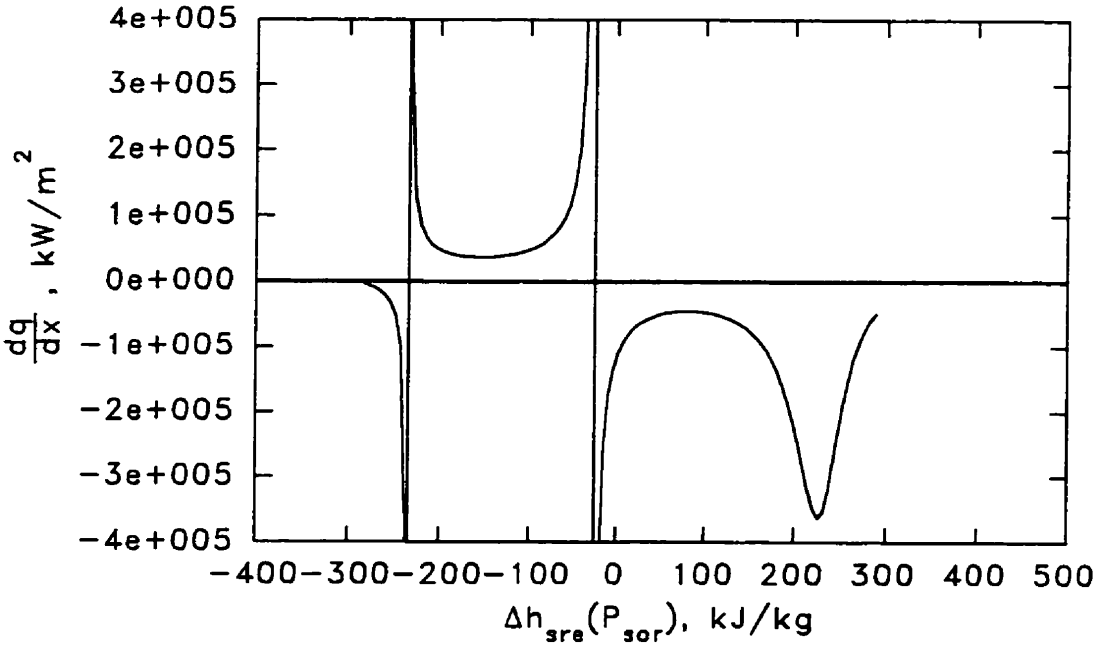


Figure 3.117 Dérivée dq'/dx en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 11.5$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

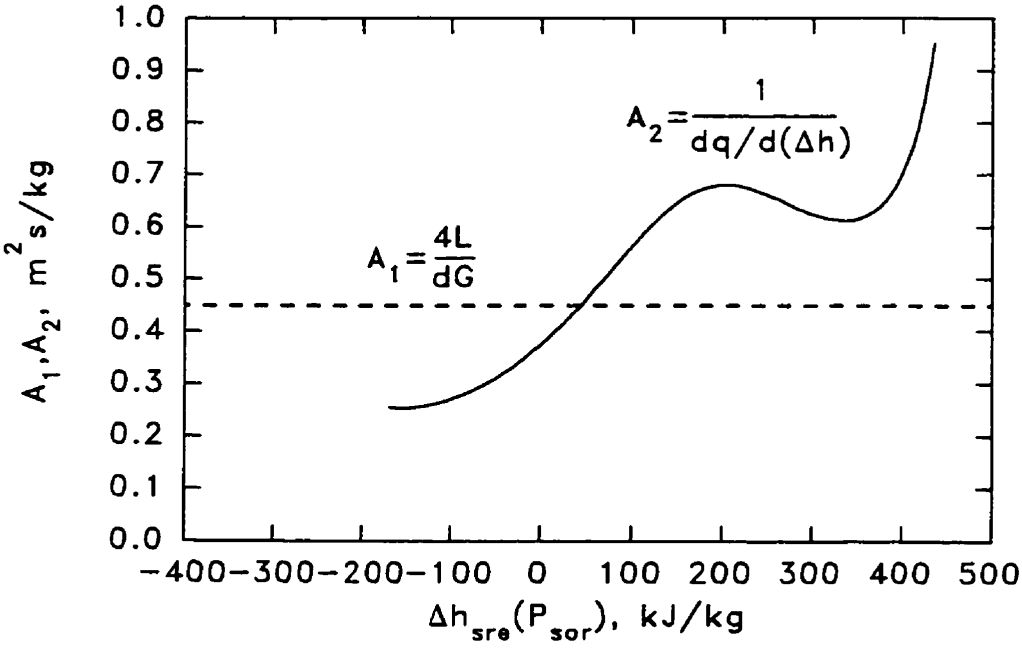


Figure 3.118 Paramètres A_1 et A_2 (équation 3.12) en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 29.9$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

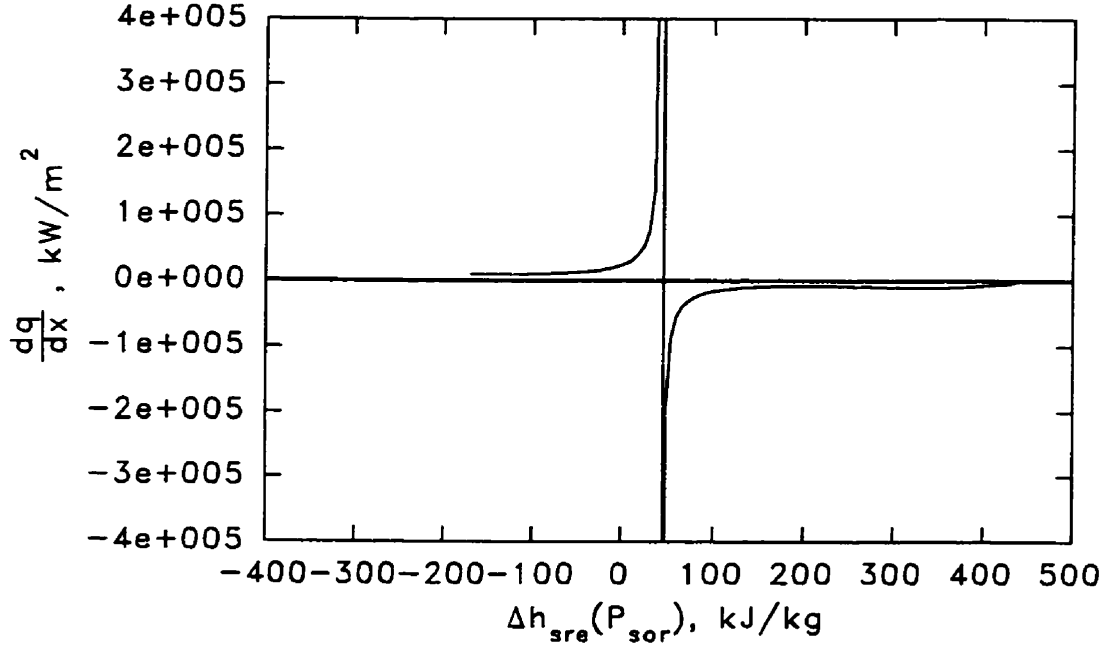


Figure 3.119 Dérivée dq'/dx en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 29.9$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

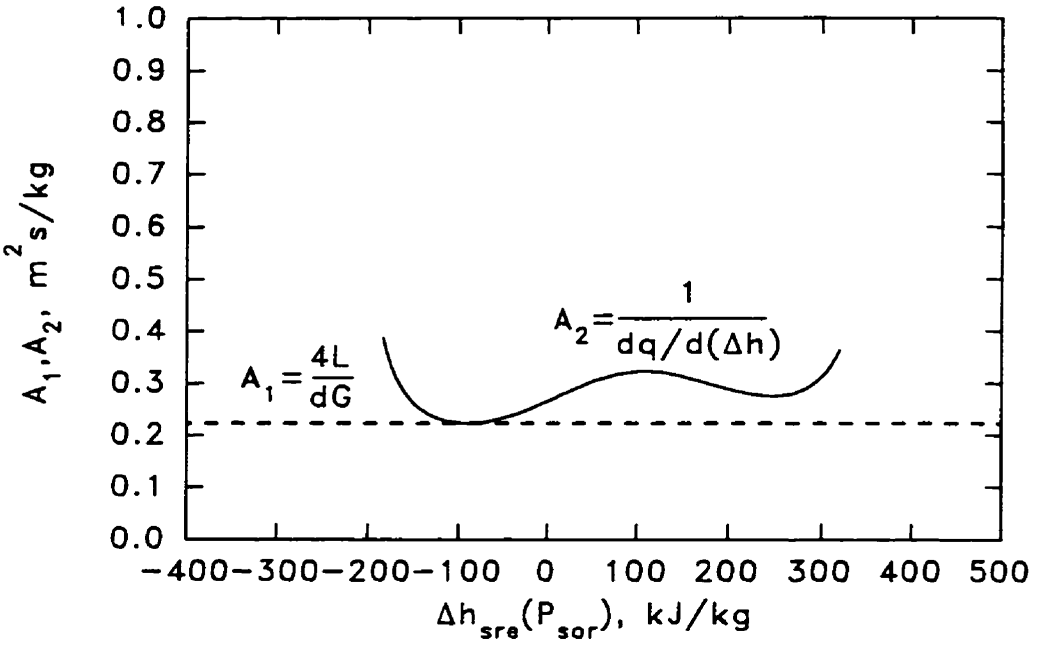


Figure 3.120 Paramètres A_1 et A_2 (équation 3.12) en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

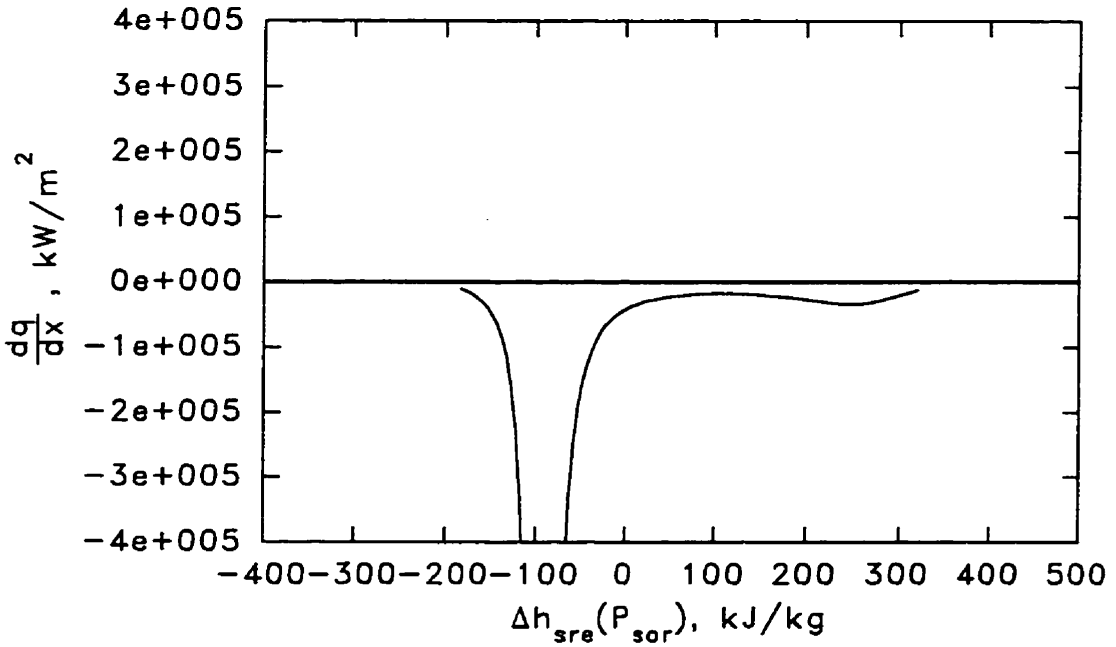


Figure 3.121 Dérivée dq'/dx en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

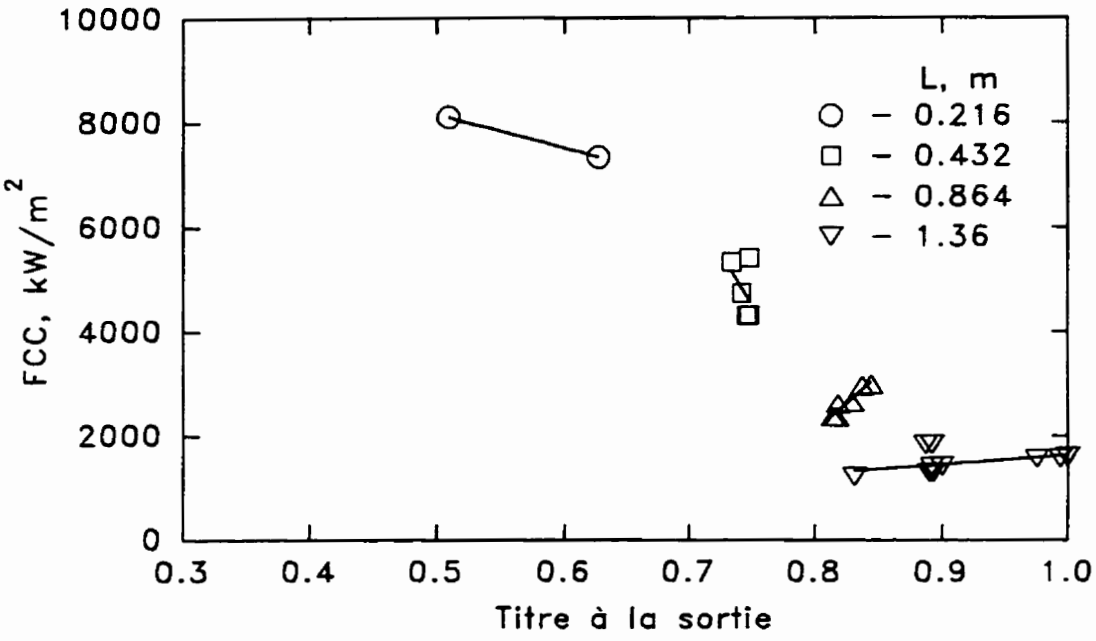


Figure 3.122 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee et Obertelli (1964) ($d = 5.6\ mm$; $P_{ent} = 39\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

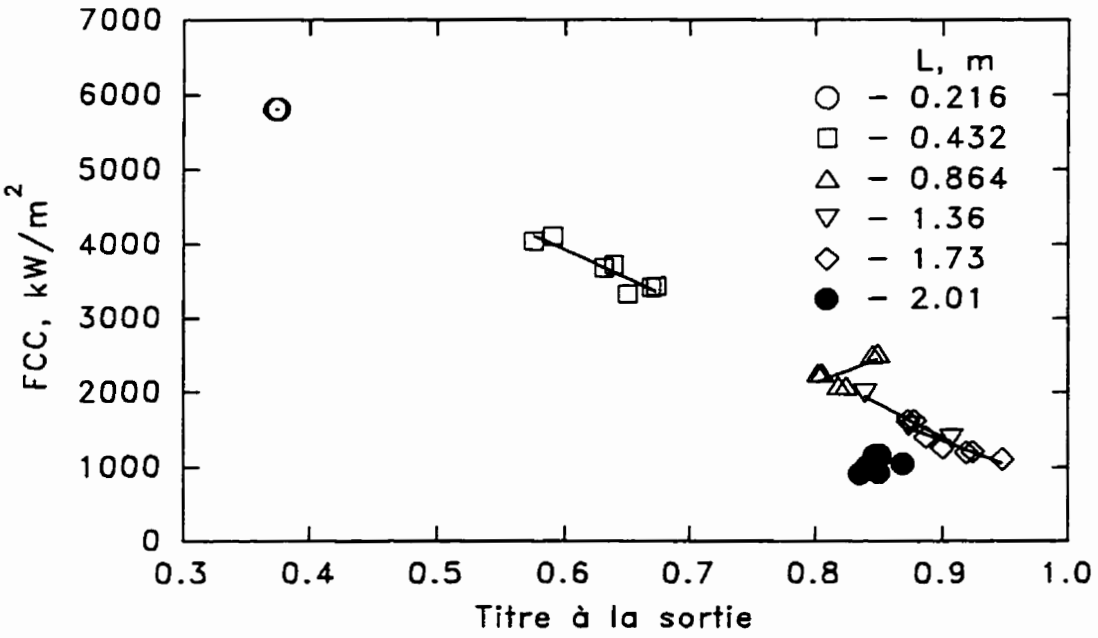


Figure 3.123 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee et Obertelli (1964) ($d = 5.6\ mm$; $P_{ent} = 69\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

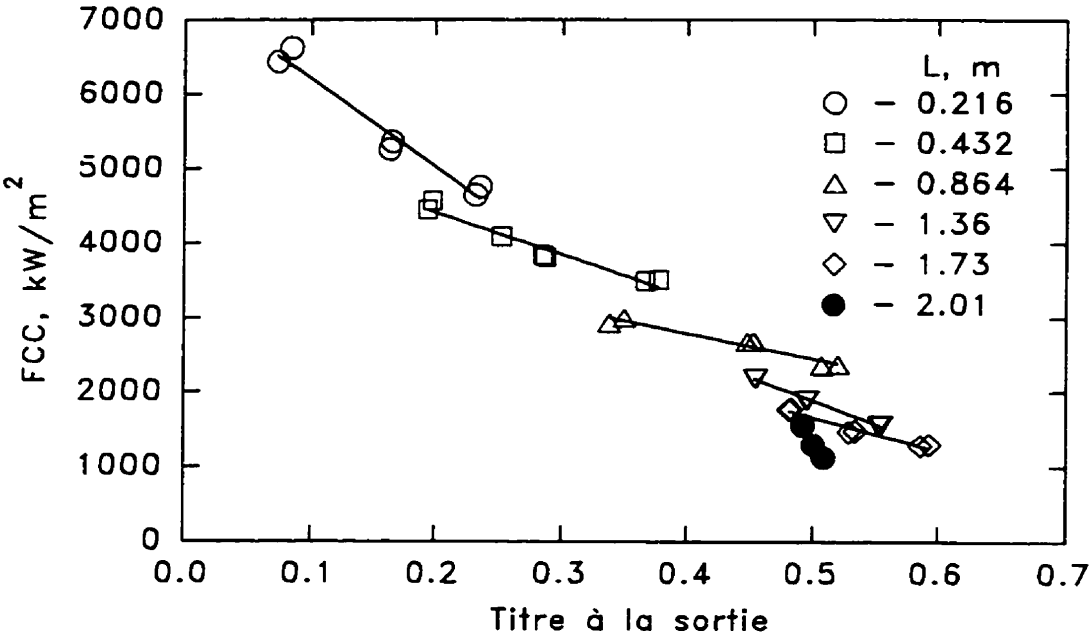


Figure 3.124 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee et Obertelli (1964) ($d = 5.6\ mm$; $P_{ent} = 69\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

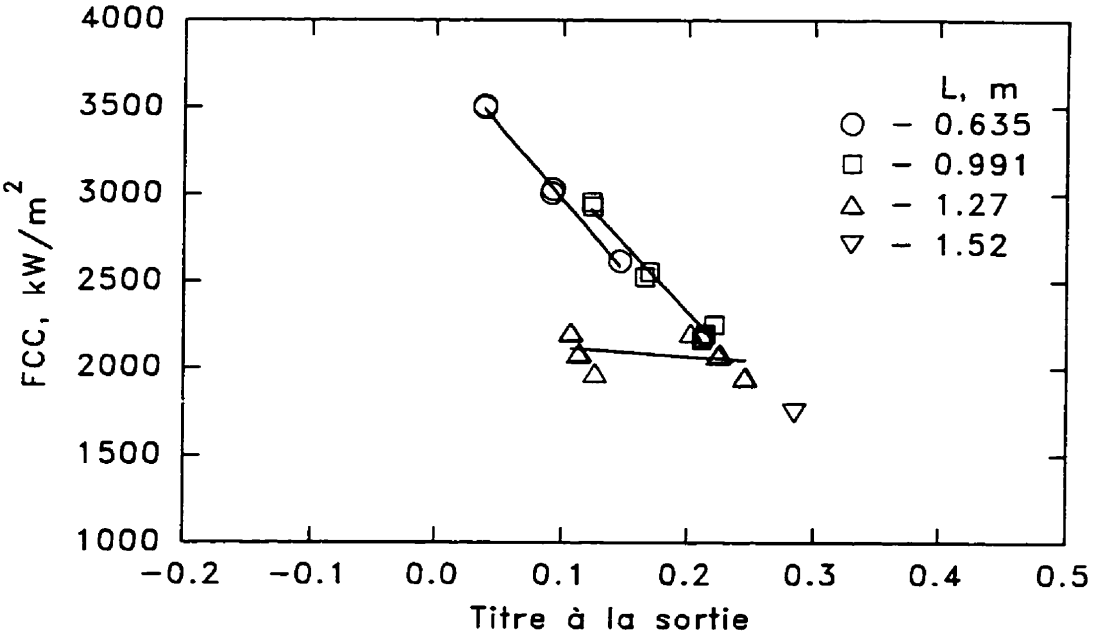


Figure 3.125 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee (1966) ($d = 14.1\ mm$; $P_{ent} = 86\ bars$; $G = 1625\ kgm^{-2}s^{-1}$)

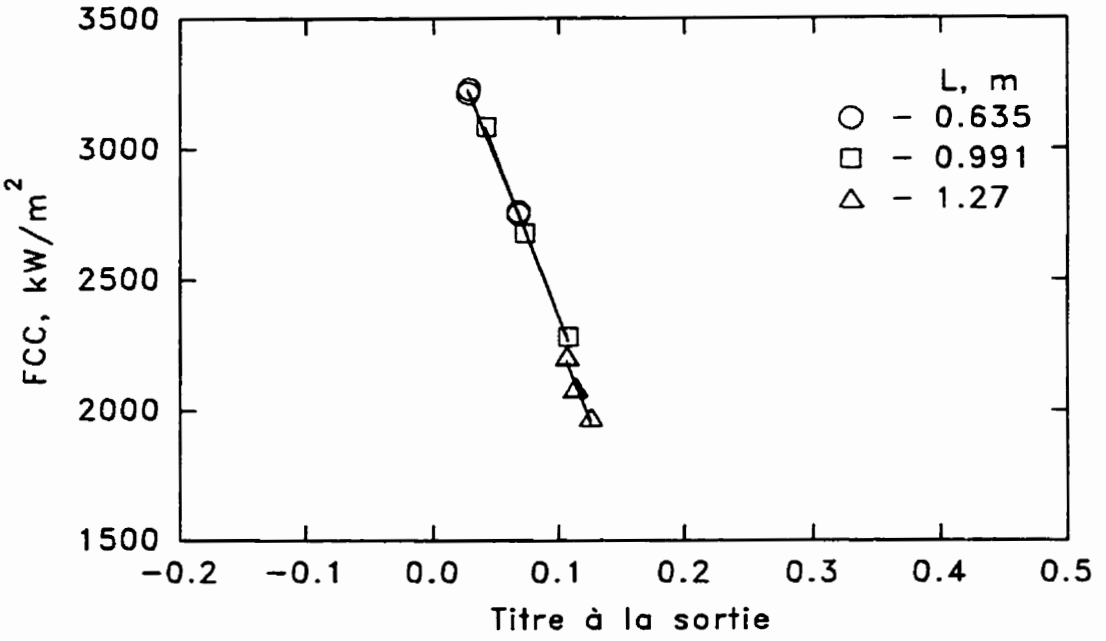


Figure 3.126 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee (1966) (d = 14.1 mm; $P_{ent} = 86$ $bars$; $G = 2700$ $kgm^{-2}s^{-1}$)

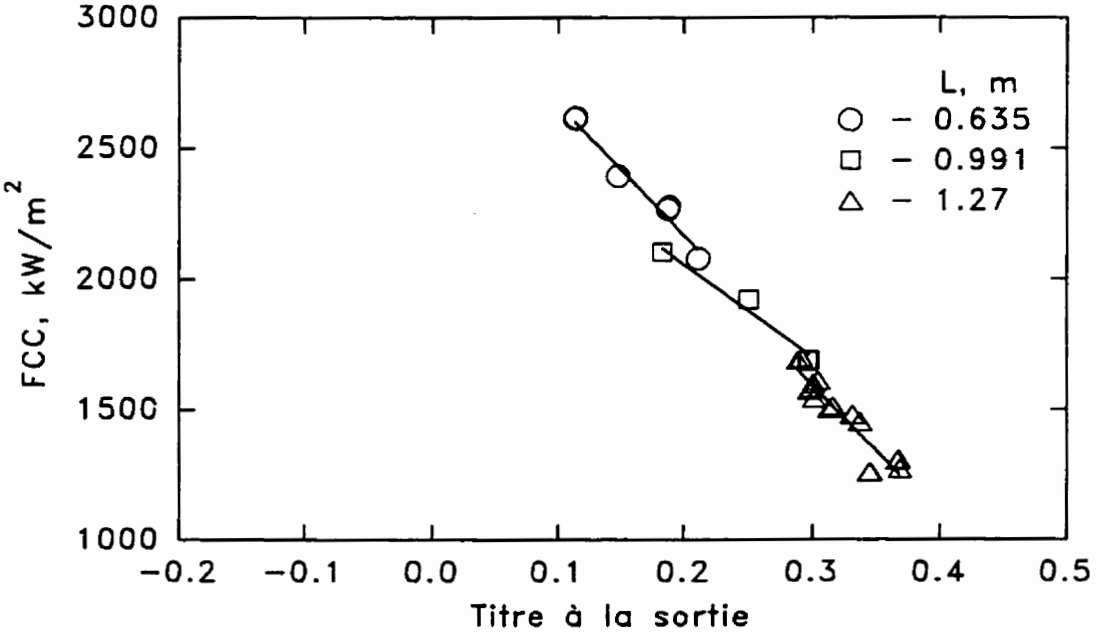


Figure 3.127 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Lee (1966) (d = 14.1 mm; $P_{ent} = 110$ $bars$; $G = 1000$ $kgm^{-2}s^{-1}$)

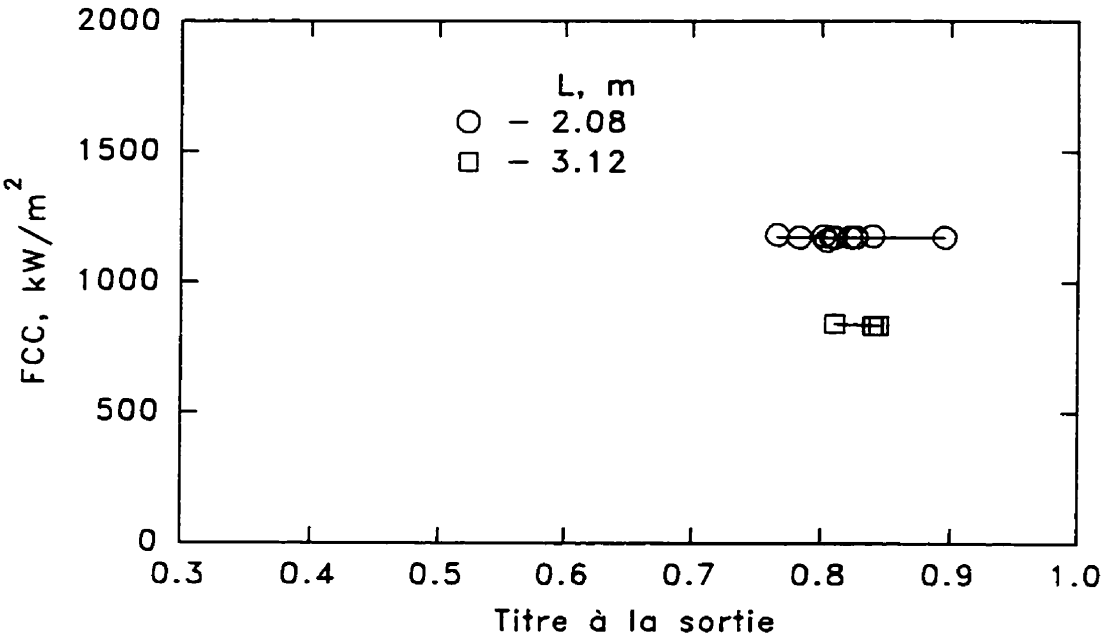


Figure 3.128 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Becker et al. (1965) ($d = 7.8\ mm$; $P_{sor} = 28.5 - 39.0\ bars$; $G = 580 - 720\ kgm^{-2}s^{-1}$)

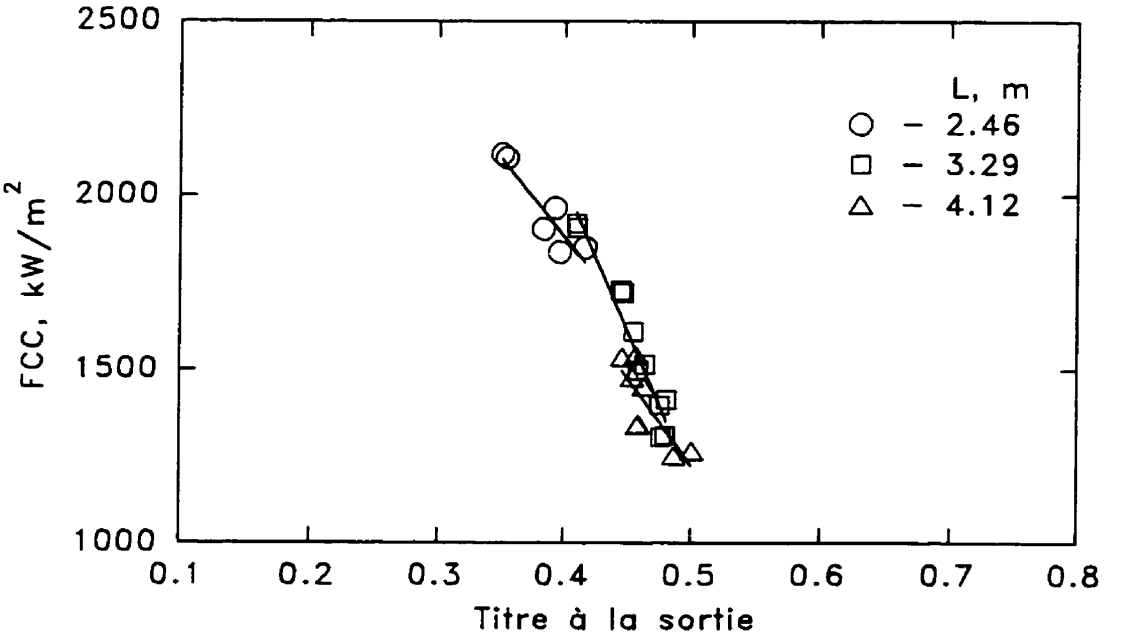


Figure 3.129 FCC en fonction du titre à la sortie (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; $P_{sor} = 50\ bars$; $G = 1520\ kgm^{-2}s^{-1}$)

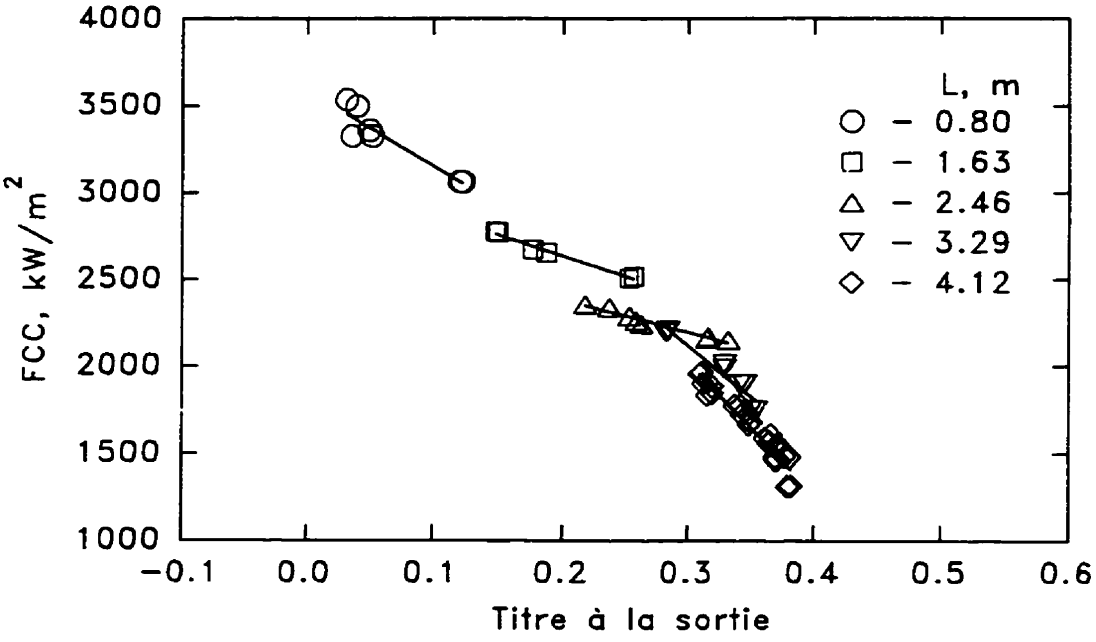


Figure 3.130 FCC en fonction du titre à la sortie (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; $P_{sor} = 50\ bars$; $G = 2200\ kgm^{-2}s^{-1}$)

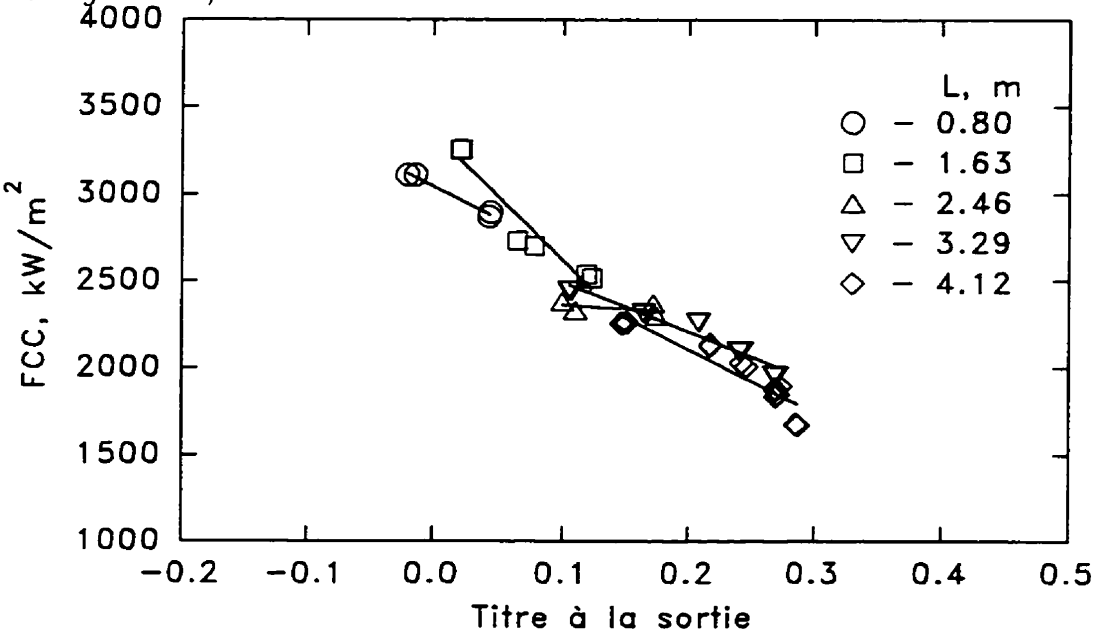


Figure 3.131 FCC en fonction du titre à la sortie (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; $P_{sor} = 50\ bars$; $G = 3800\ kgm^{-2}s^{-1}$)

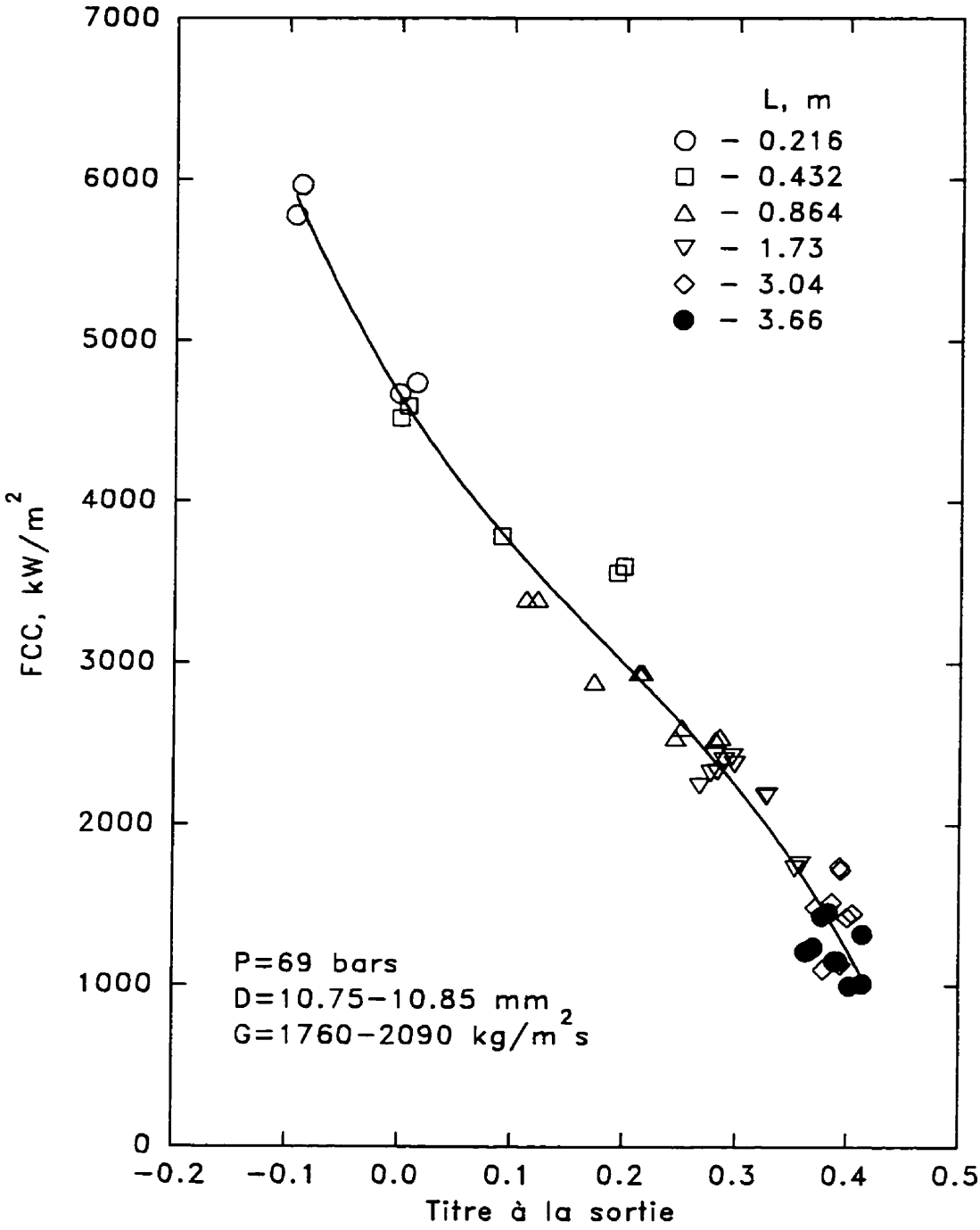


Figure 3.132 FCC en fonction du titre à la sortie d'après Collier (1981)

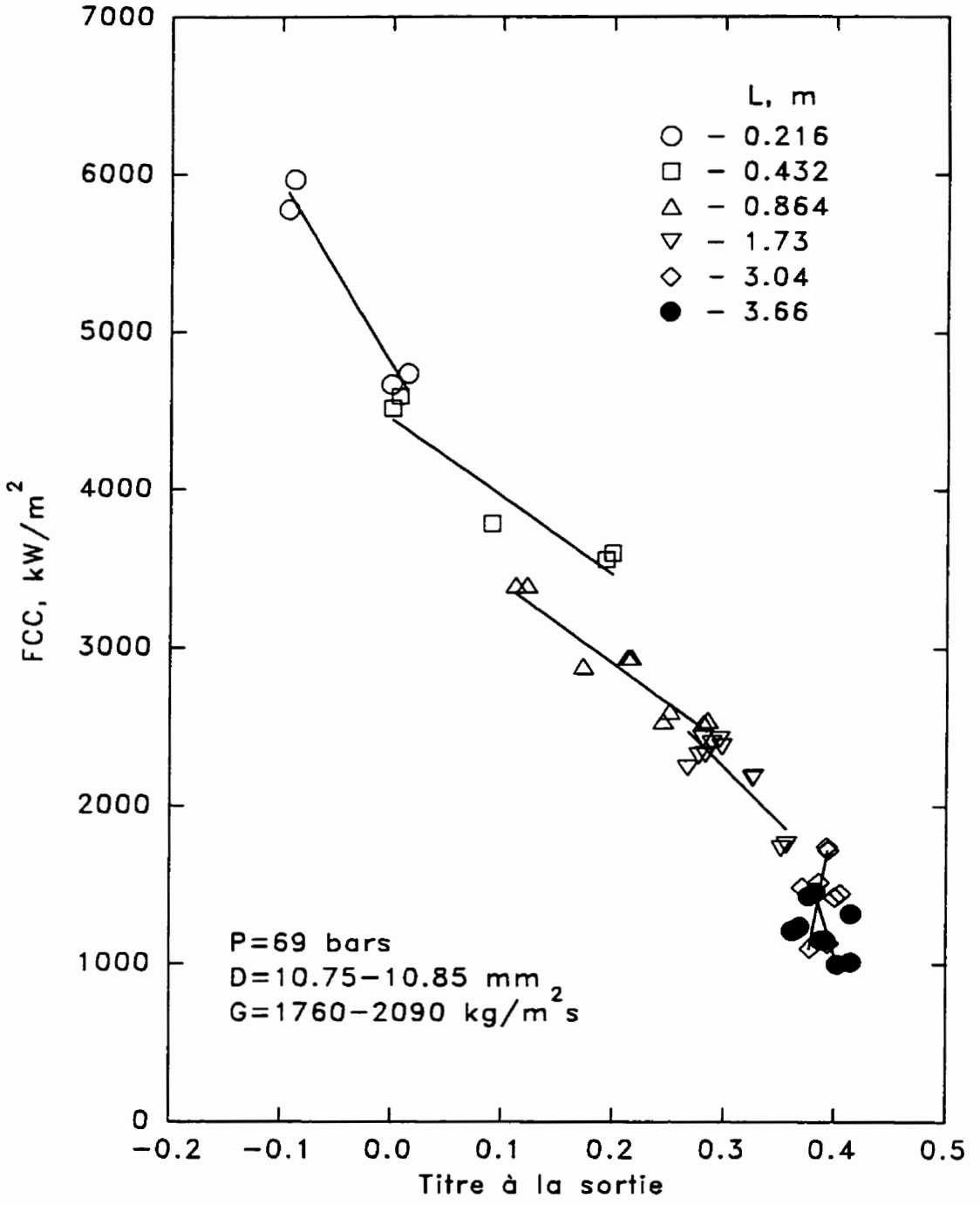


Figure 3.133 FCC en fonction du titre à la sortie (données de Lee, 1966 et de Lee et Orbertelli, 1964)

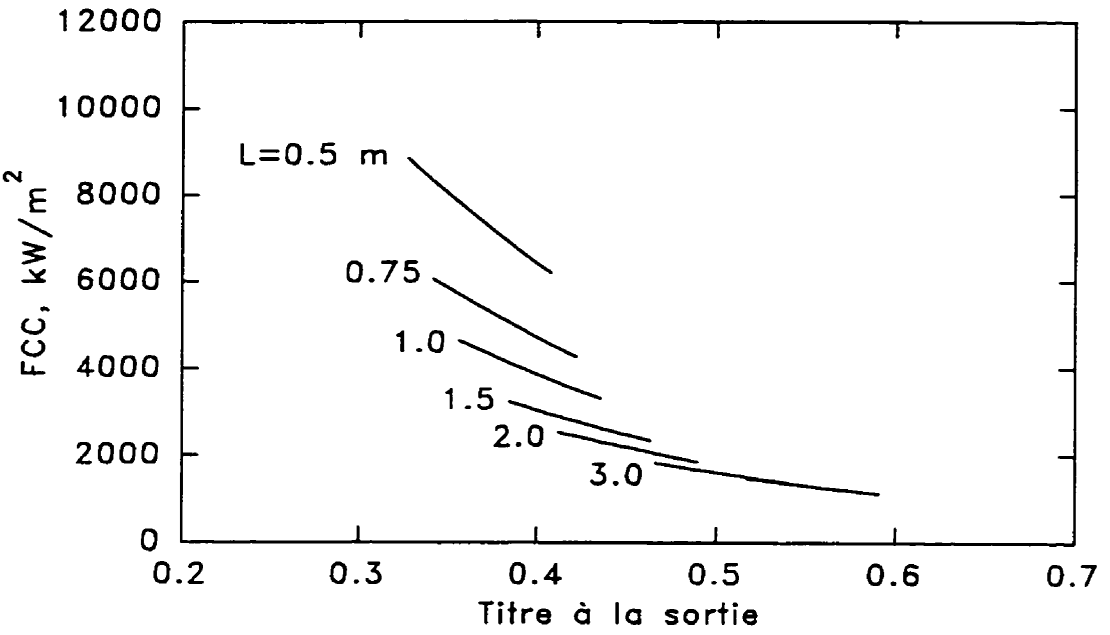


Figure 3.134 FCC en fonction du titre à la sortie selon la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 20$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

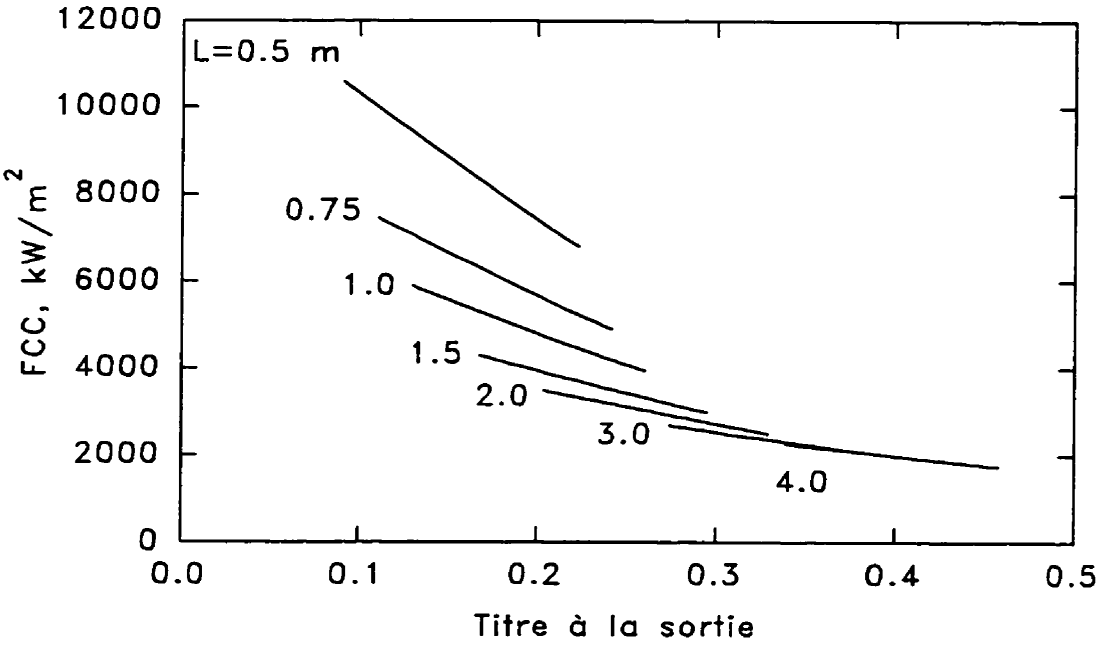


Figure 3.135 FCC en fonction du titre à la sortie selon la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 20$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

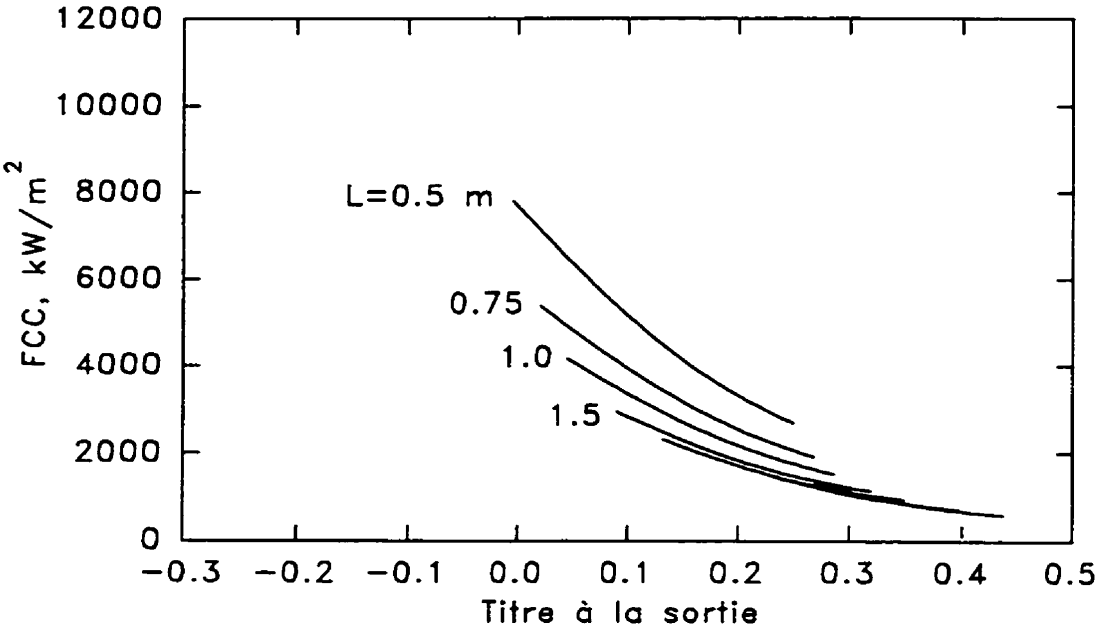


Figure 3.136 FCC en fonction du titre à la sortie selon la corrélation de Kirillov (3.21) (P_{sor} = 100 *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

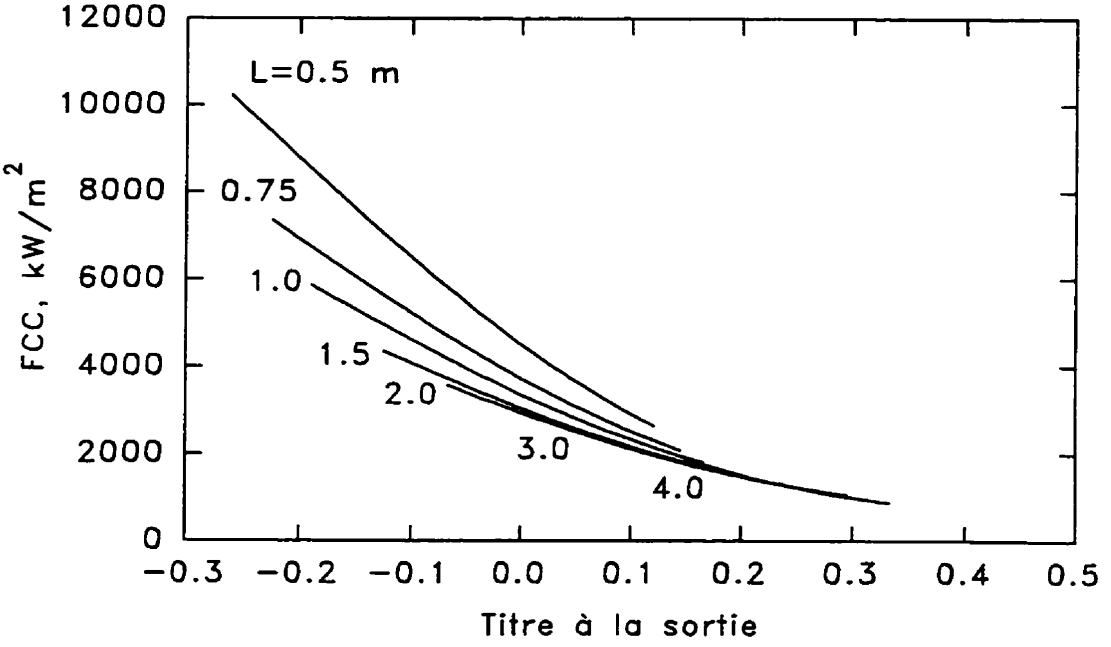


Figure 3.137 FCC en fonction du titre à la sortie selon la corrélation de Kirillov (3.21) (P_{sor} = 100 *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

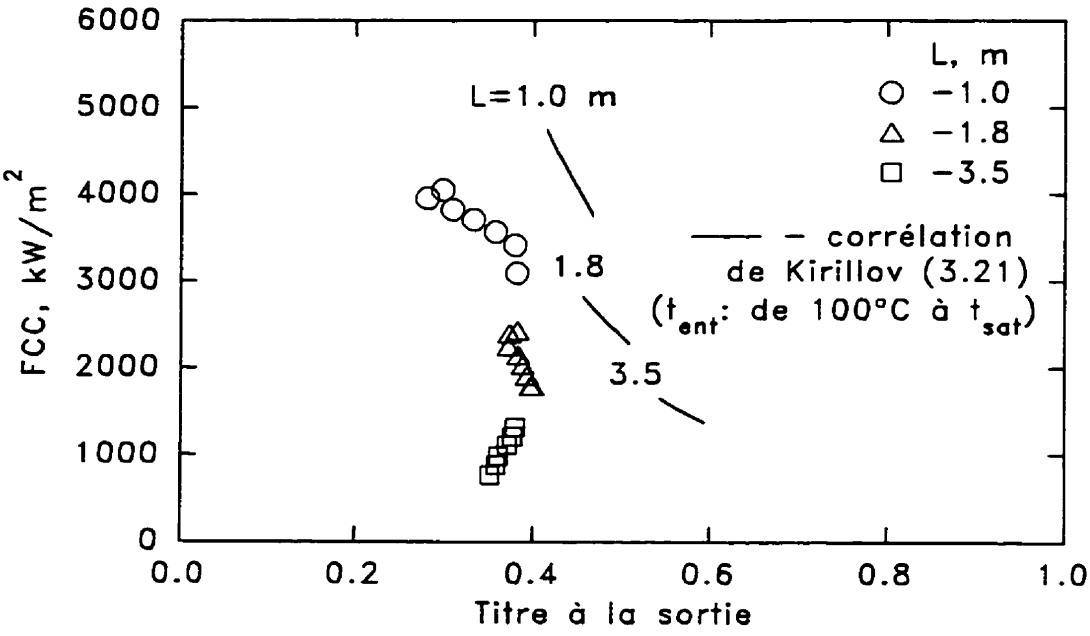


Figure 3.138 Comparaison des données expérimentales avec la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 10.2\ bars;\ G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

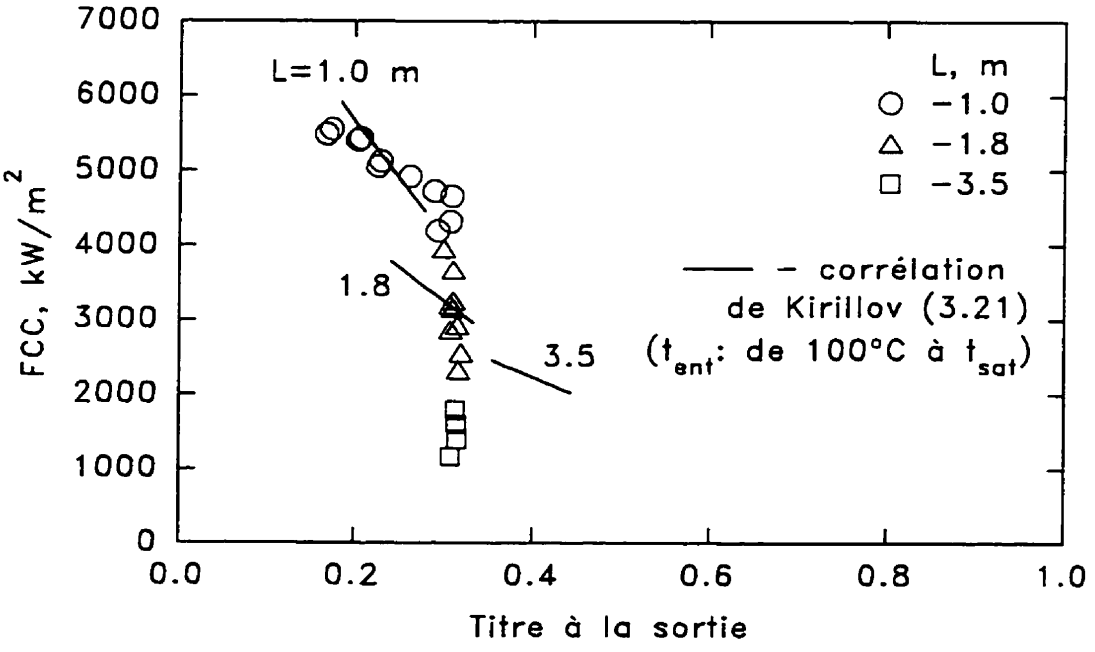


Figure 3.139 Comparaison des données expérimentales avec la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 11.5\ bars;\ G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

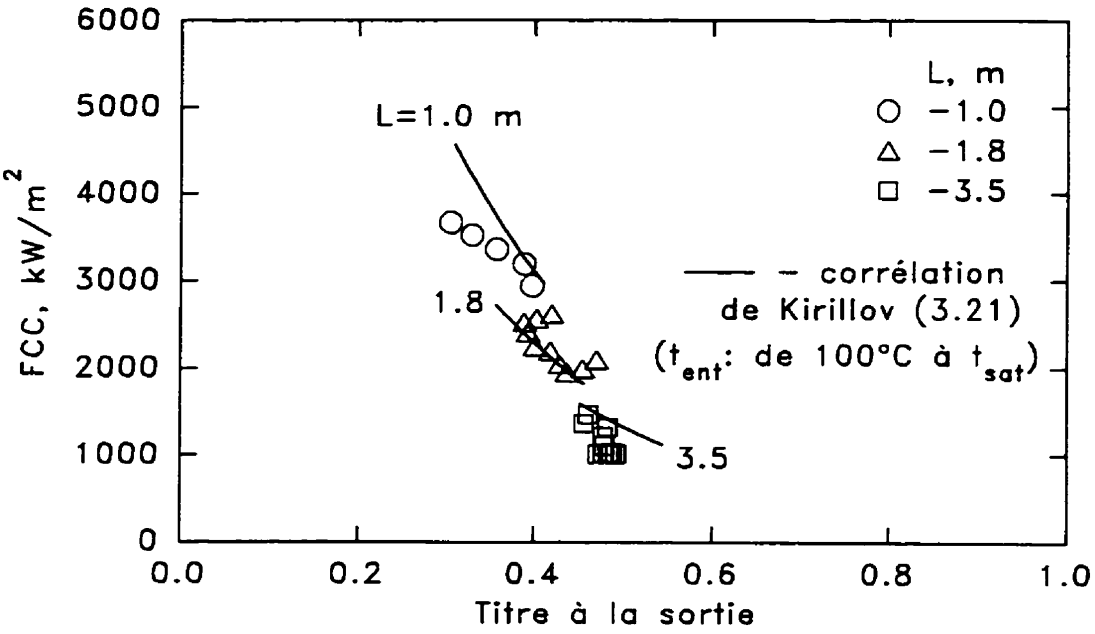


Figure 3.140 Comparaison des données expérimentales avec la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

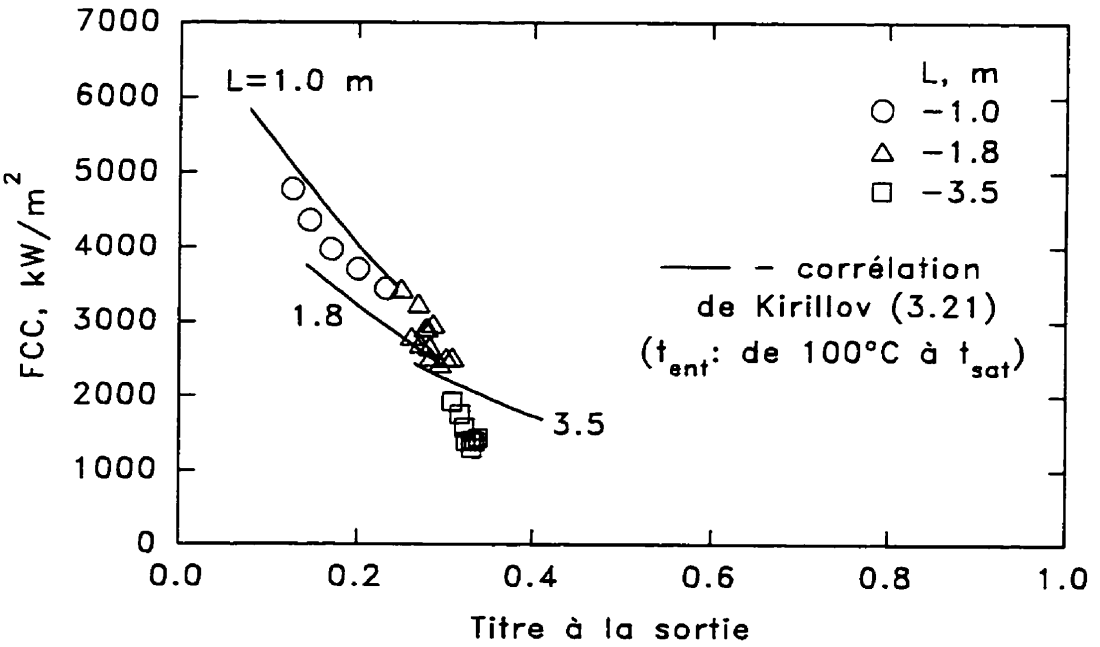
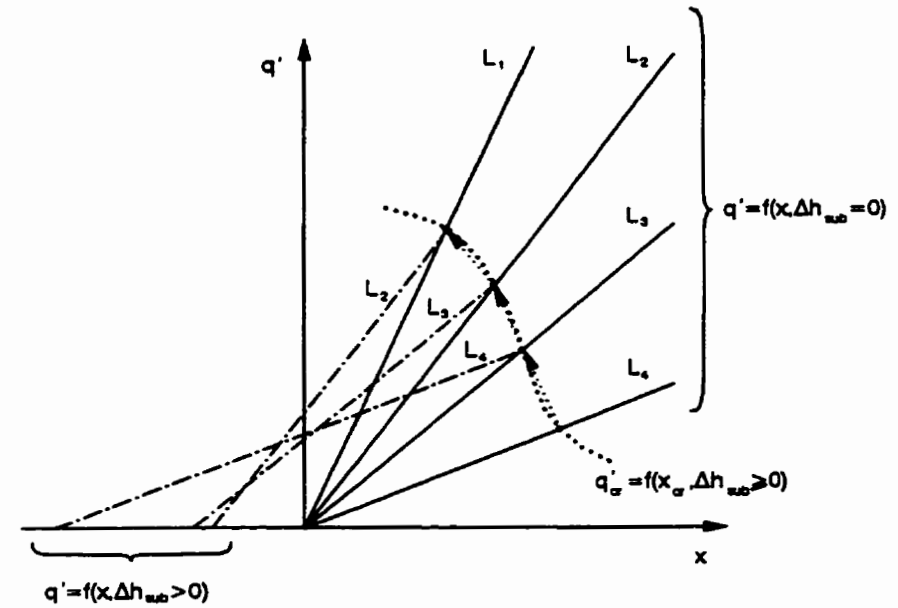
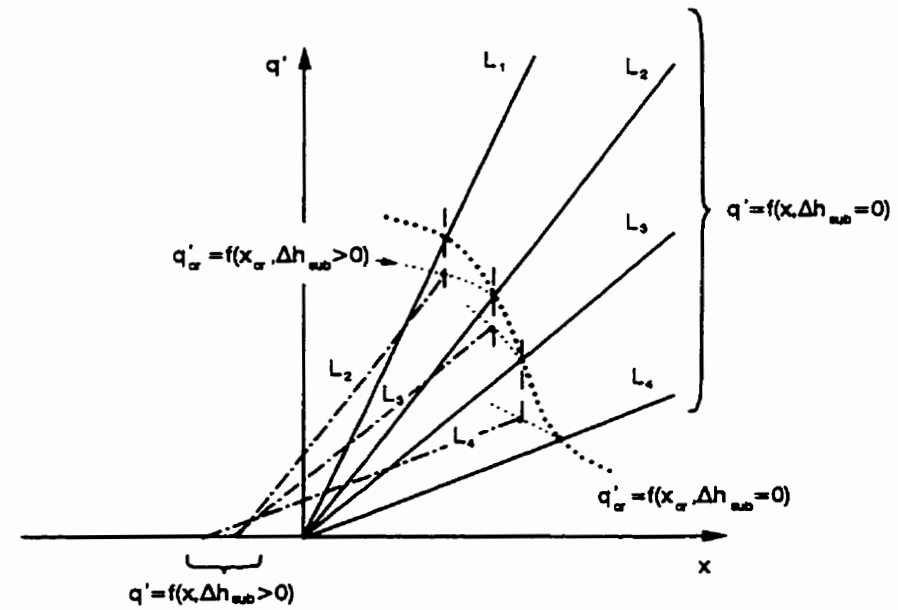


Figure 3.141 Comparaison des données expérimentales avec la corrélation de Kirillov (3.21) ($P_{sor} = 30.2\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)



(a)



(b)

Figure 3.142 FCC en fonction du titre et de la longueur chauffée

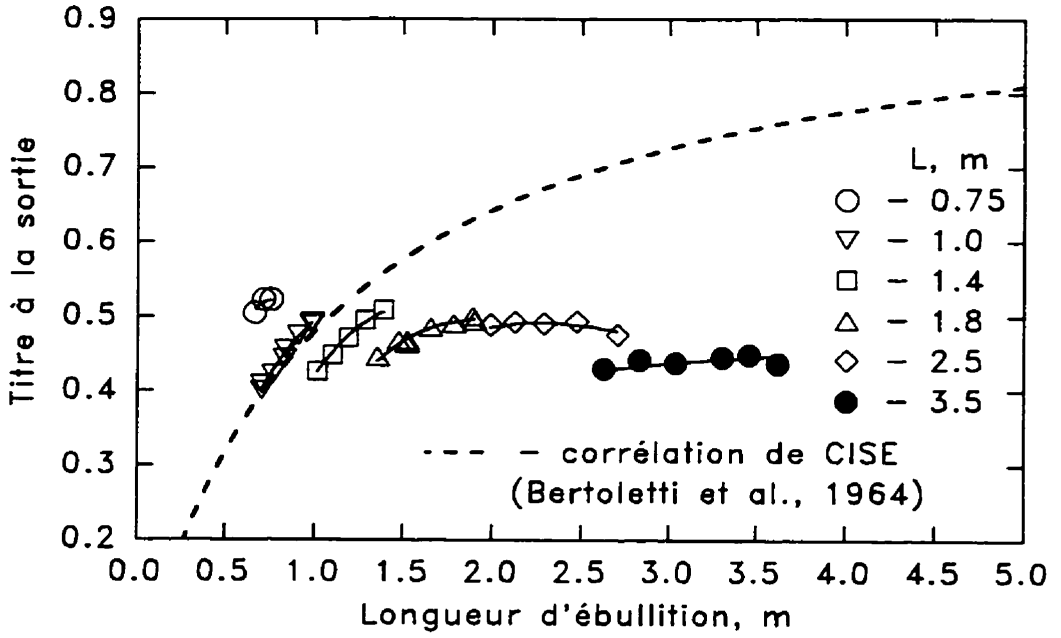


Figure 3.143 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

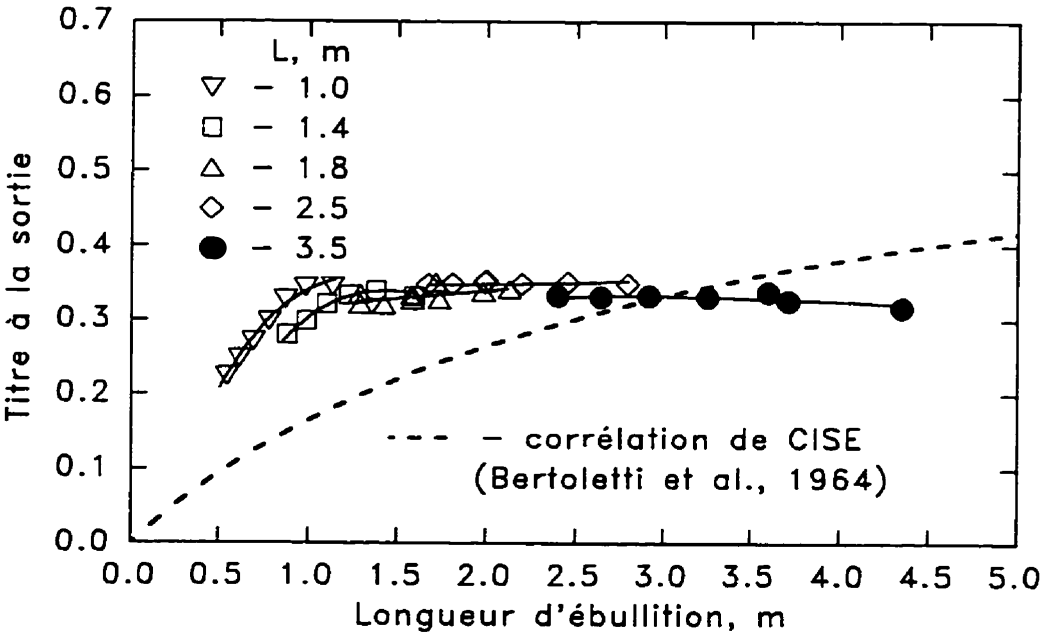


Figure 3.144 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

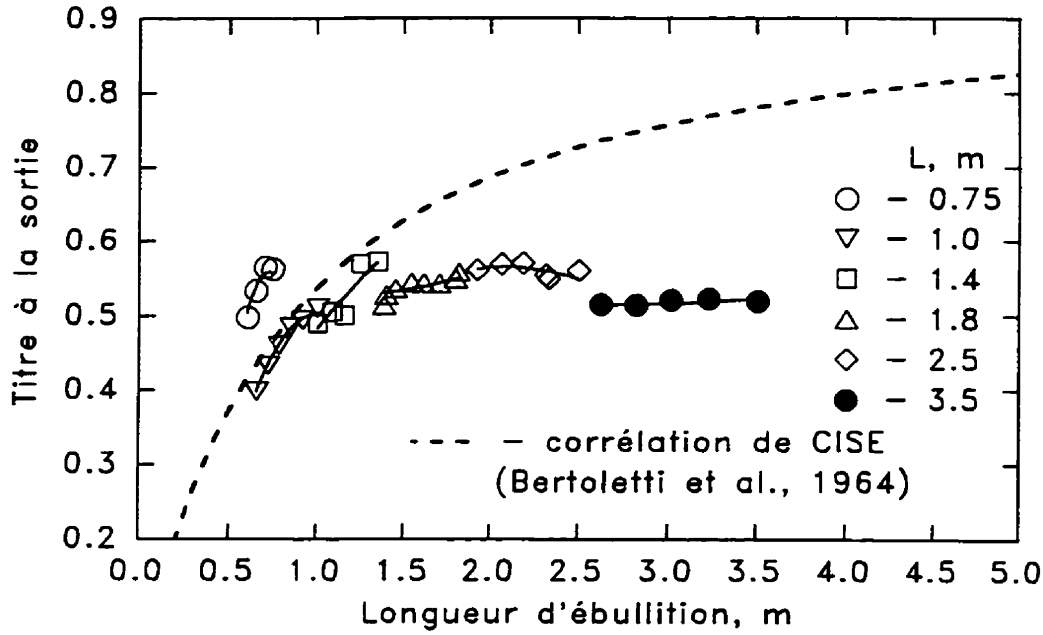


Figure 3.145 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

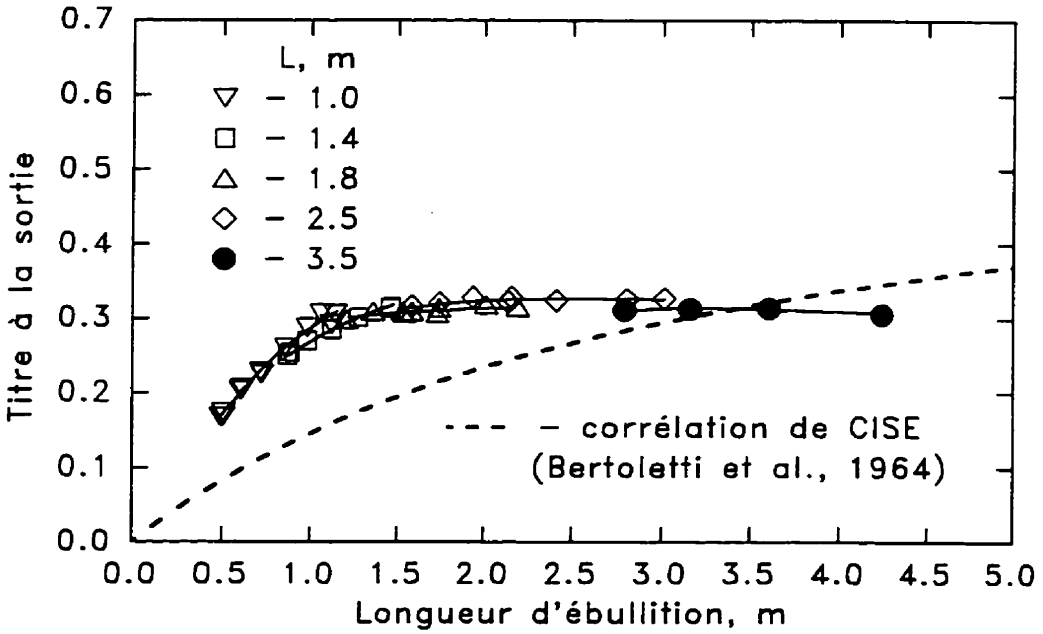


Figure 3.146 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

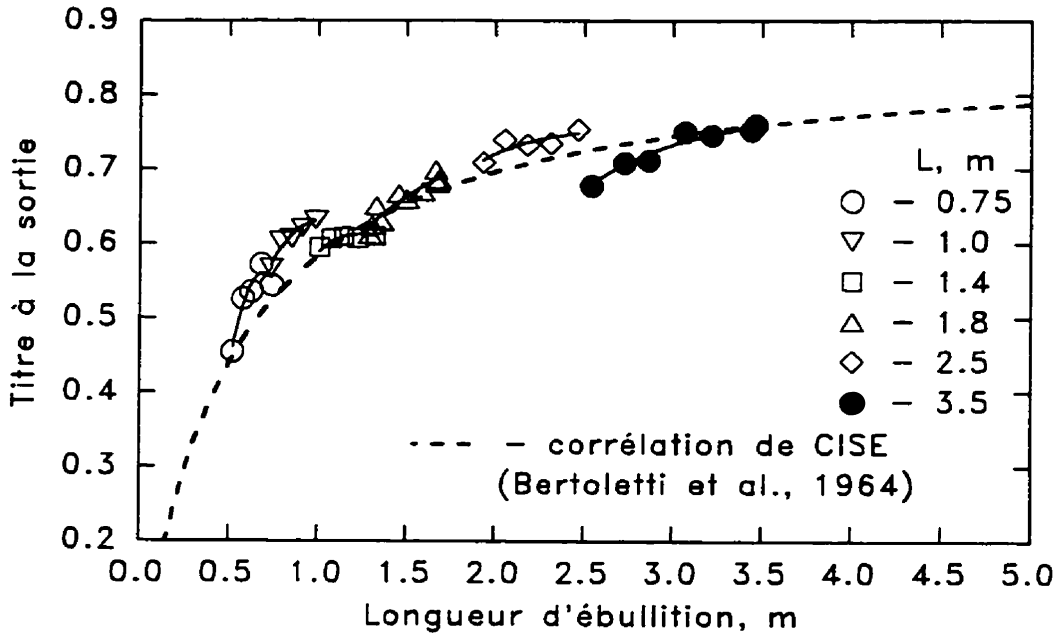


Figure 3.147 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

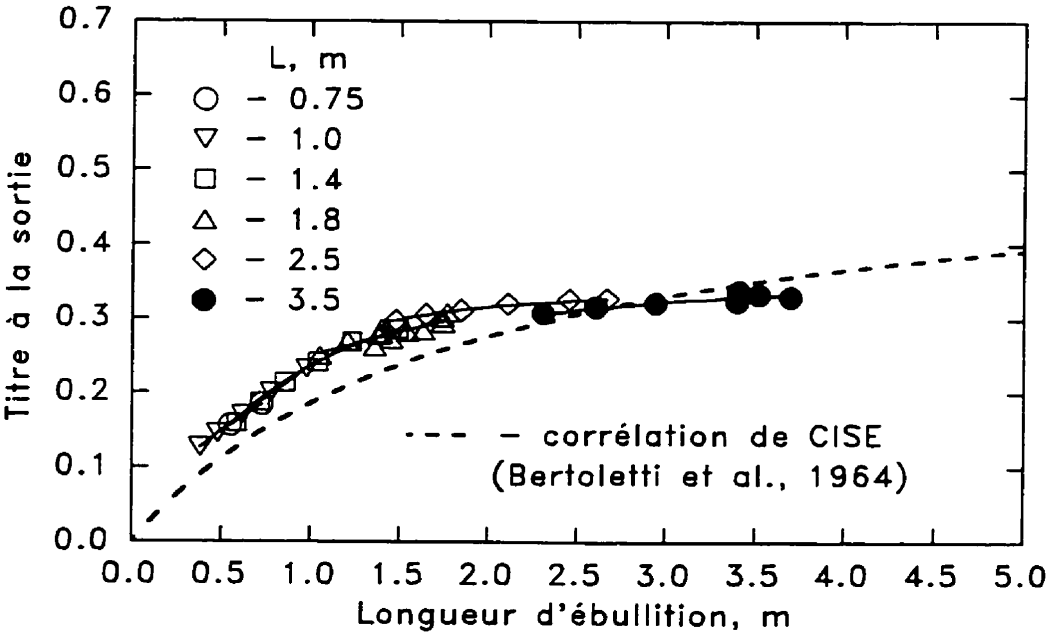


Figure 3.148 Titre critique en fonction de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

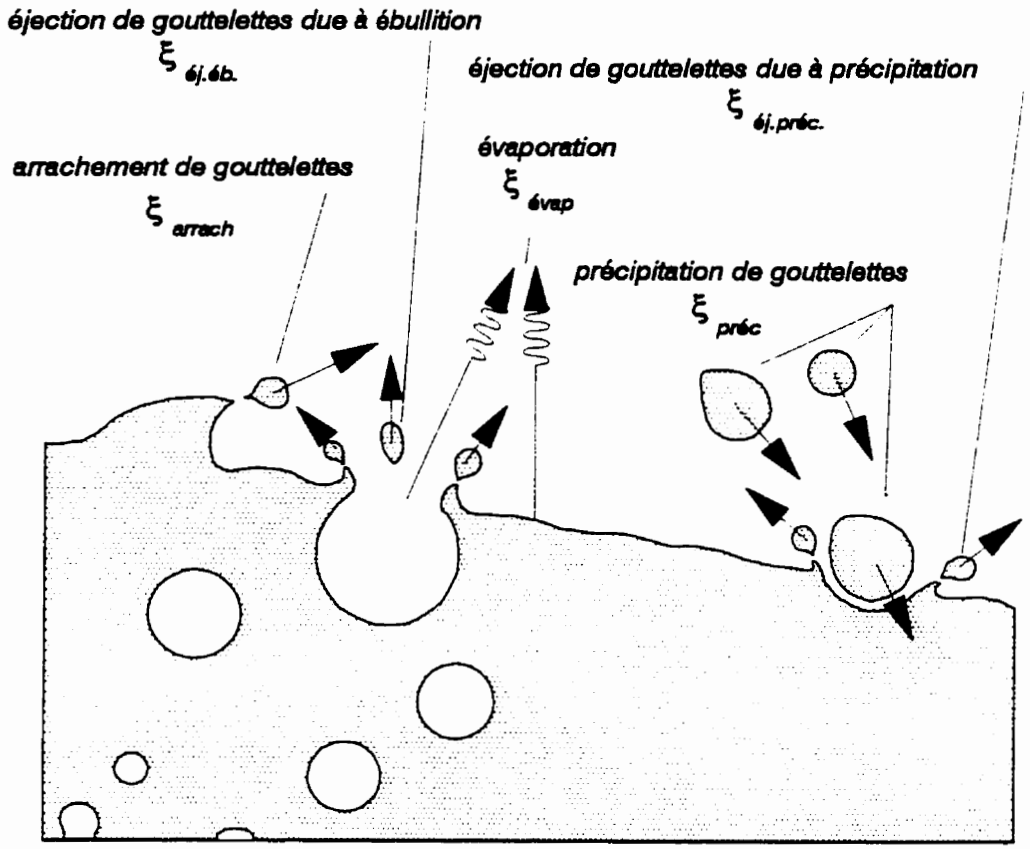


Figure 3.149 Mécanismes du transfert de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide sur la paroi

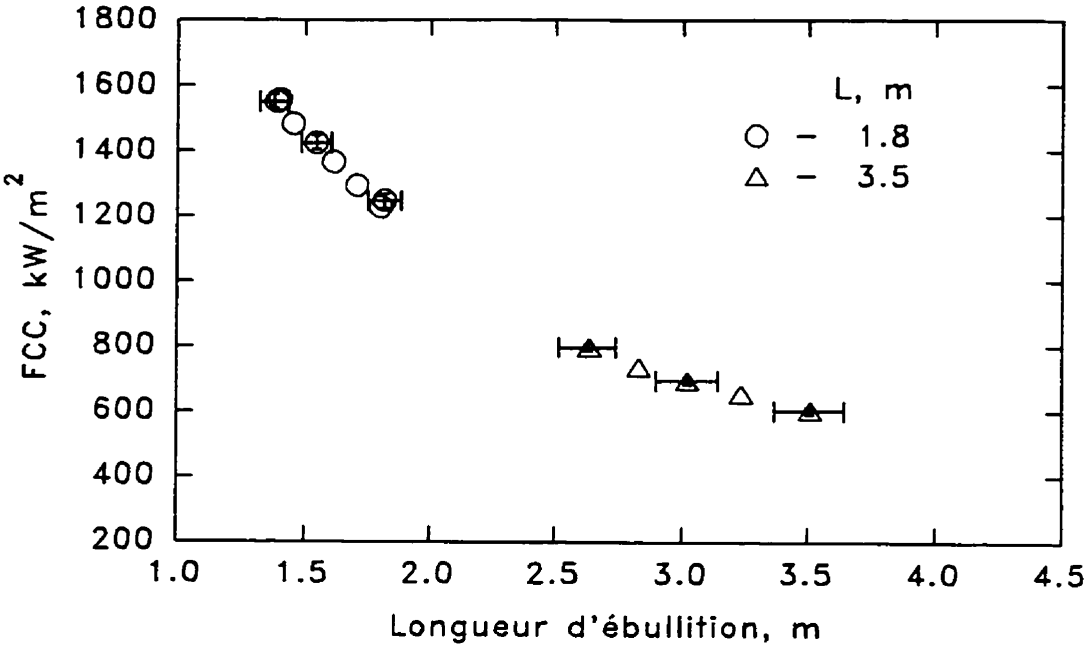


Figure 3.150 Erreurs de la détermination du FCC et de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

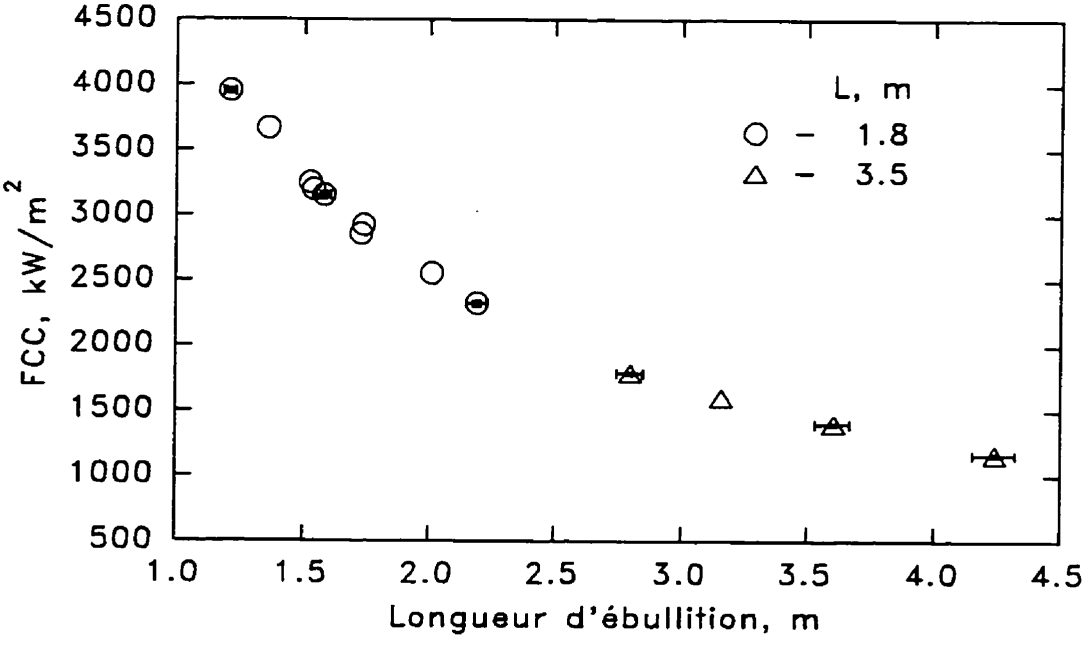


Figure 3.151 Erreurs de la détermination du FCC et de la longueur d'ébullition ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

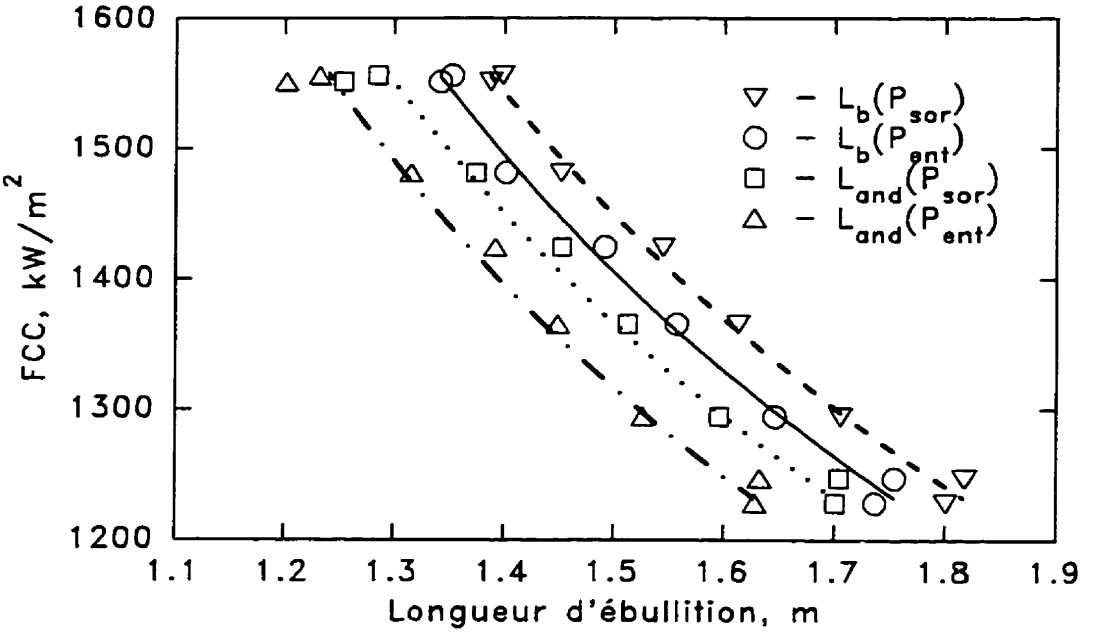


Figure 3.152 FCC en fonction des longueurs d'ébullition distinctes ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

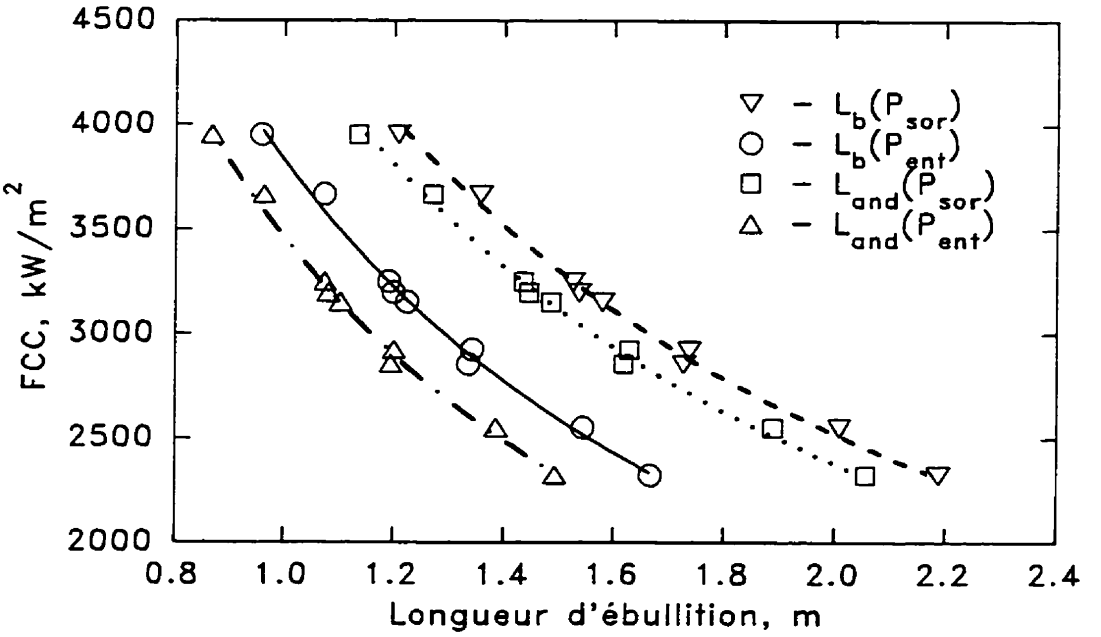


Figure 3.153 FCC en fonction des longueurs d'ébullition distinctes ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

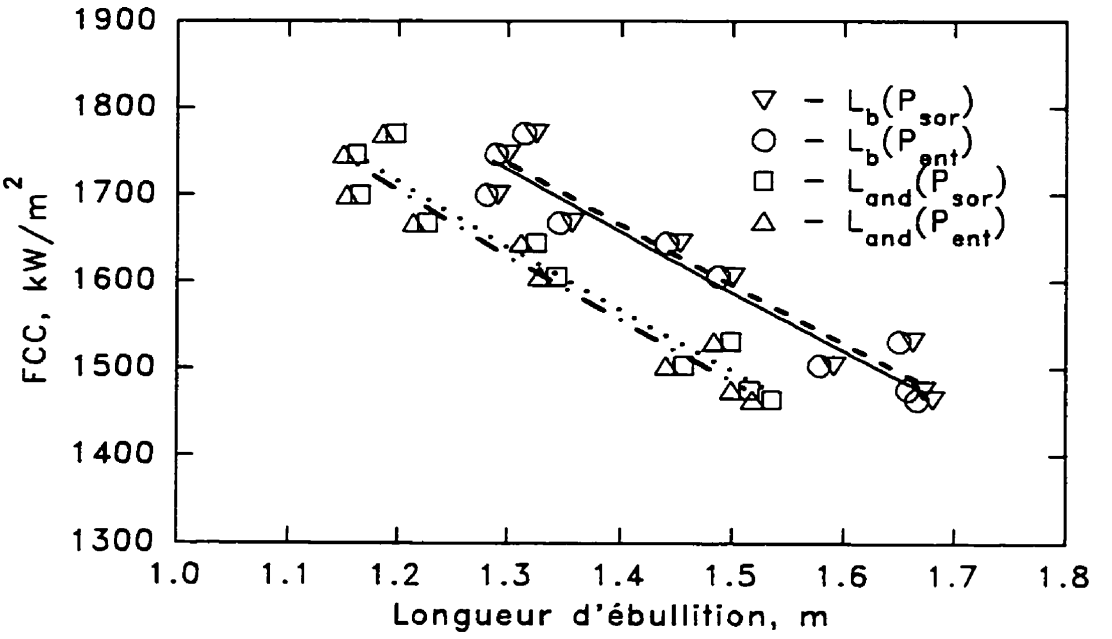


Figure 3.154 FCC en fonction des longueurs d'ébullition distinctes ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

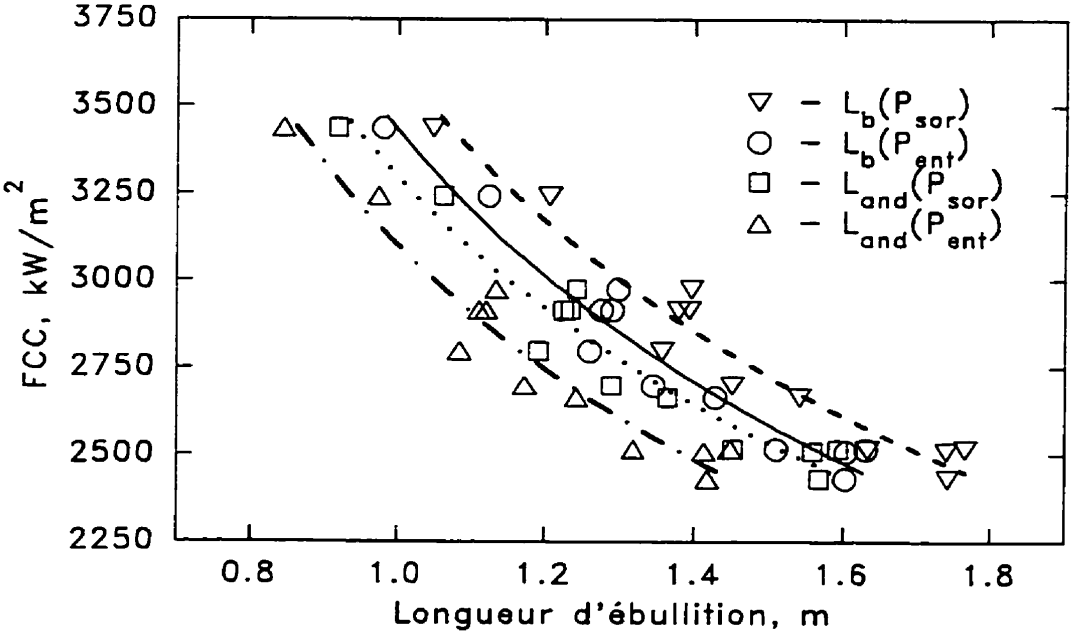


Figure 3.155 FCC en fonction des longueurs d'ébullition distinctes ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

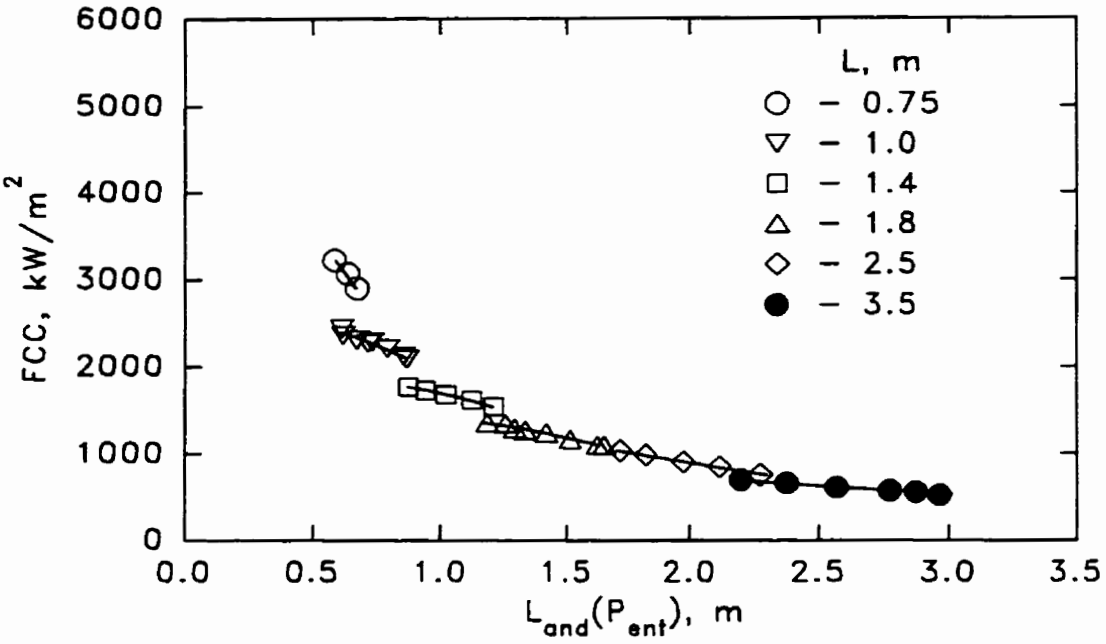


Figure 3.156 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.958$; $\sigma = 171\ kWm^{-2}$)

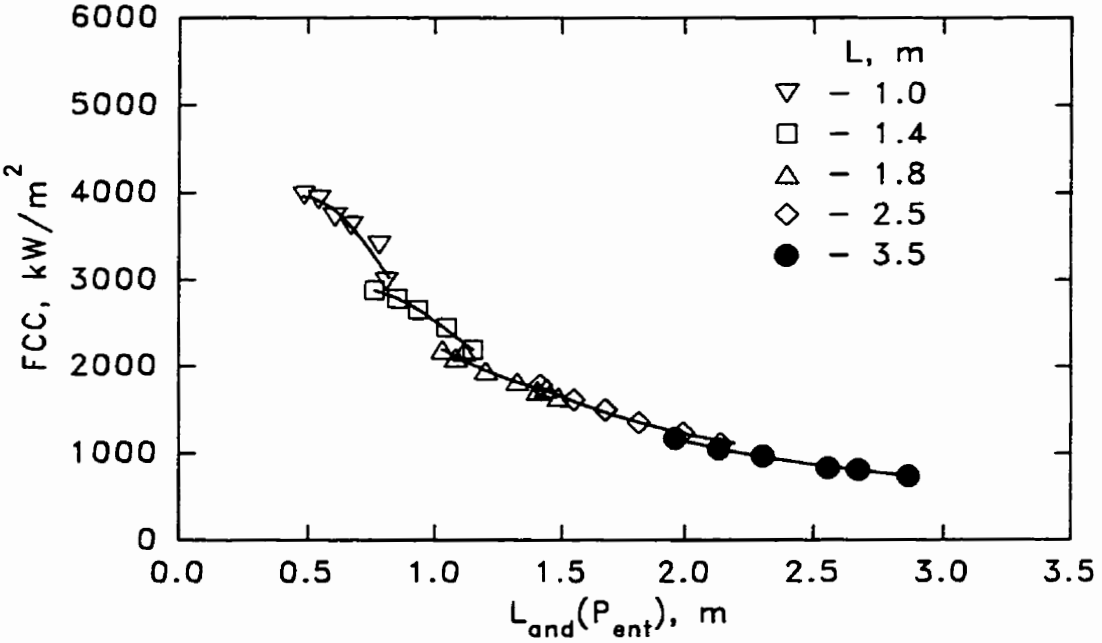


Figure 3.157 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 6.0\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.990$; $\sigma = 107\ kWm^{-2}$)

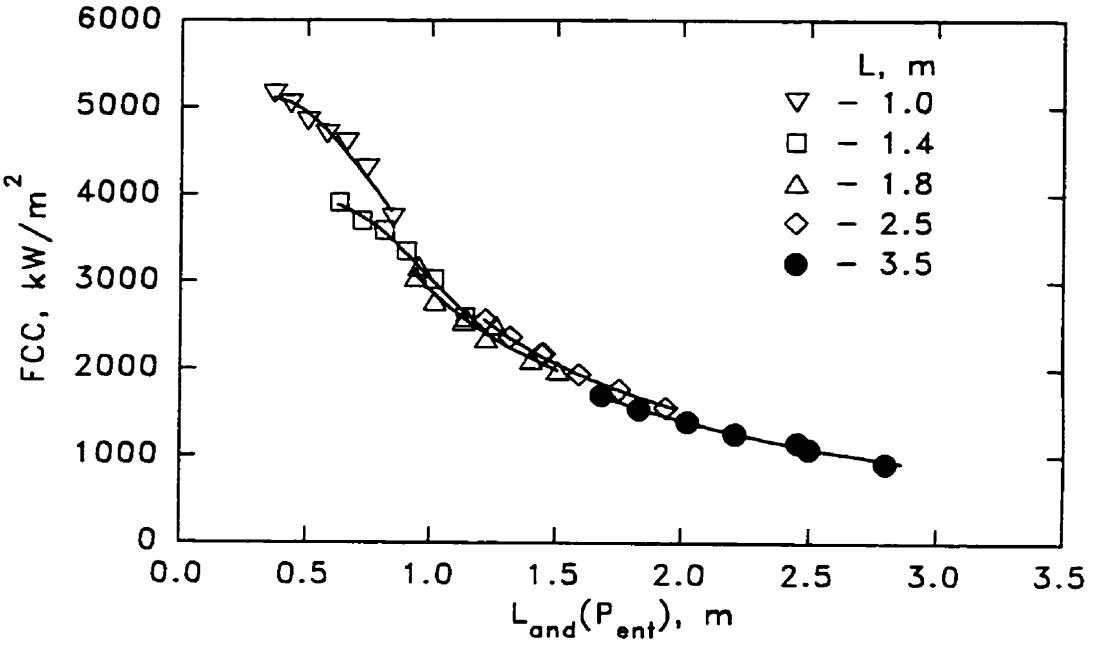


Figure 3.158 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 8.5$ *bars*; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.985$; $\sigma = 163\ kWm^{-2}$)

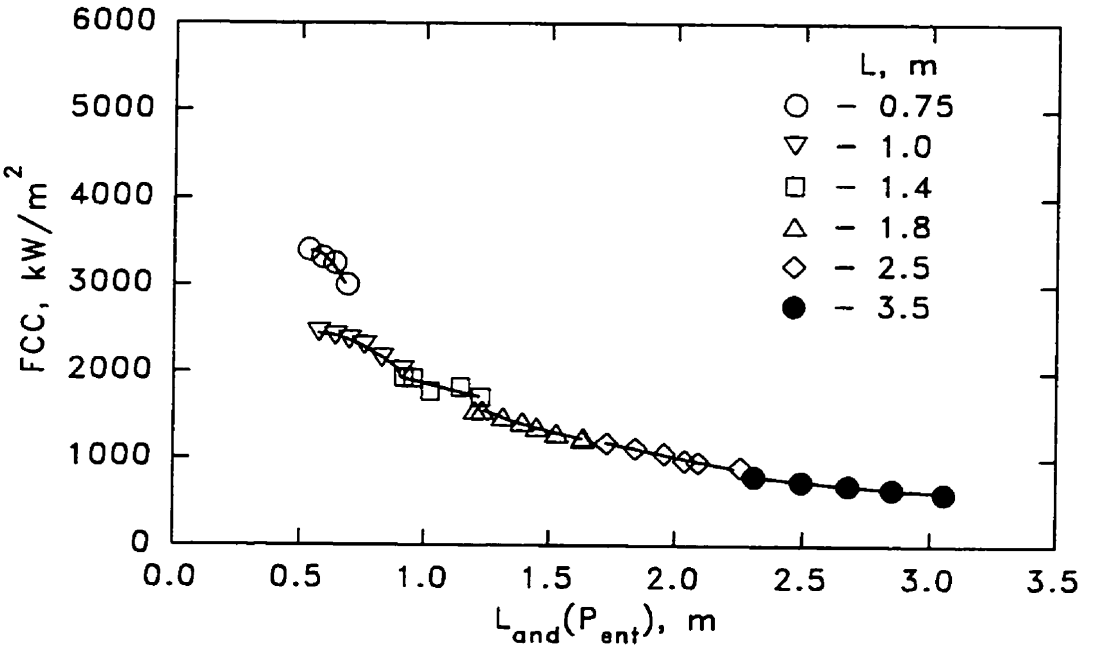


Figure 3.159 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 10.0$ *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.946$; $\sigma = 203\ kWm^{-2}$)

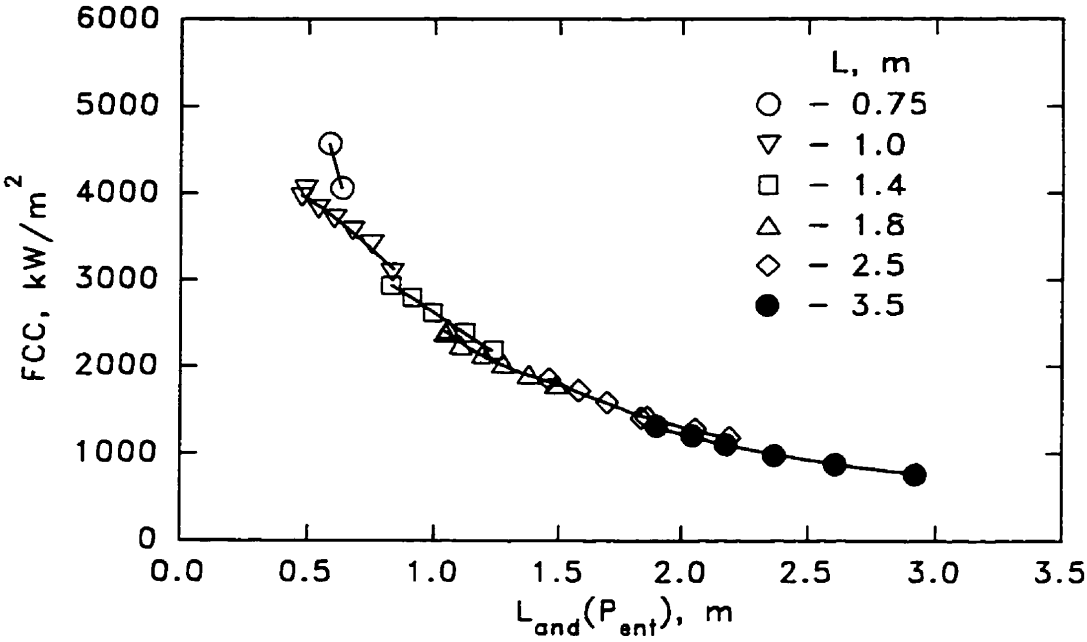


Figure 3.160 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 10.2 *bars*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.982$; $\sigma = 156\ kWm^{-2}$)

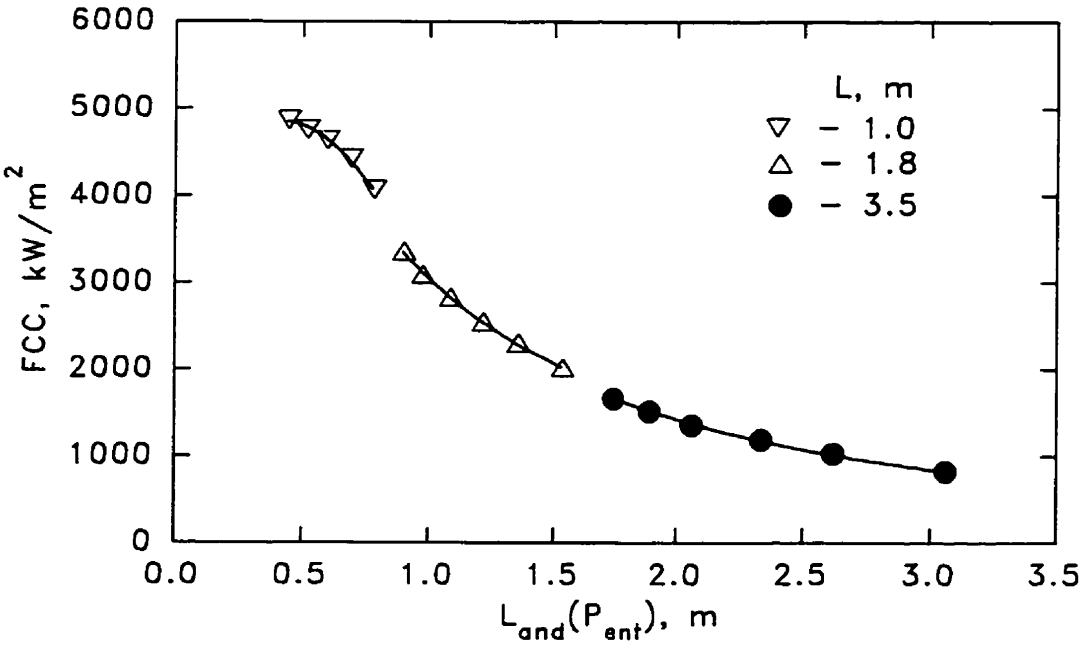


Figure 3.161 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 10.4 *bars*; G = 3000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.997$; $\sigma = 90\ kWm^{-2}$)

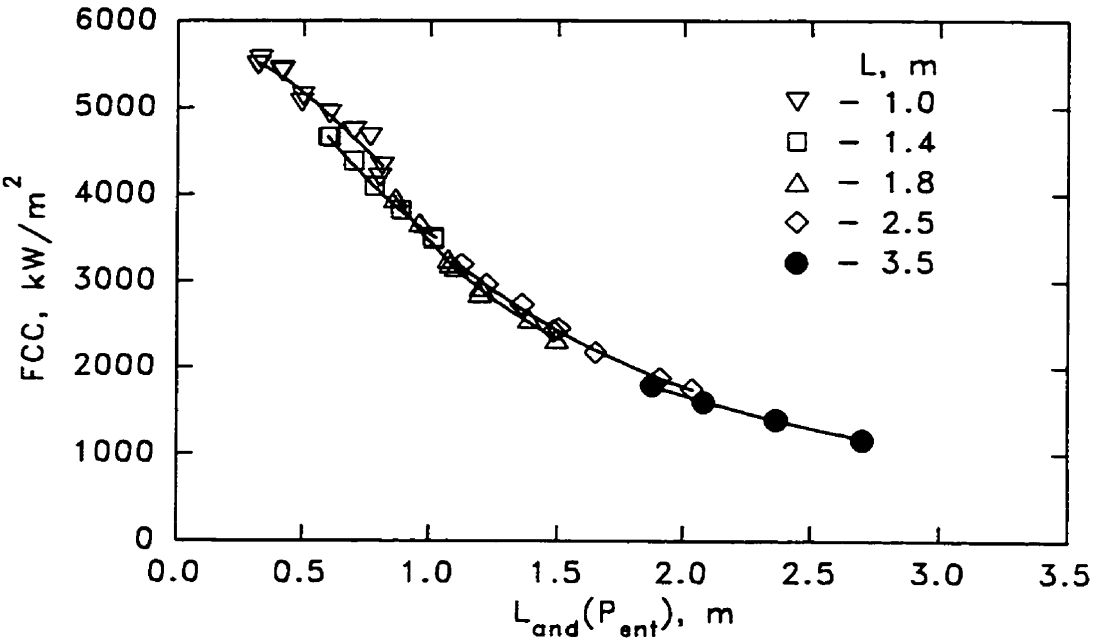


Figure 3.162 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 11.5 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.993$; $\sigma = 113\ kWm^{-2}$)

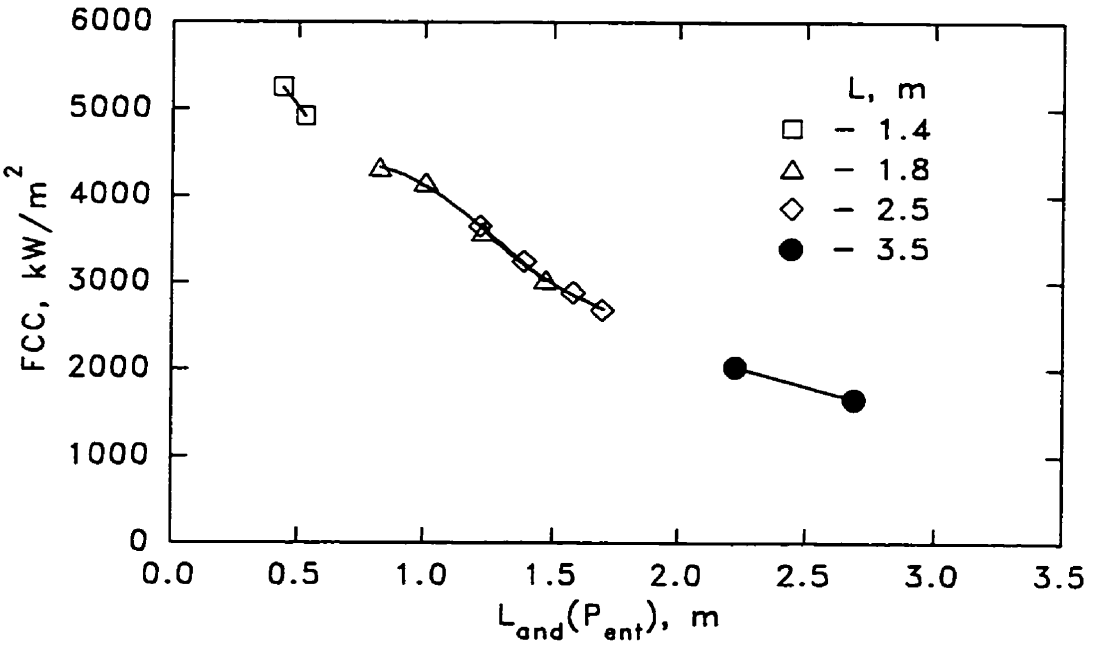


Figure 3.163 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 17.0 *bars*; G = 6000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.999$; $\sigma = 107\ kWm^{-2}$)

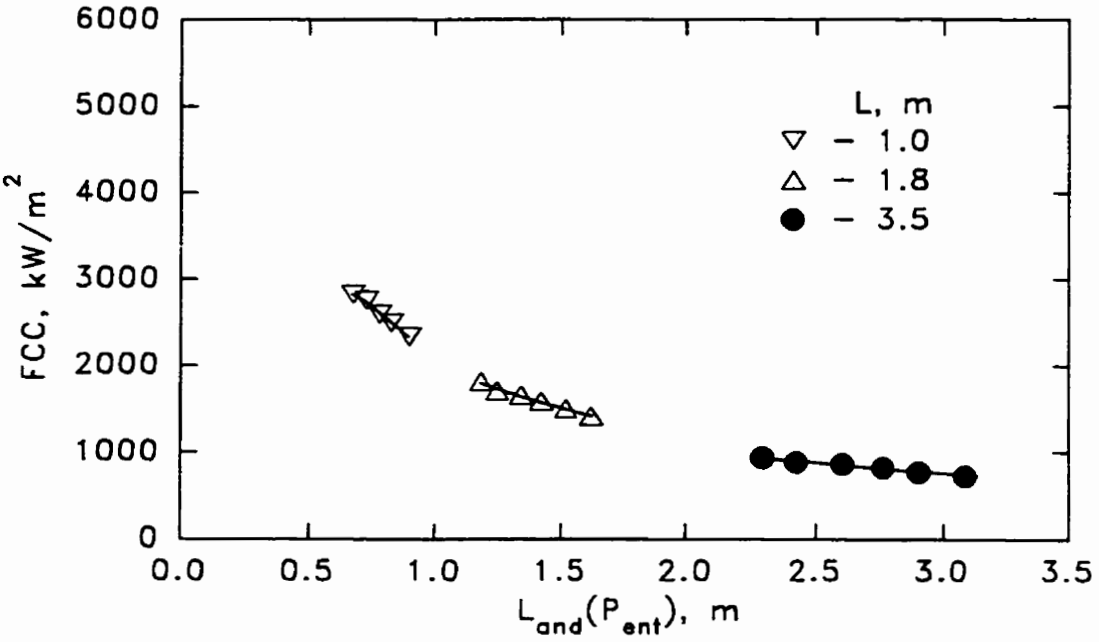


Figure 3.164 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 19.8 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.999$; $\sigma = 27\ kWm^{-2}$)

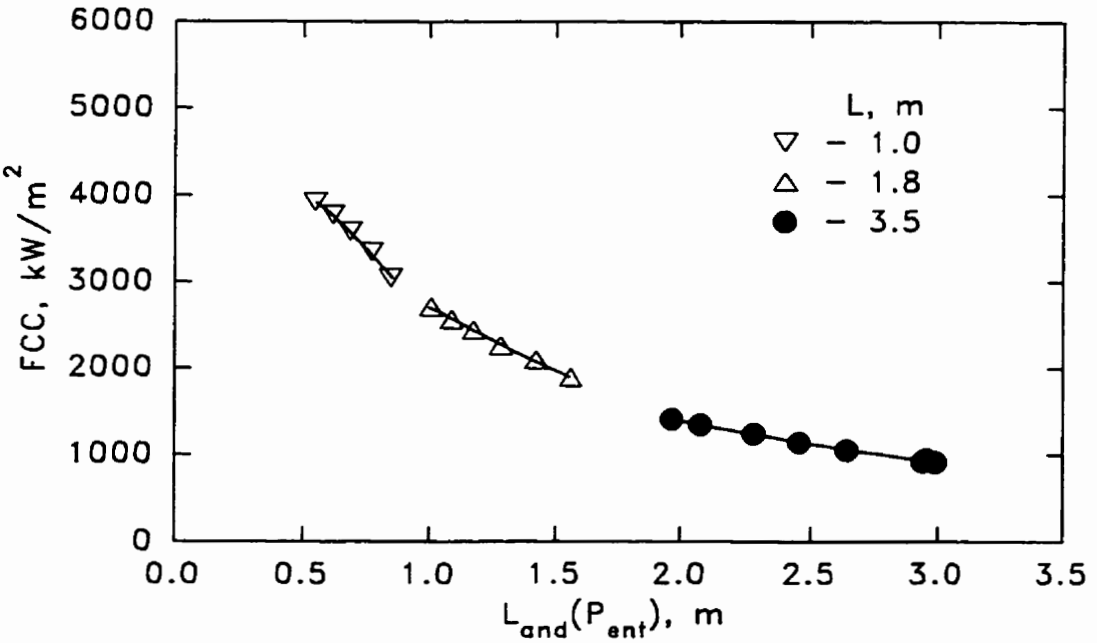


Figure 3.165 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 20.0 *bars*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.999$; $\sigma = 38\ kWm^{-2}$)

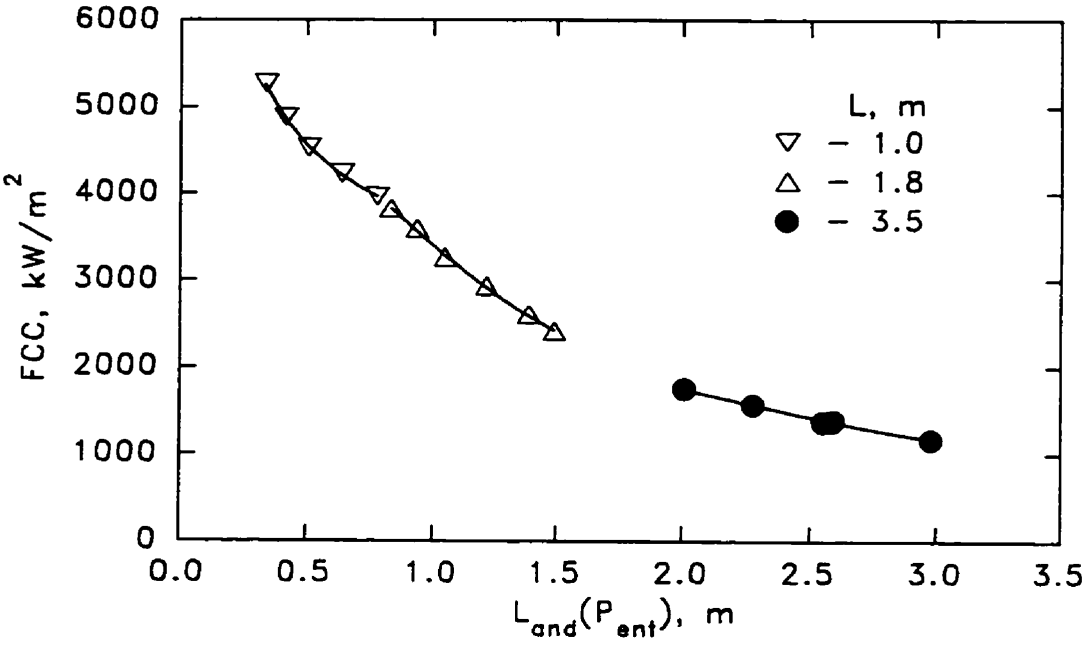


Figure 3.166 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 20.1 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.999$; $\sigma = 38\ kWm^{-2}$)

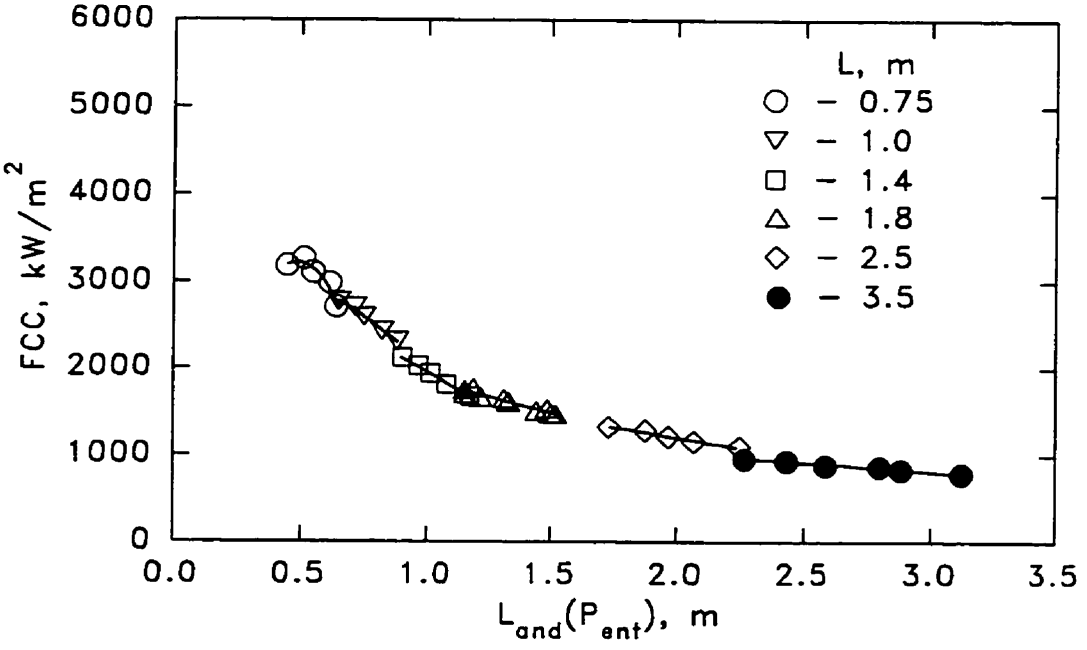


Figure 3.167 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 29.9 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.995$; $\sigma = 55\ kWm^{-2}$)

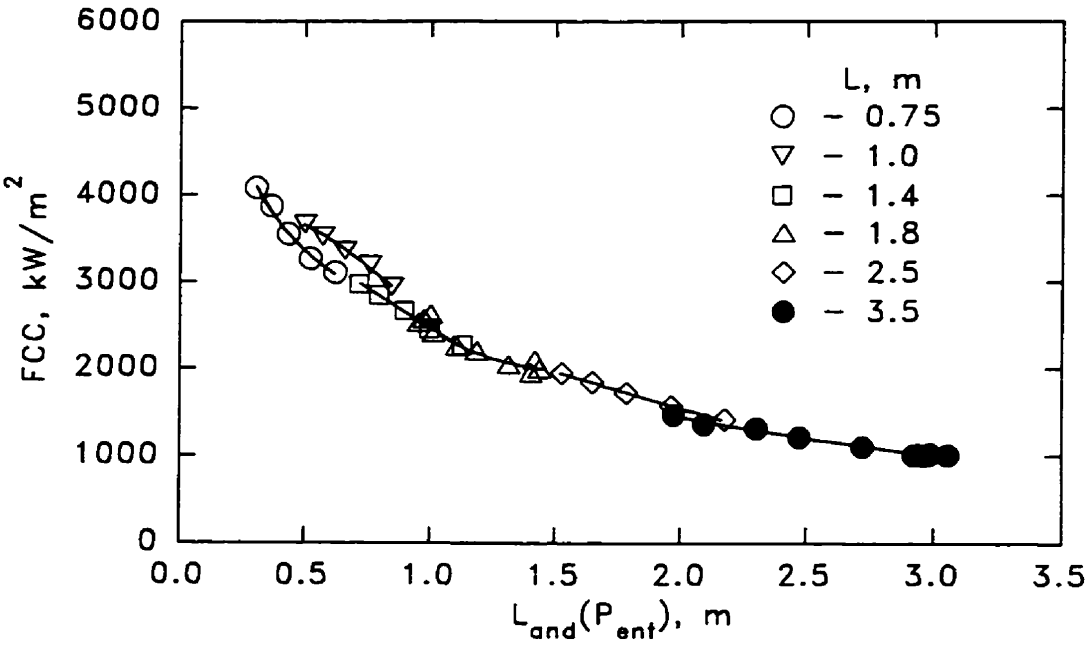


Figure 3.168 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 29.9 *bars*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$. $r^2 = 0.989$; $\sigma = 101\ kWm^{-2}$)

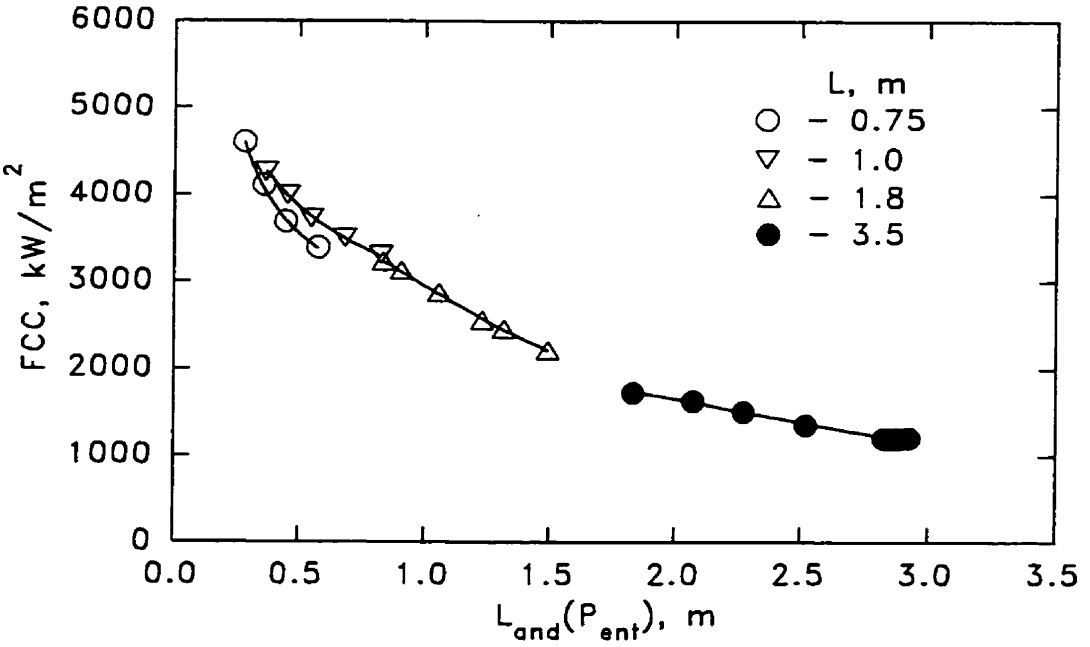


Figure 3.169 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 30.0 *bars*; G = 3000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.996$; $\sigma = 89\ kWm^{-2}$)

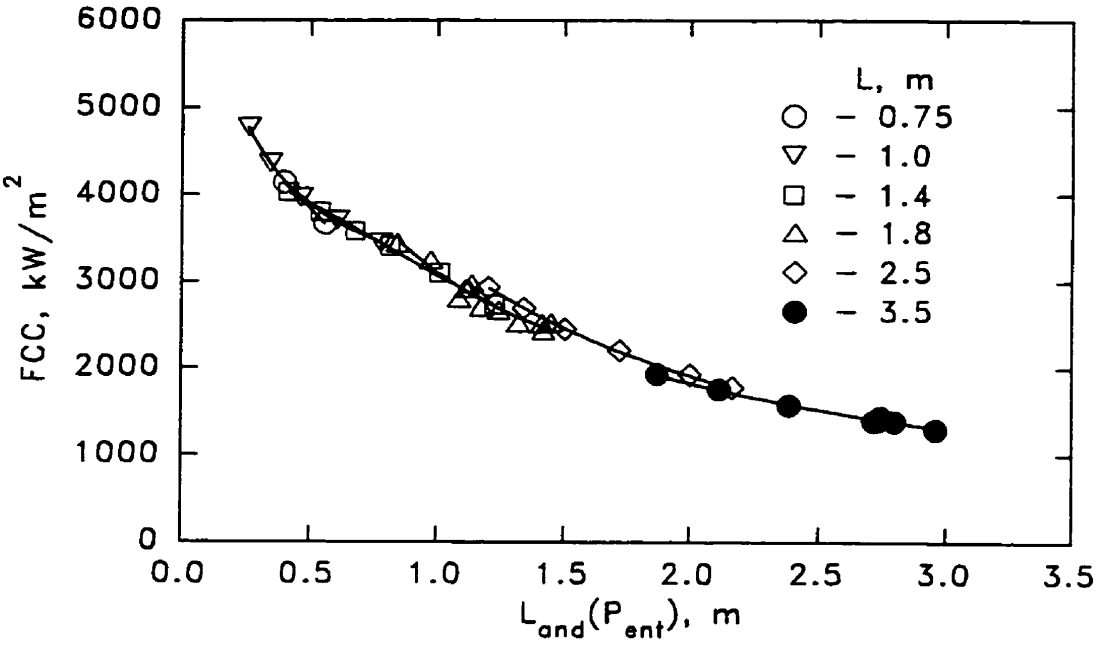


Figure 3.170 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 30.1 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.994$; $\sigma = 76\ kWm^{-2}$)

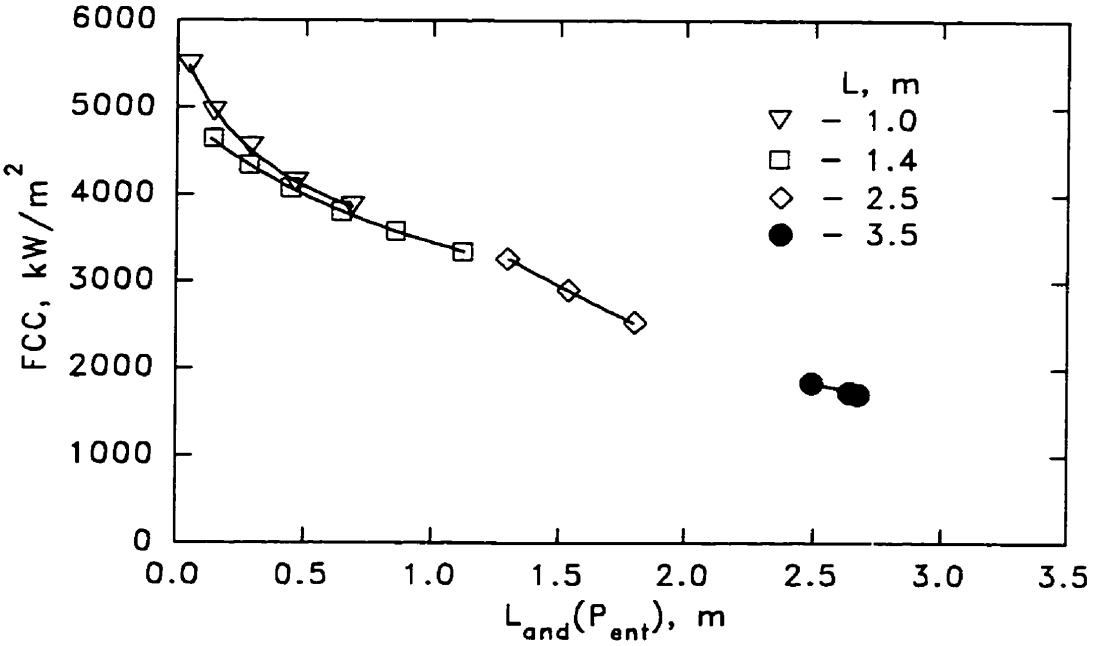


Figure 3.171 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 30.2 *bars*; G = 6000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.994$; $\sigma = 114\ kWm^{-2}$)

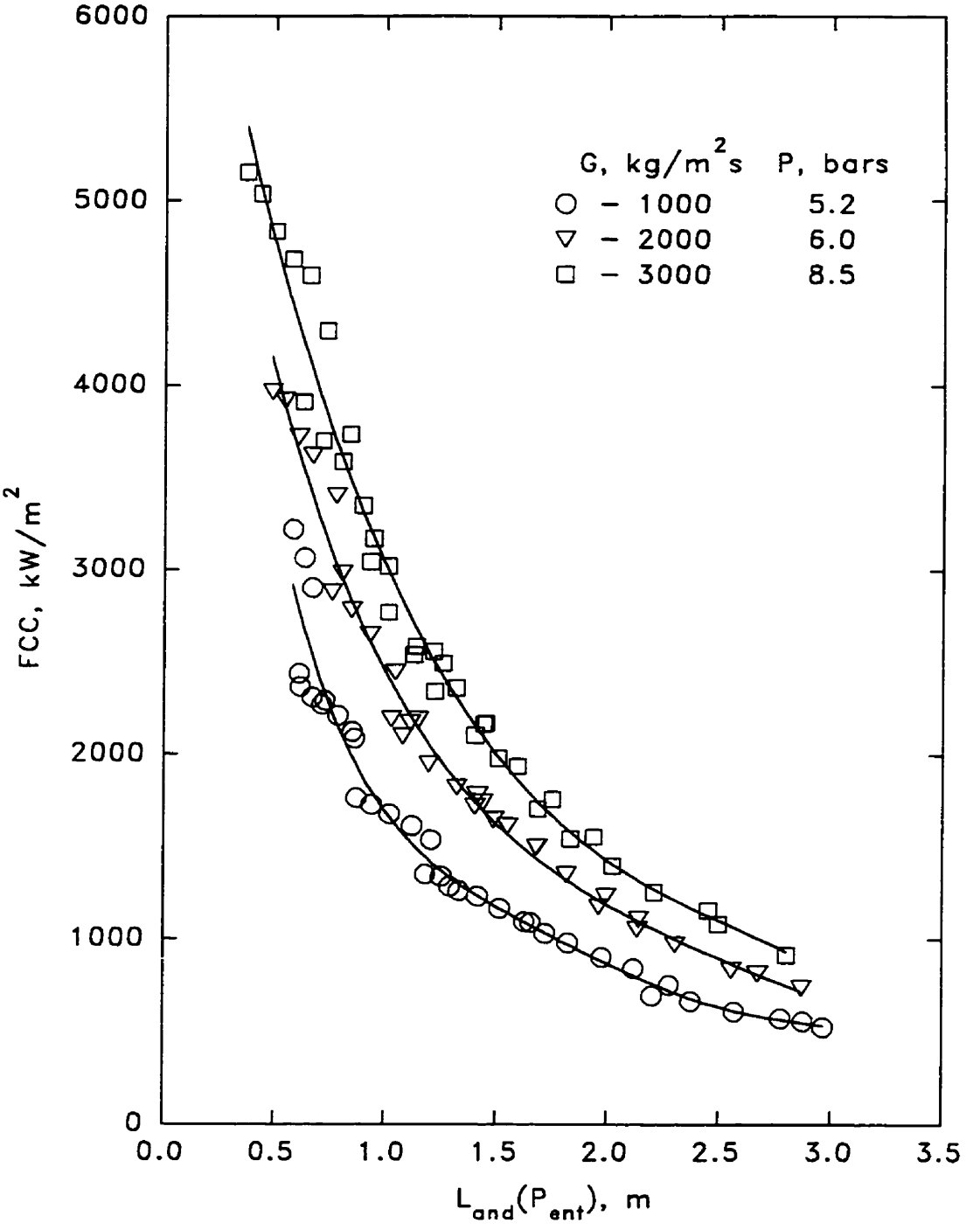


Figure 3.172 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des vitesses massiques différentes ($P_{sor} = 5 - 8.5$ *bars*)

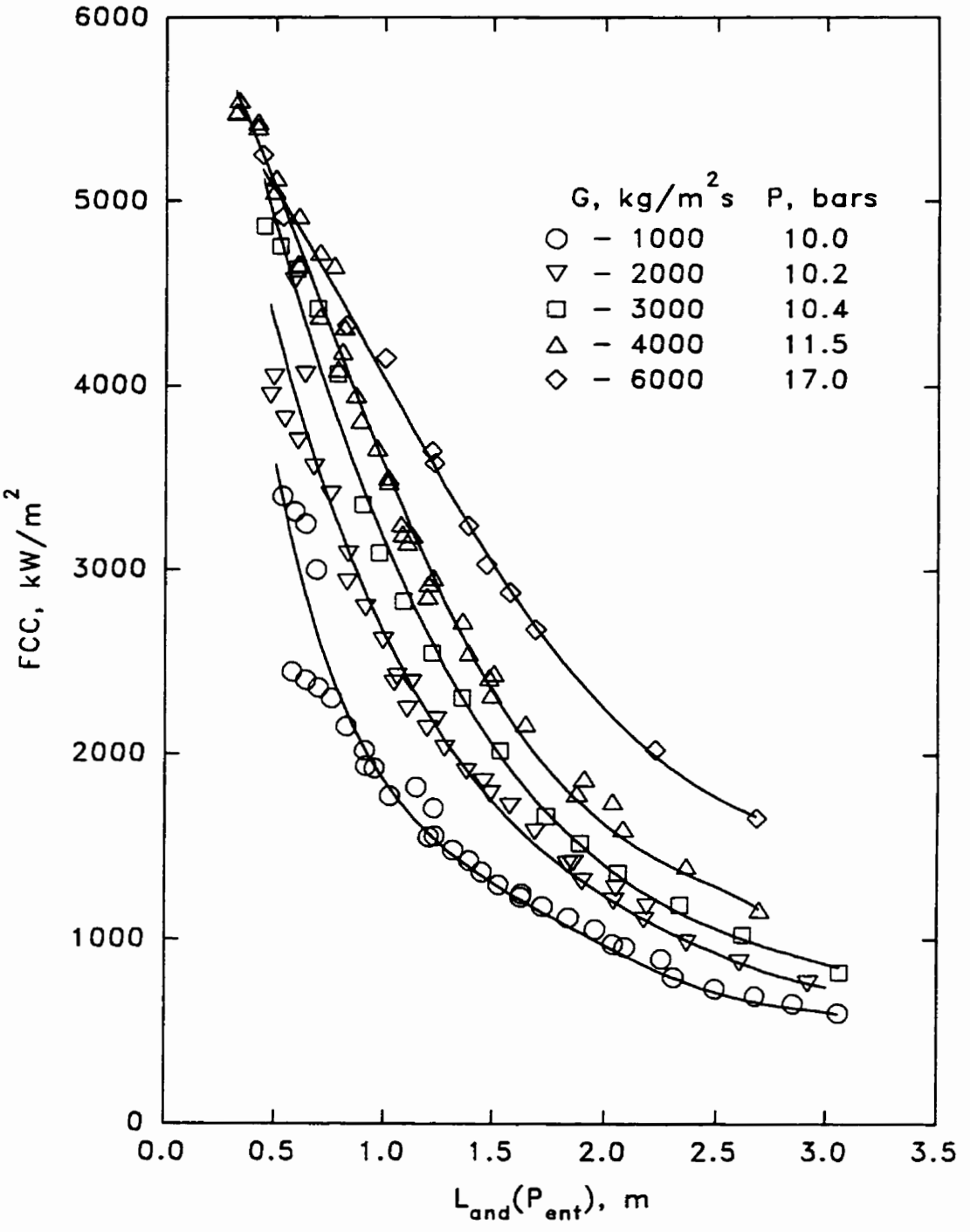


Figure 3.173 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des vitesses massiques différentes ($P_{sor} = 10 - 17$ *bars*)

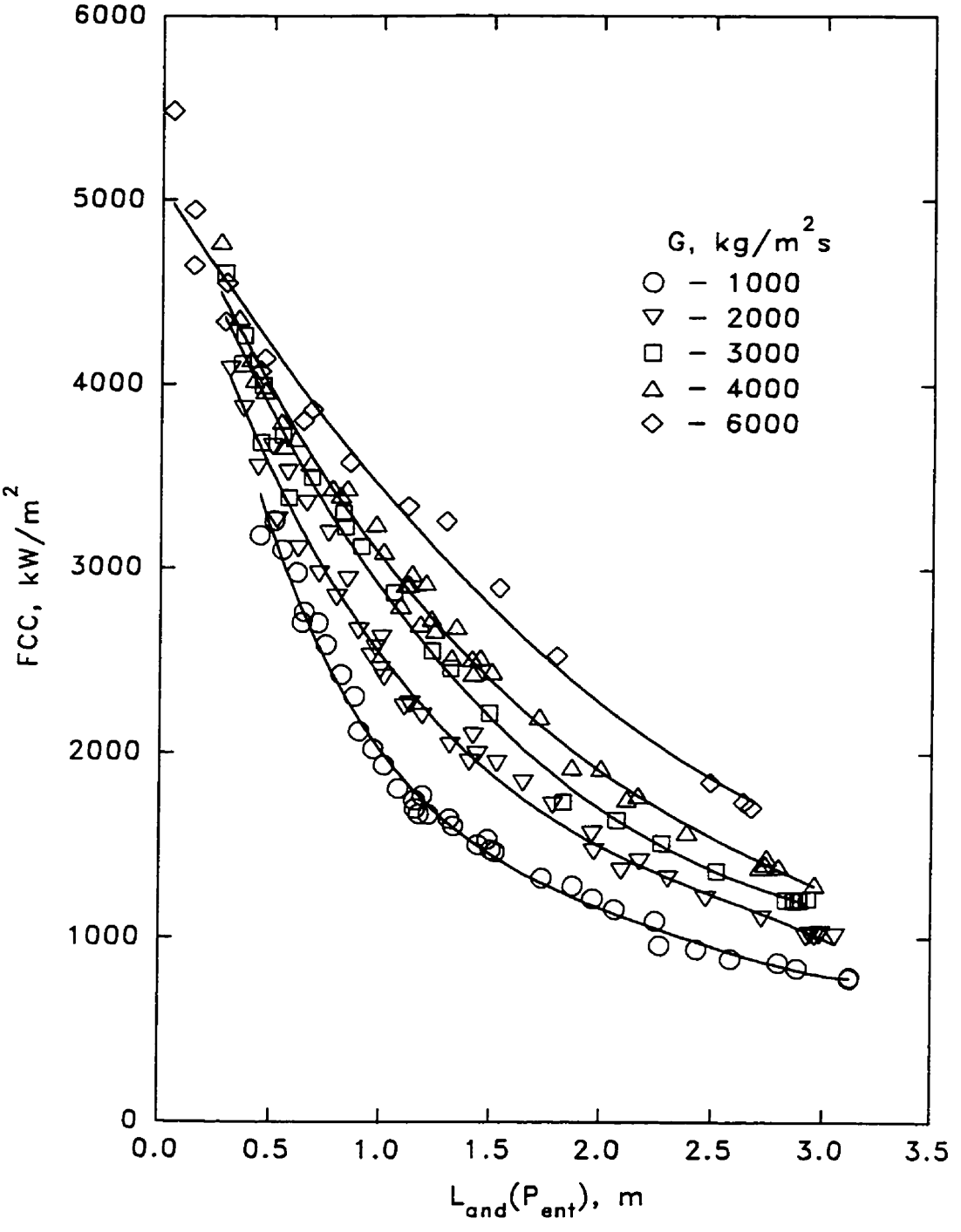


Figure 3.174 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des vitesses massiques différentes ($P_{sor} = 30$ *bars*)

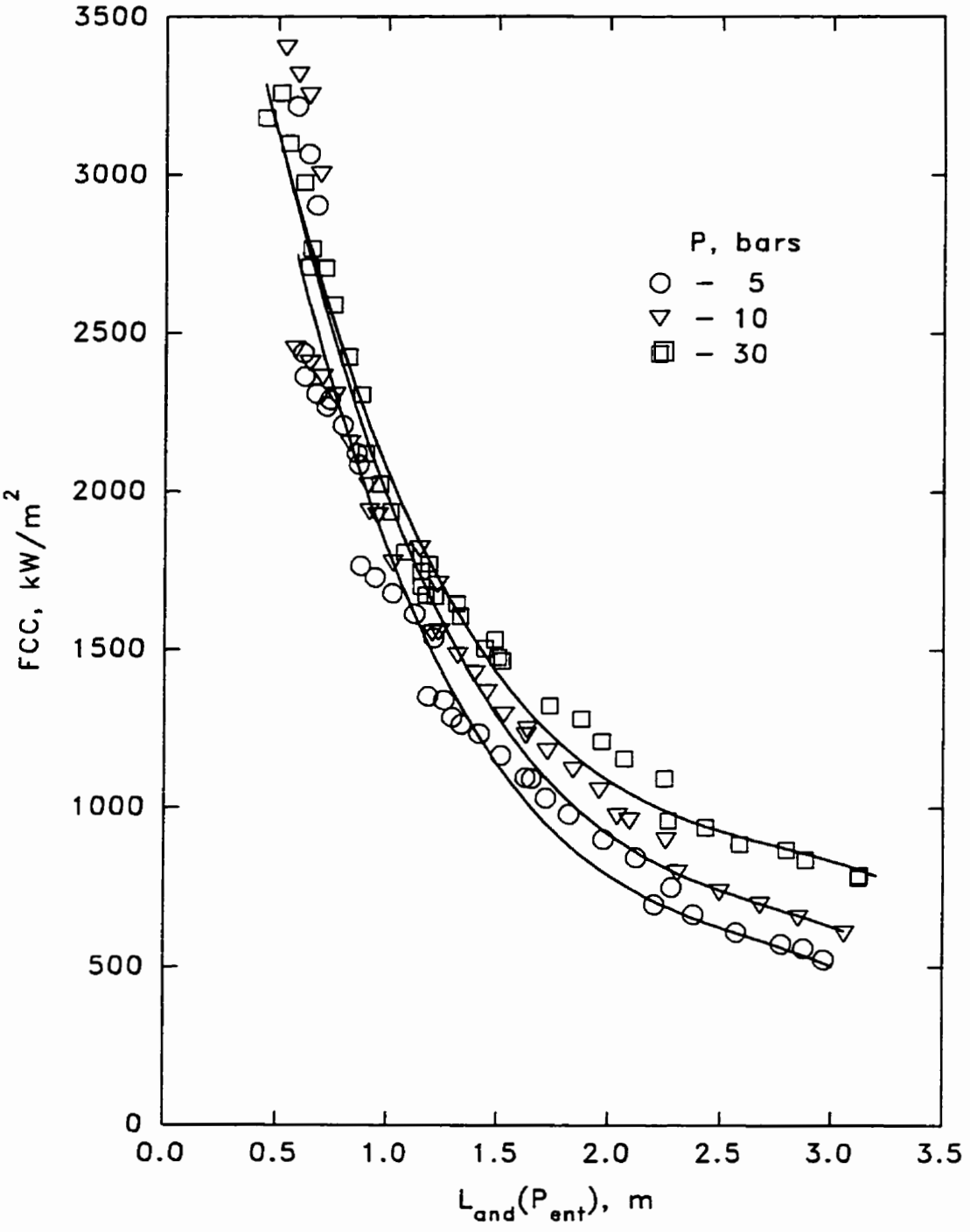


Figure 3.175 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des pressions différentes (G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

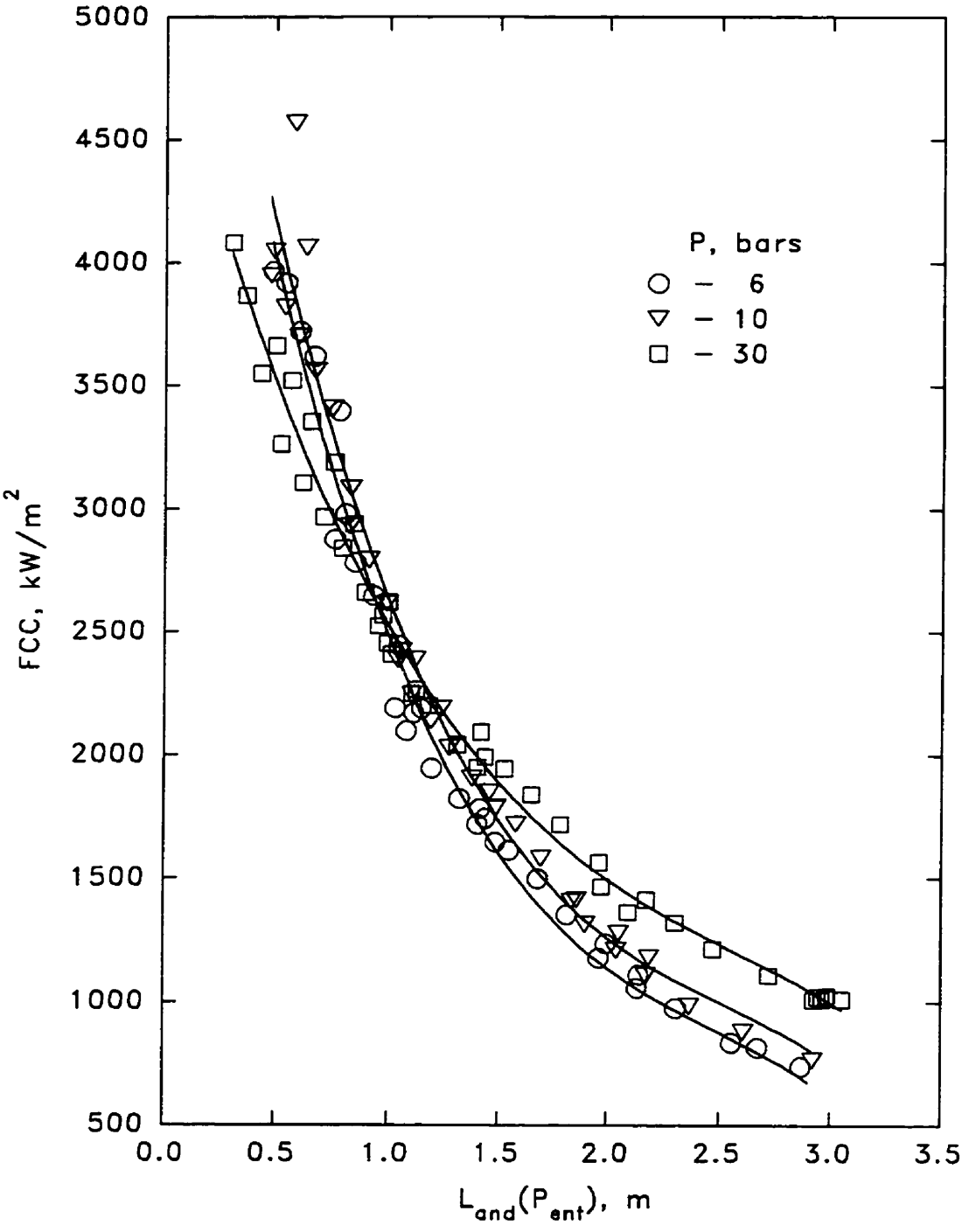


Figure 3.176 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des pressions différentes (G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

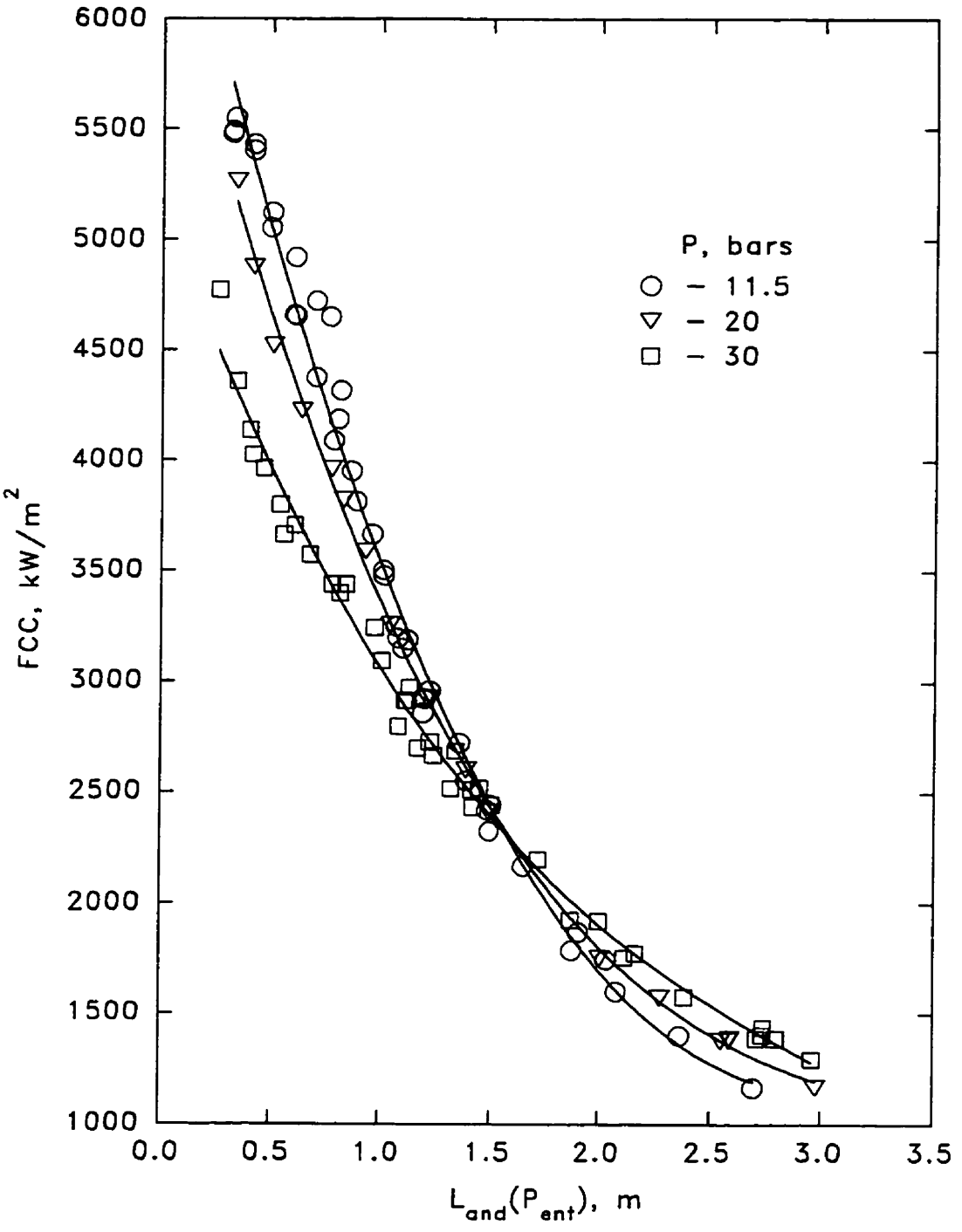


Figure 3.177 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ à des pressions différentes (G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$)

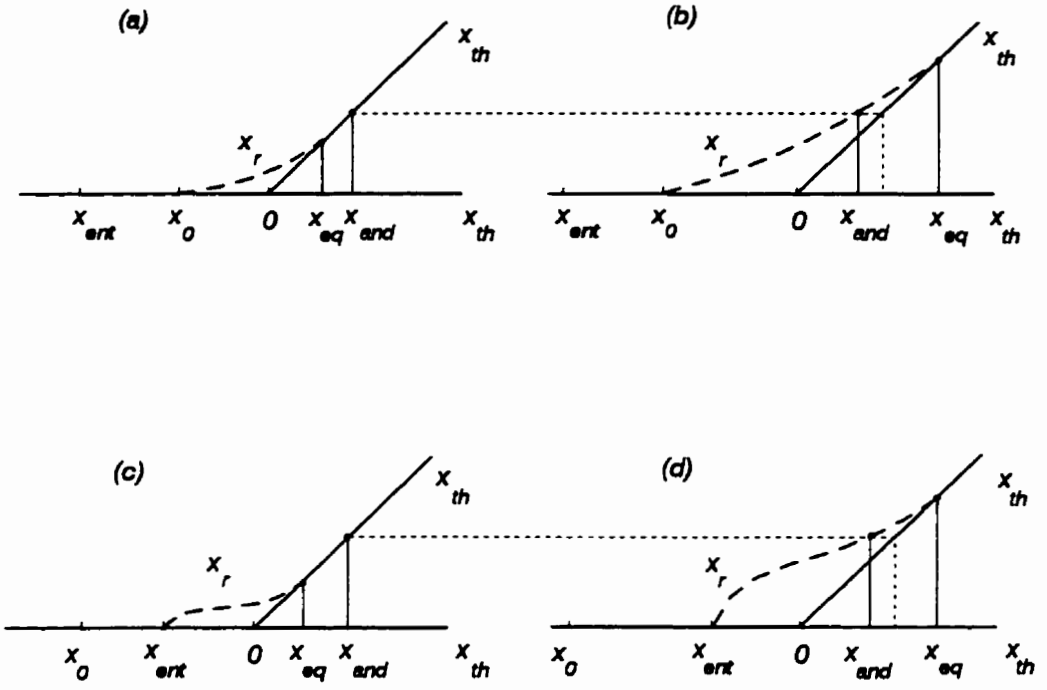


Figure 3.178 Variation du titre réel le long du canal

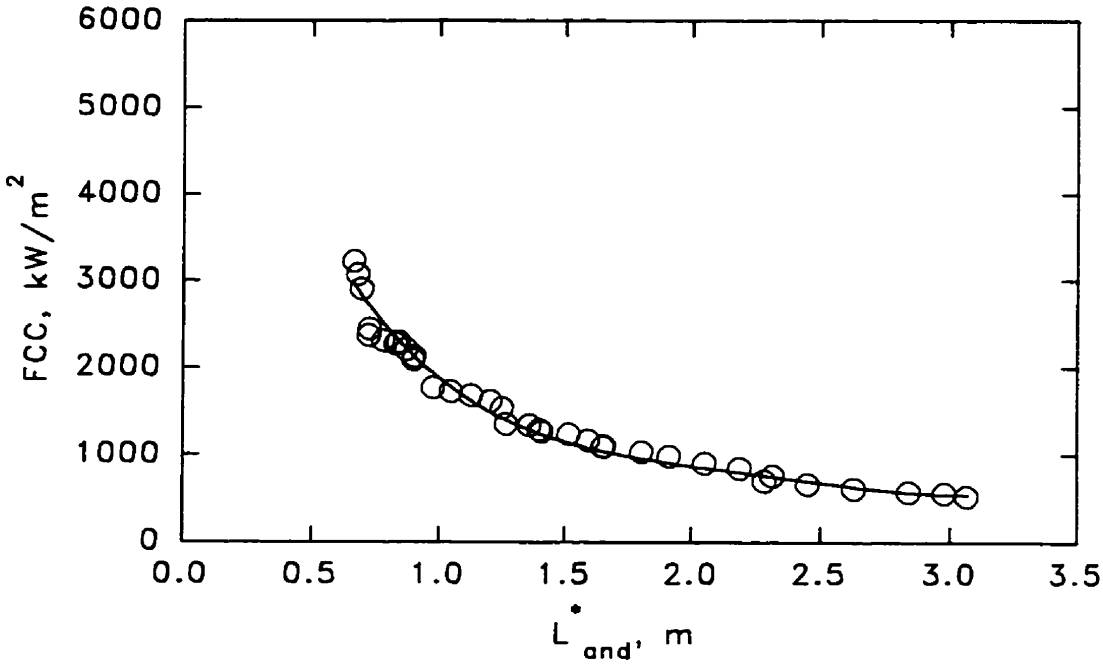


Figure 3.179 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.984$; $\sigma = 107\ kWm^{-2}$)

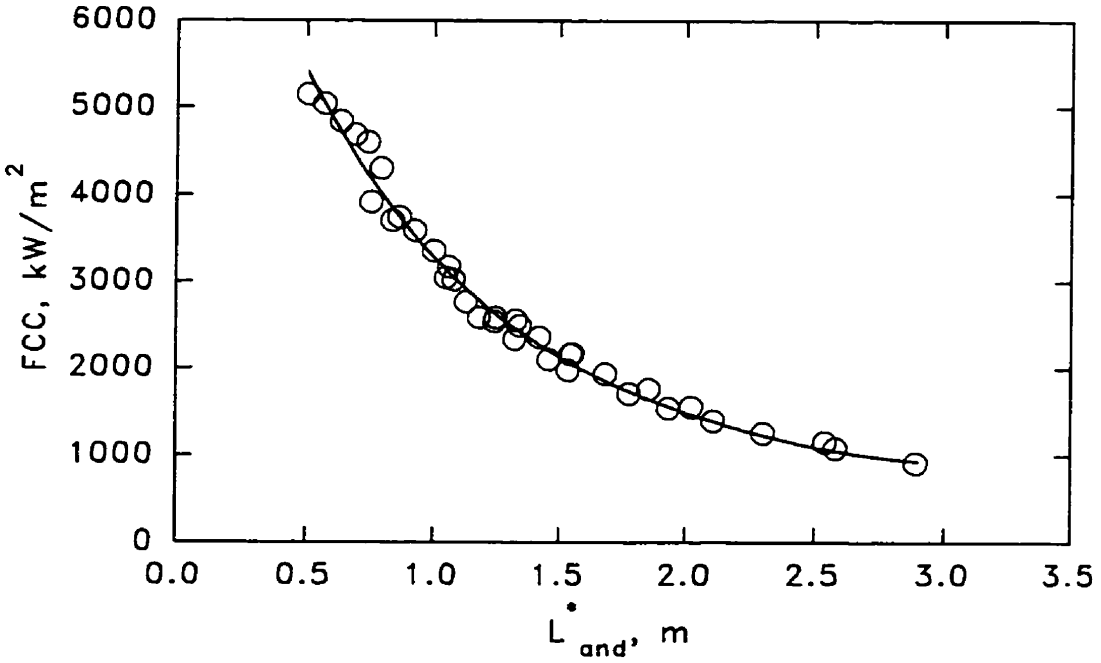


Figure 3.180 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.990$; $\sigma = 129\ kWm^{-2}$)

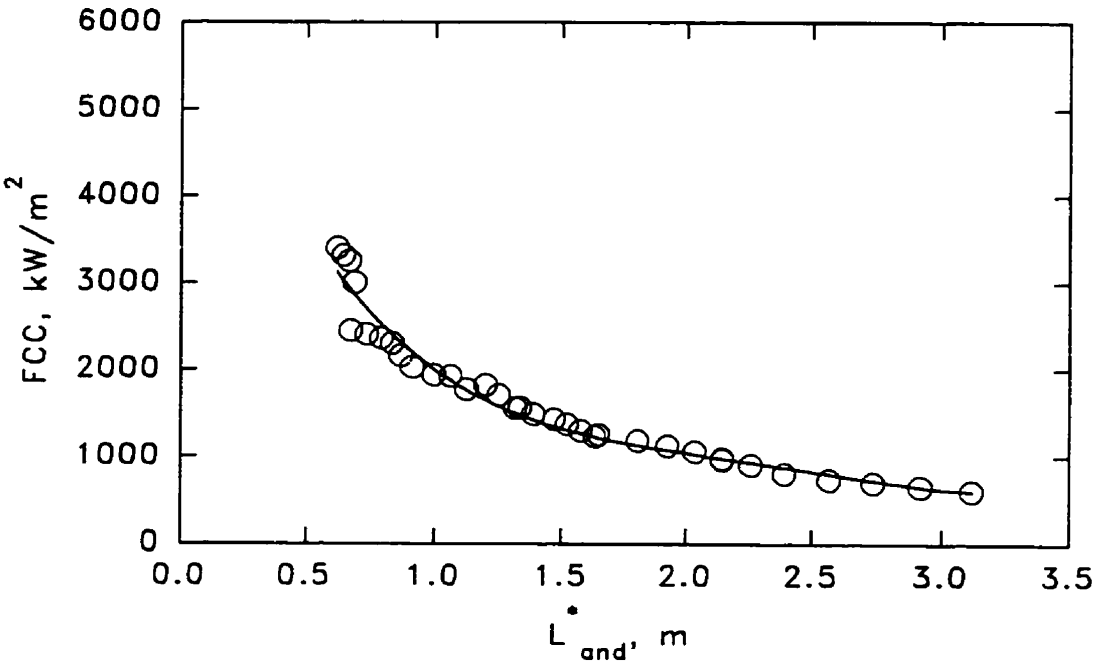


Figure 3.181 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 10.0 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.975$; $\sigma = 137\ kWm^{-2}$)

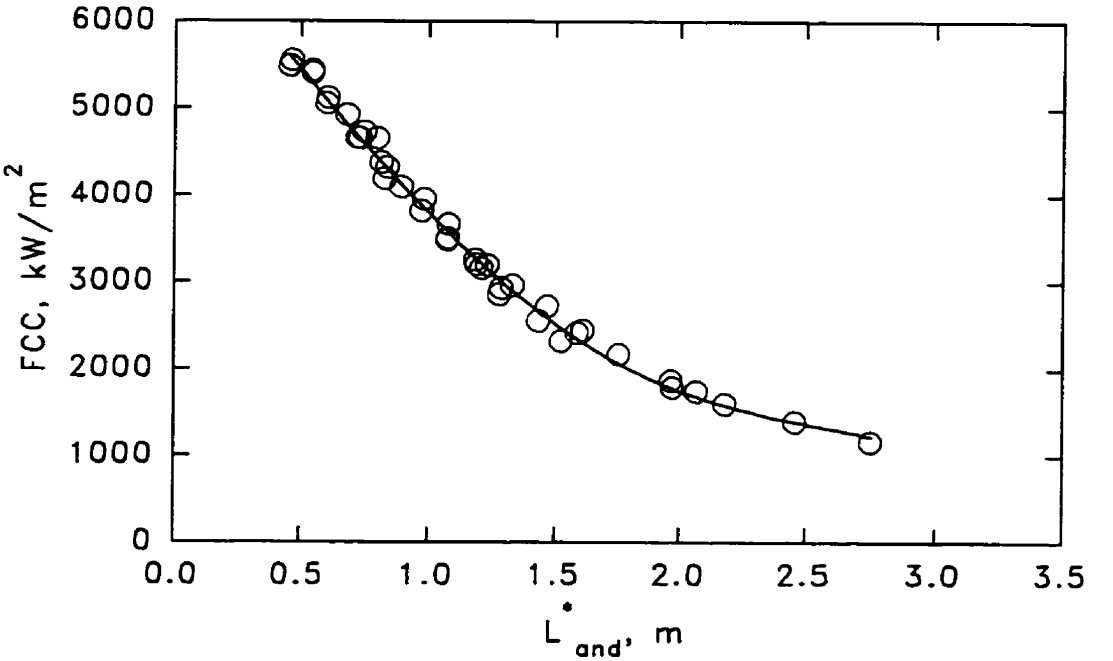


Figure 3.182 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 11.5 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.996$; $\sigma = 91\ kWm^{-2}$)

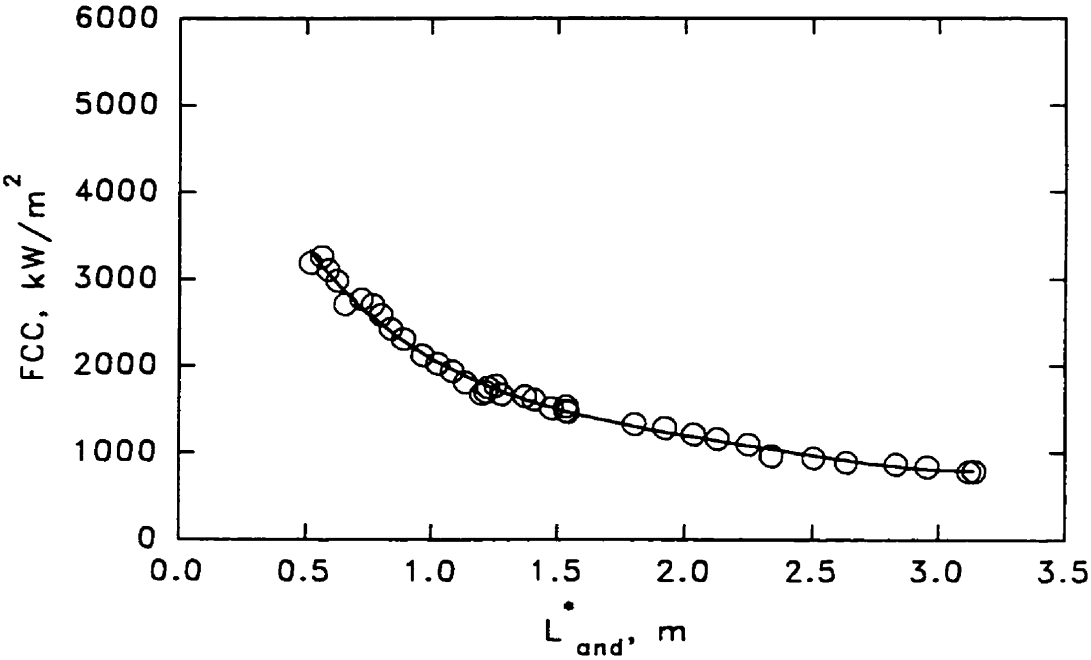


Figure 3.183 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 29.9 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.995$; $\sigma = 58\ kWm^{-2}$)

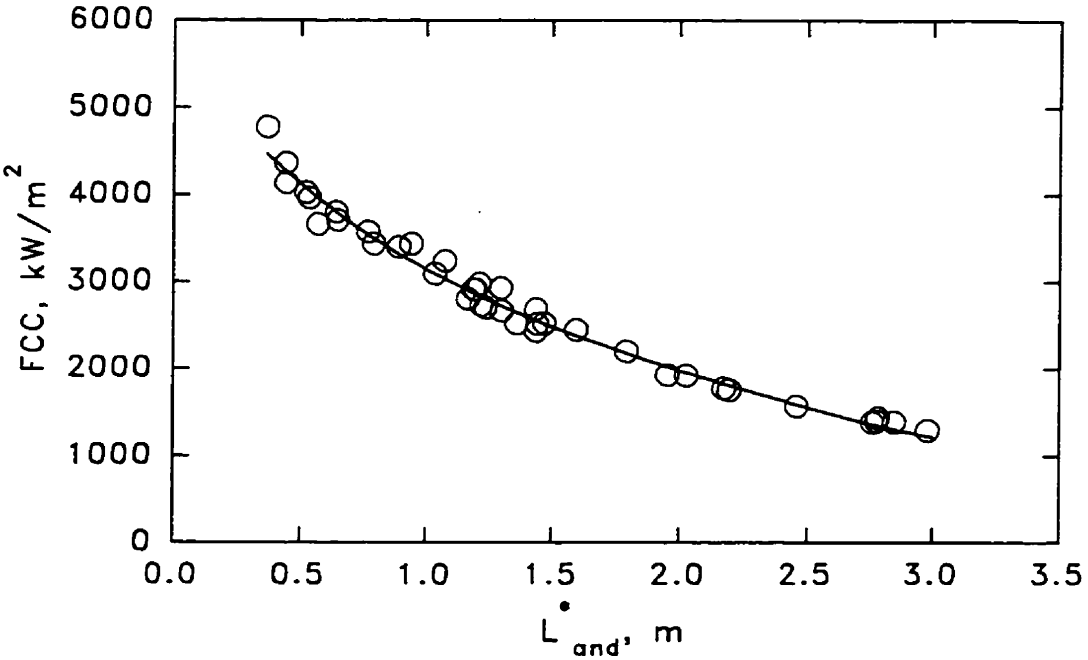


Figure 3.184 FCC en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ (P_{sor} = 30.1 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $r^2 = 0.989$; $\sigma = 102\ kWm^{-2}$)

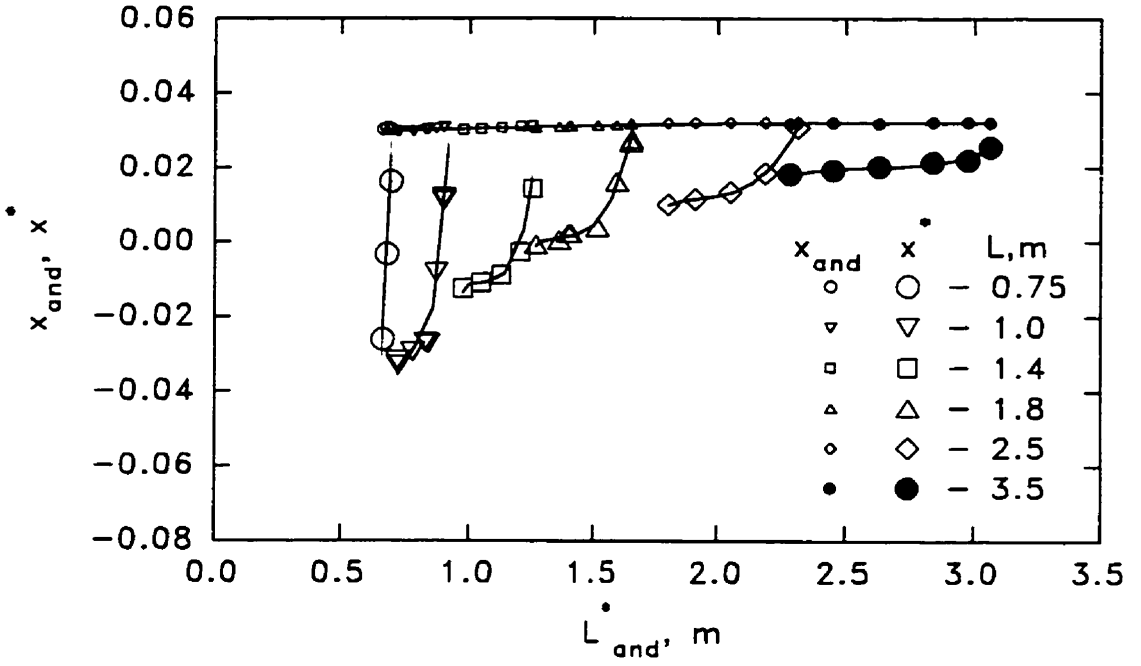


Figure 3.185 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

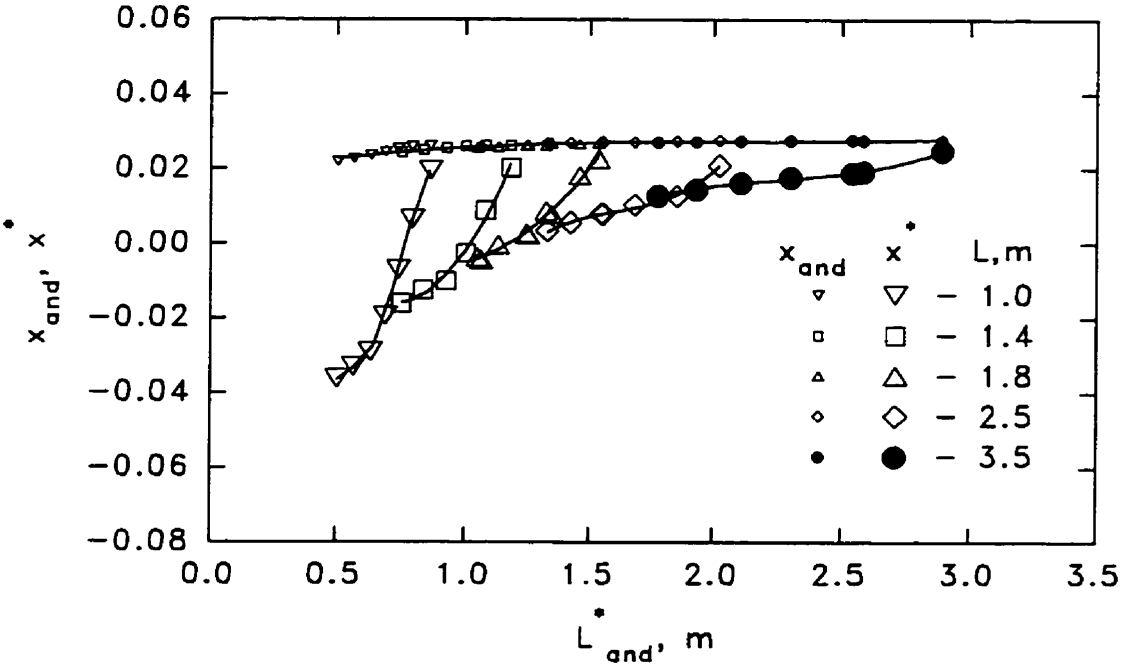


Figure 3.186 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 8.5\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

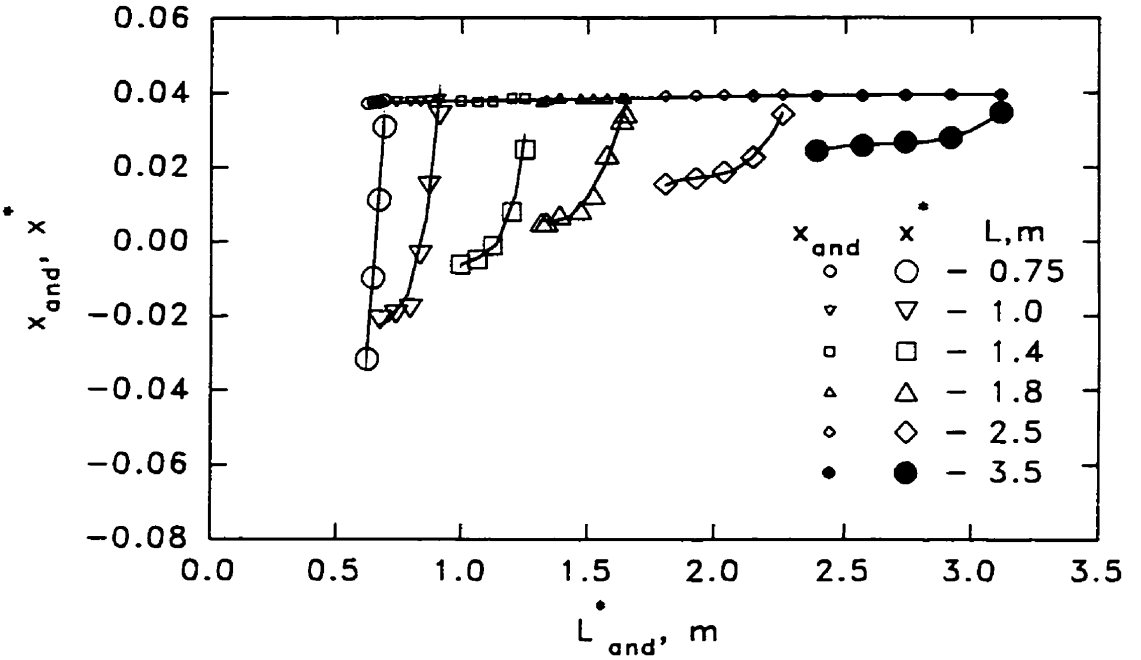


Figure 3.187 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 10.0$ *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

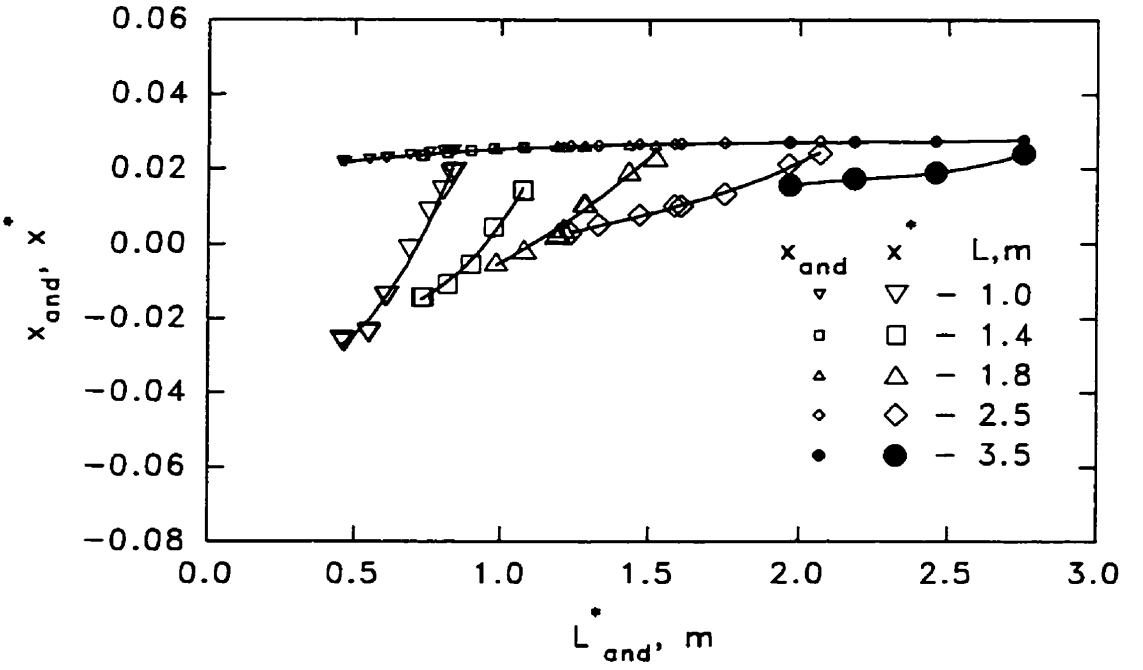


Figure 3.188 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 11.5$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

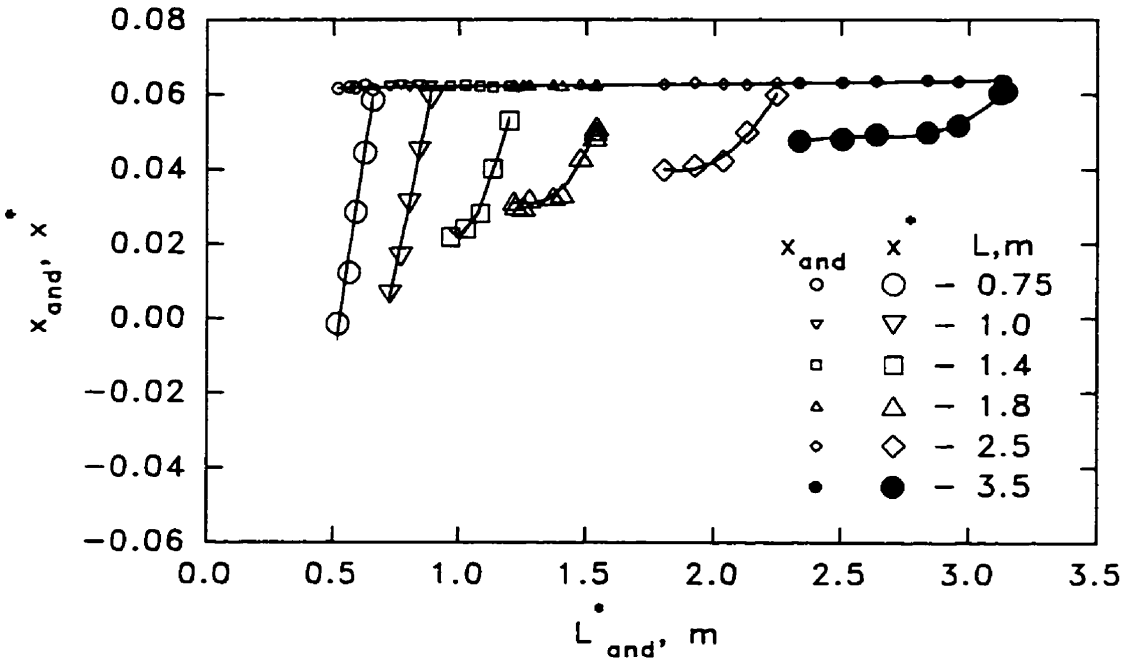


Figure 3.189 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

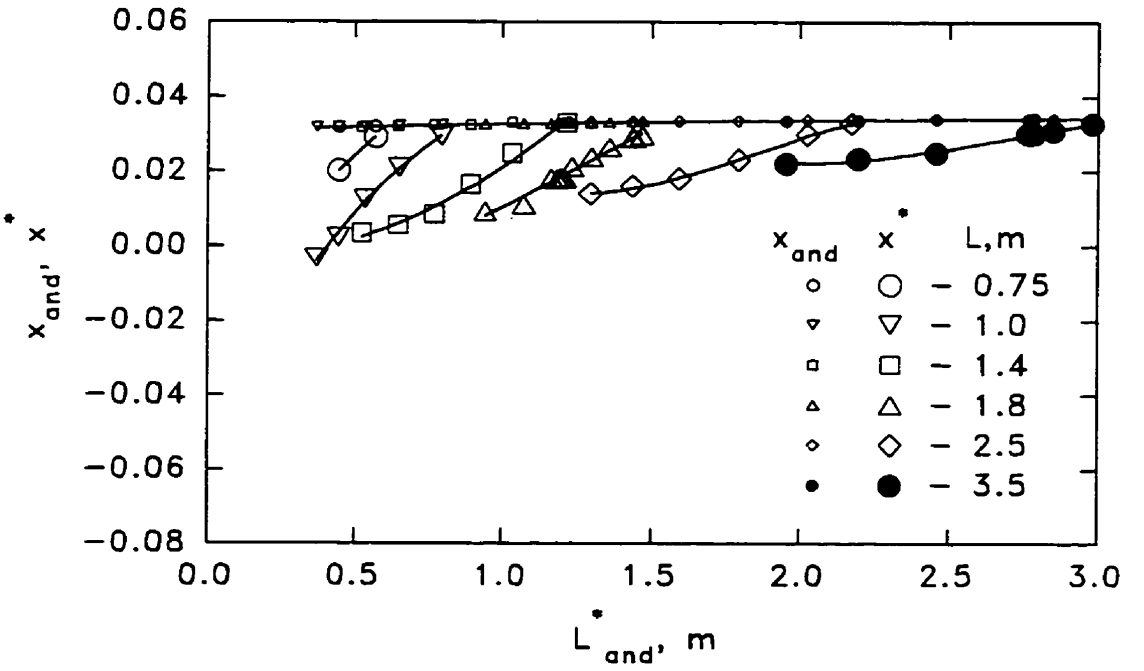


Figure 3.190 Titres x_{and} et x^* en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

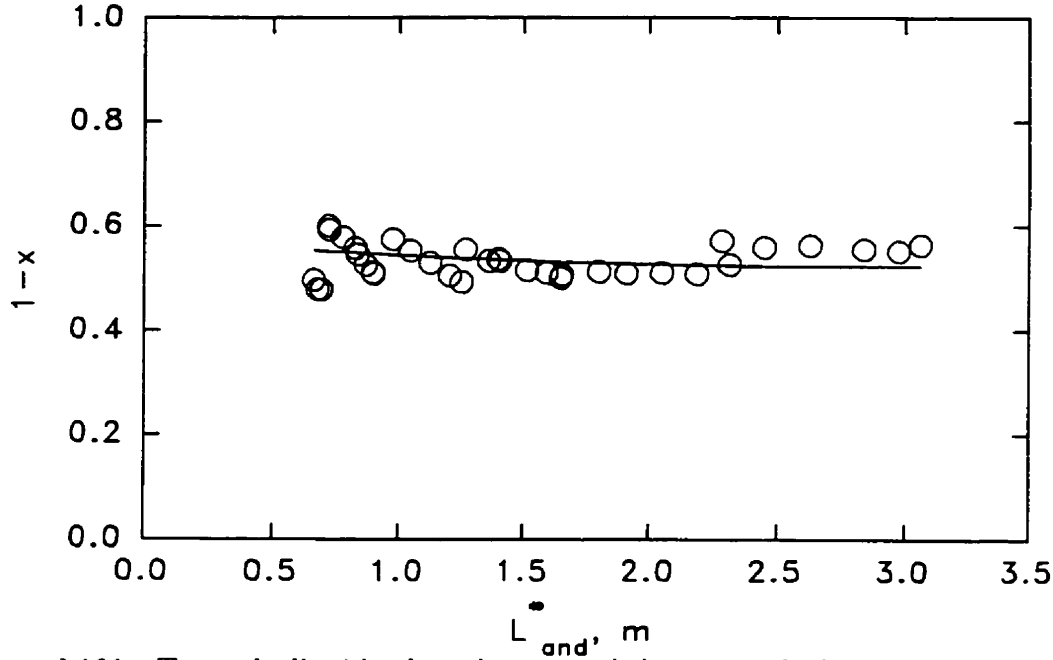


Figure 3.191 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 5.2$ *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

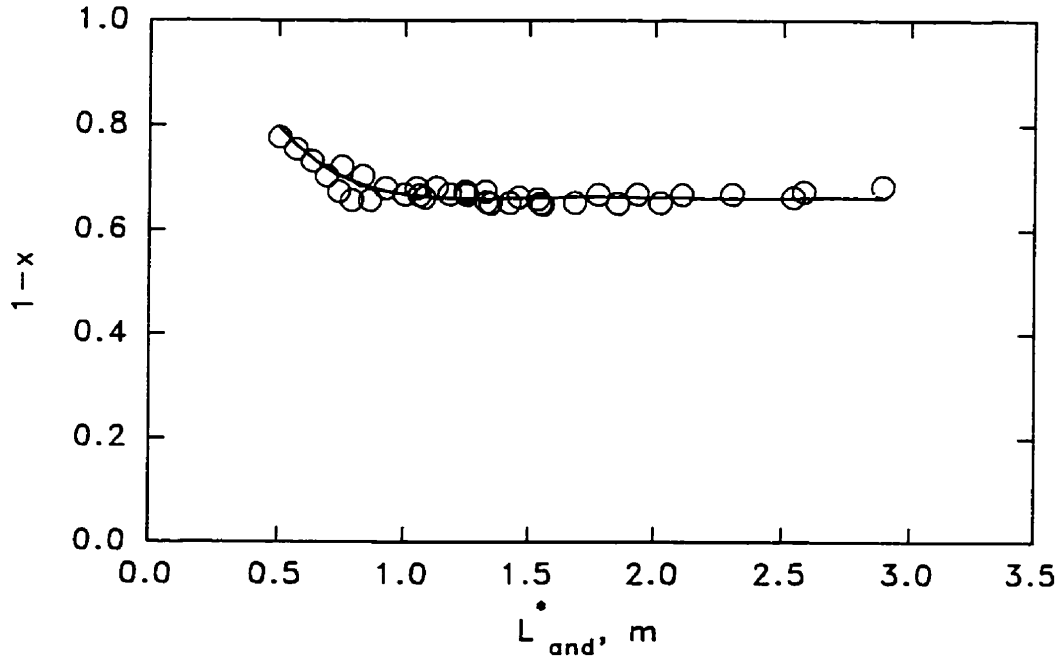


Figure 3.192 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 8.5$ *bars*; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

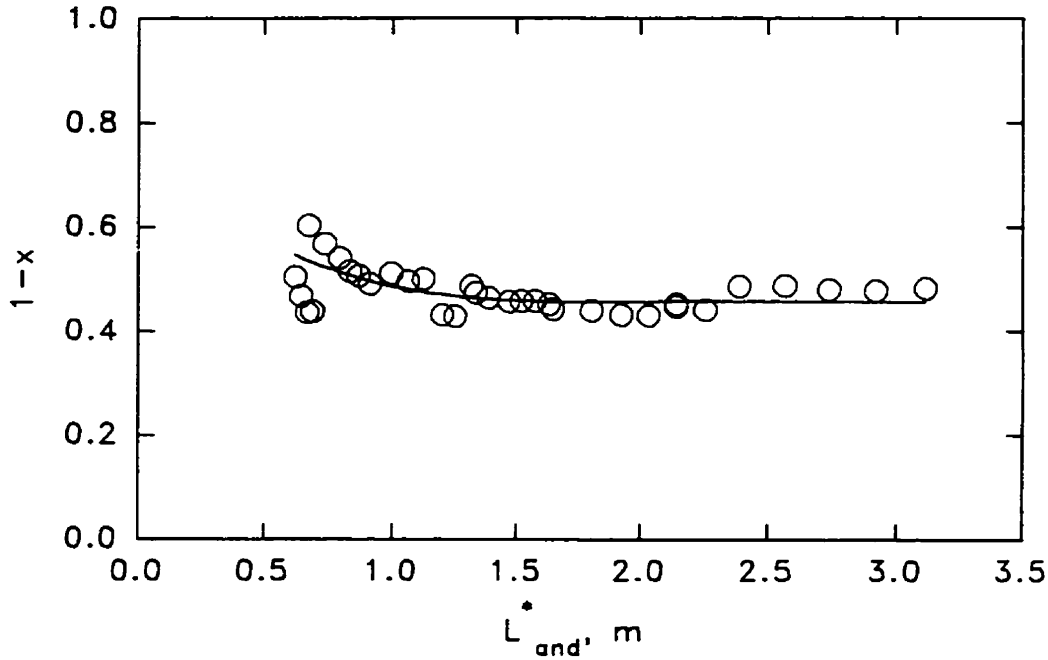


Figure 3.193 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

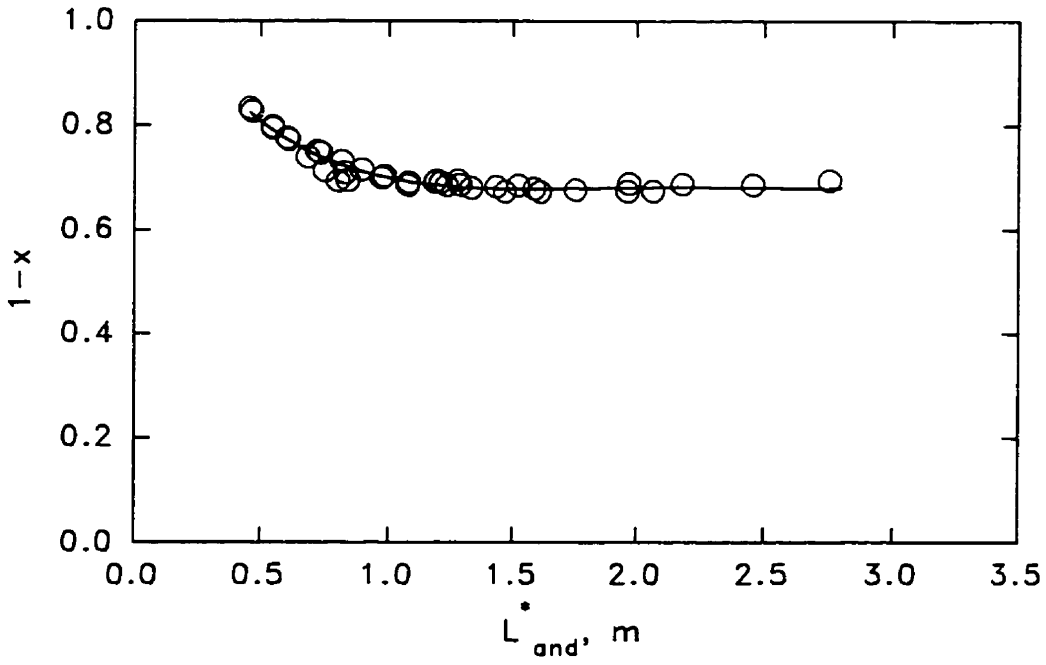


Figure 3.194 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

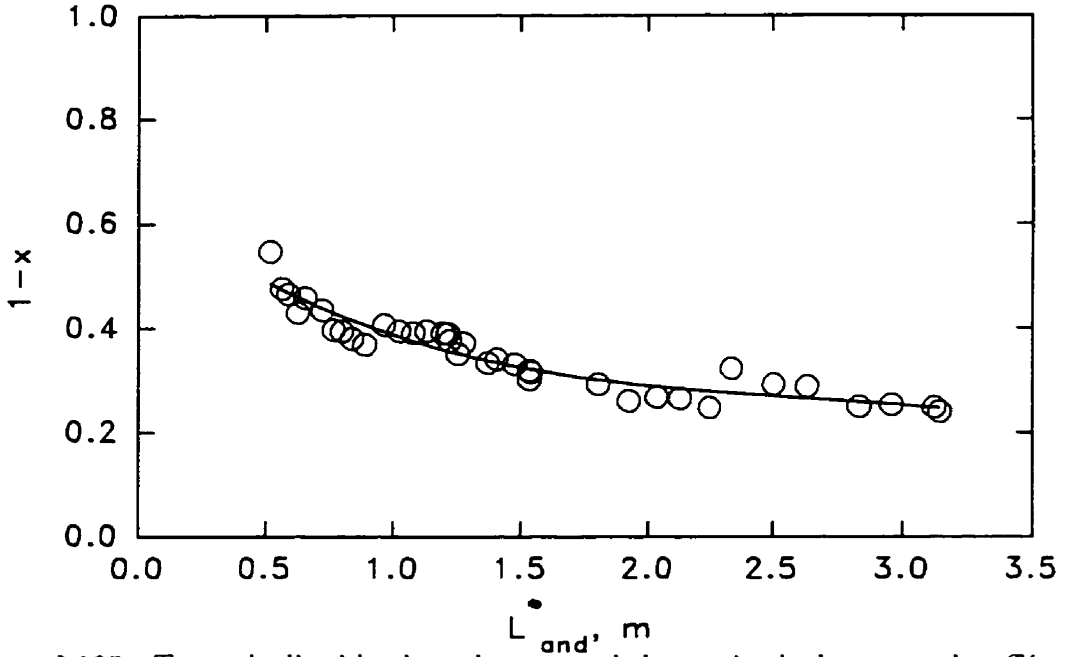


Figure 3.195 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 29.9$ *bars*; $G = 1000$ $kgm^{-2}s^{-1}$)

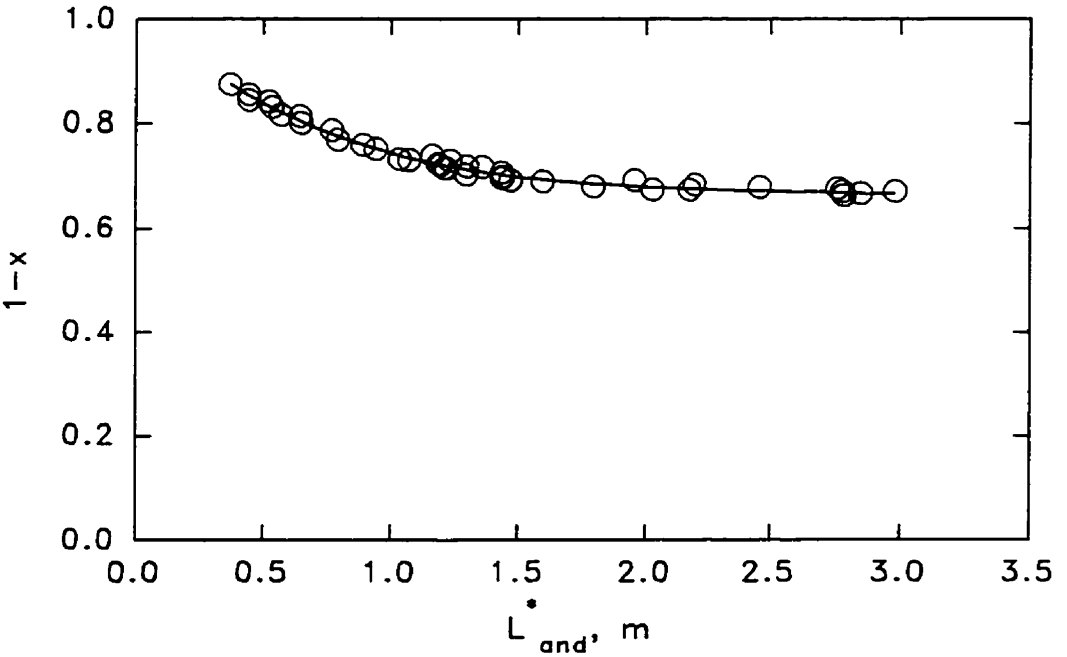


Figure 3.196 Taux de liquide dans le noyau à la sortie de la zone chauffée en fonction de $L^*_{and}(P_{ent})$ ($P_{sor} = 30.1$ *bars*; $G = 4000$ $kgm^{-2}s^{-1}$)

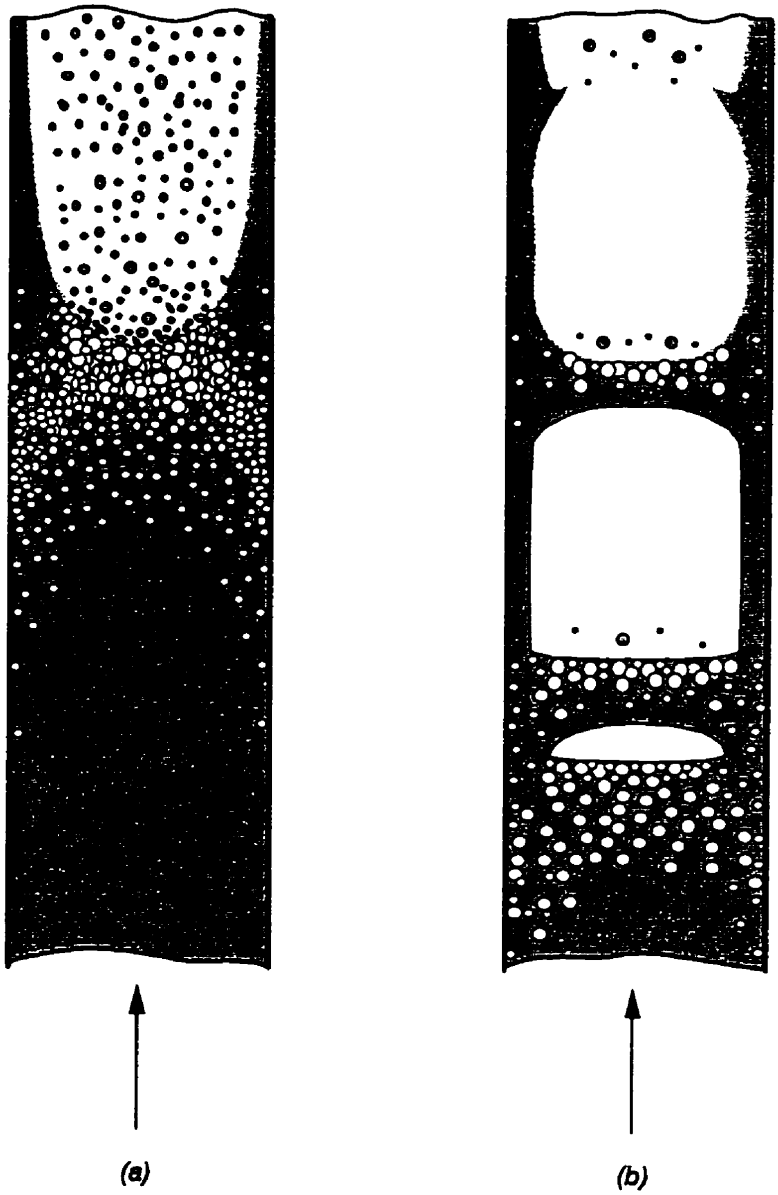


Figure 3.197 Structure d'écoulement annulaire–dispersé près du point de sa formation

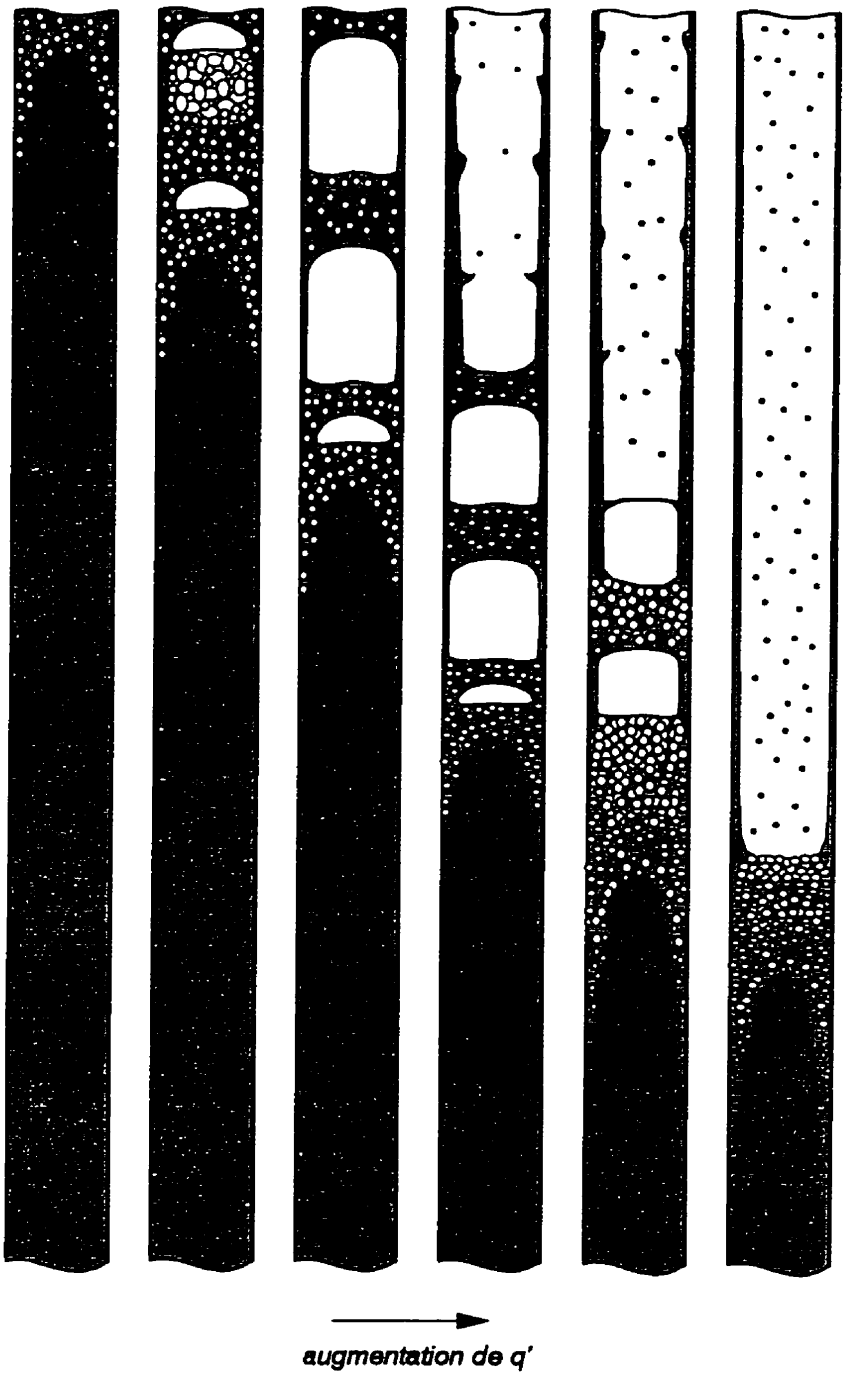


Figure 3.198 Développement de l'écoulement annulaire–dispersé lors de l'augmentation du flux de chaleur

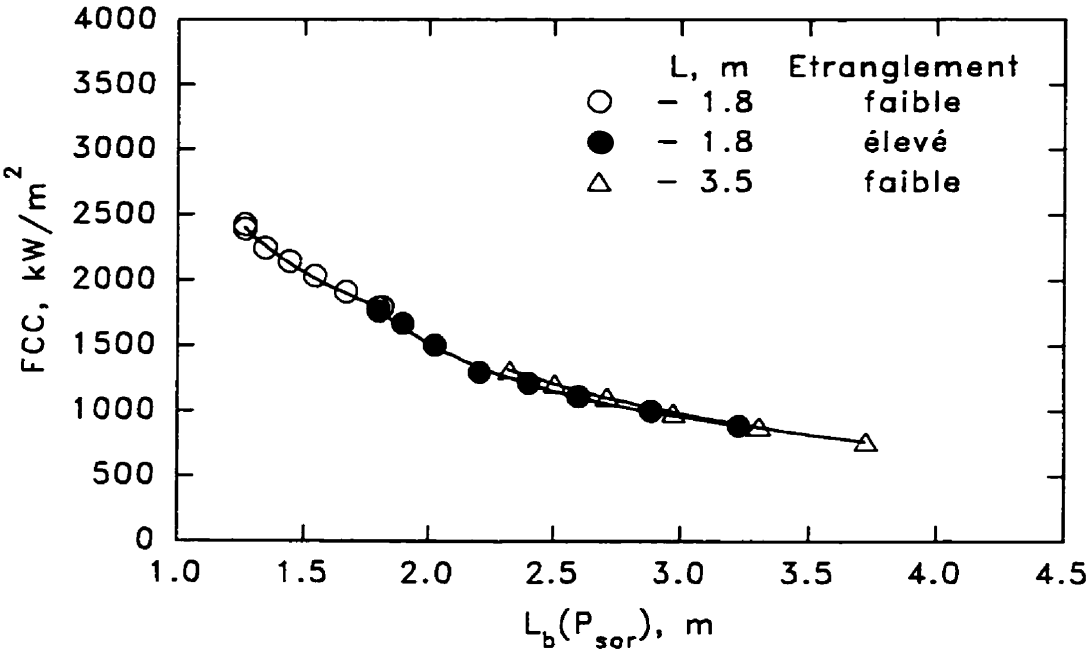


Figure 3.199 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_b(P_{sor})$ à des étranglements différents ($P_{sor} = 10.2$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

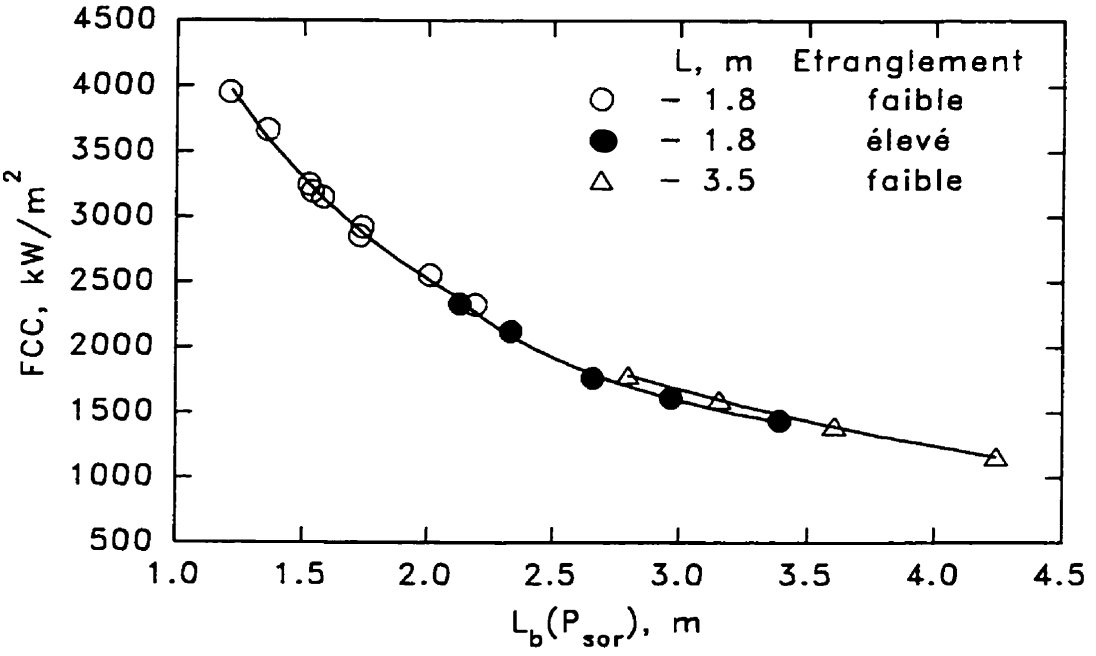


Figure 3.200 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_b(P_{sor})$ à des étranglements différents ($P_{sor} = 11.5$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

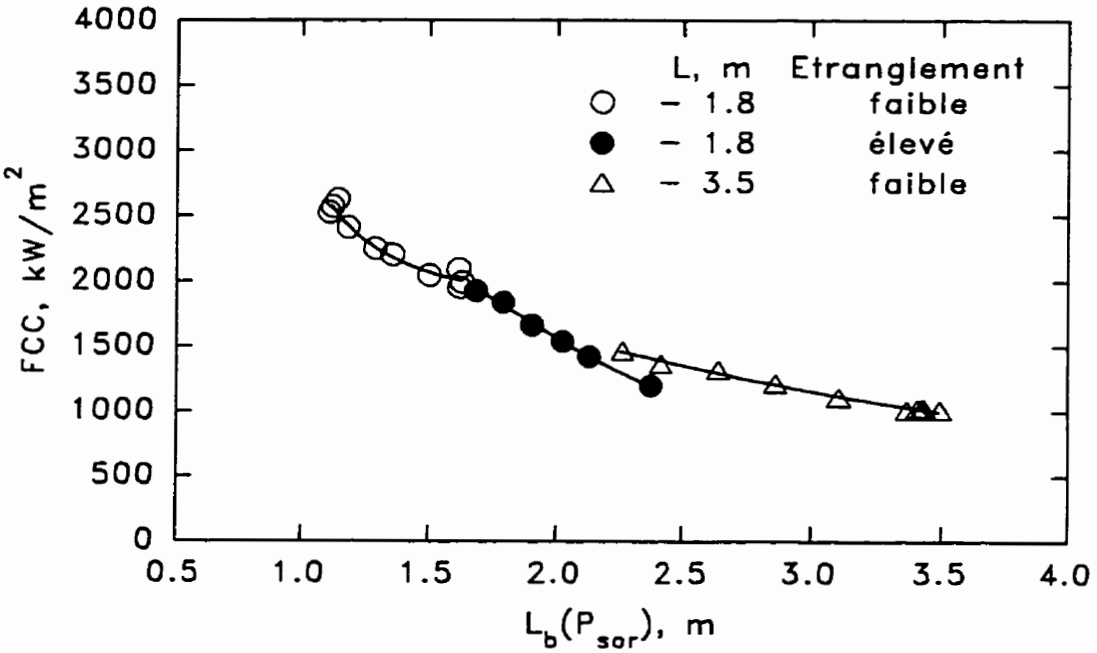


Figure 3.201 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_b(P_{sor})$ à des étranglements différents ($P_{sor} = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

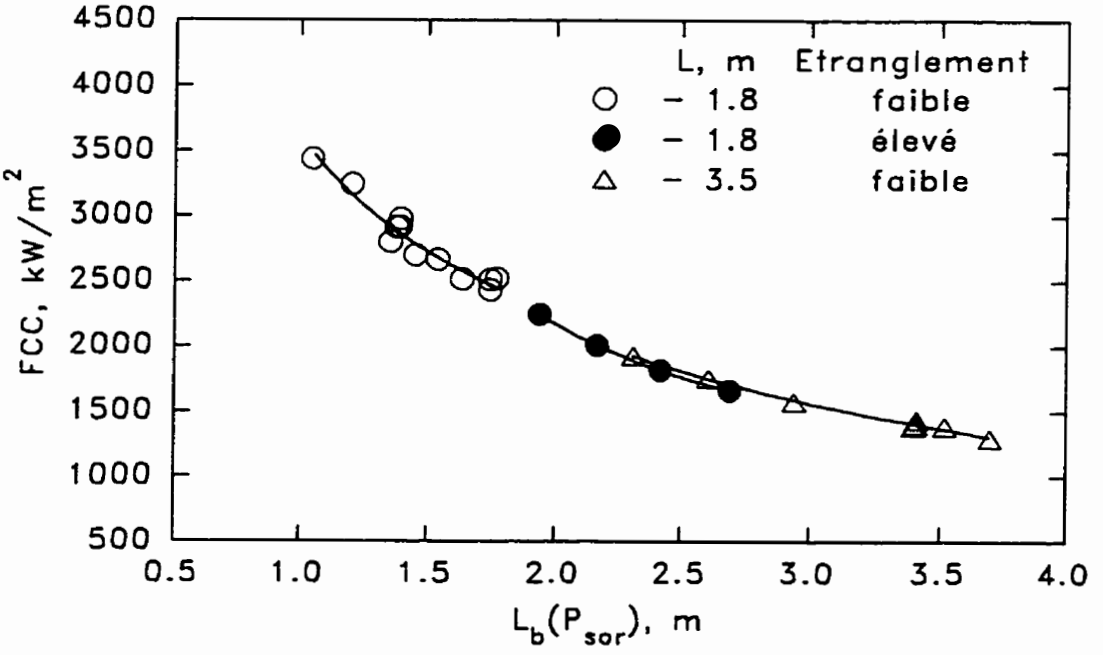


Figure 3.202 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_b(P_{sor})$ à des étranglements différents ($P_{sor} = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

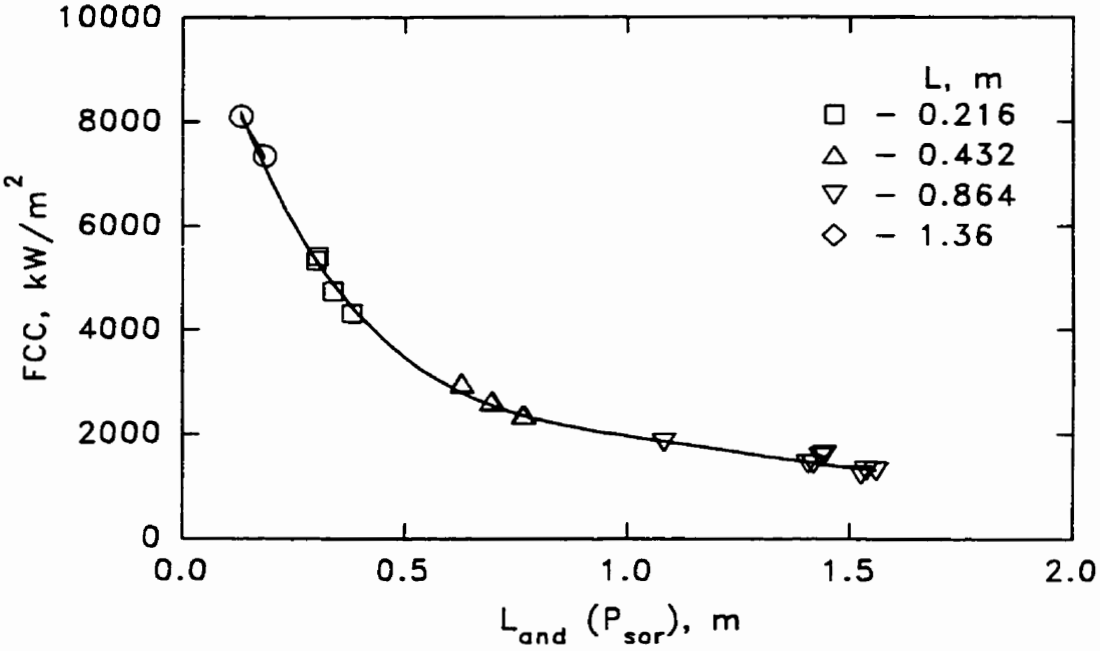


Figure 3.203 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ données de Lee et Obertelli (1964) : $d = 5.6\ mm$; $P_{sor} = 39\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

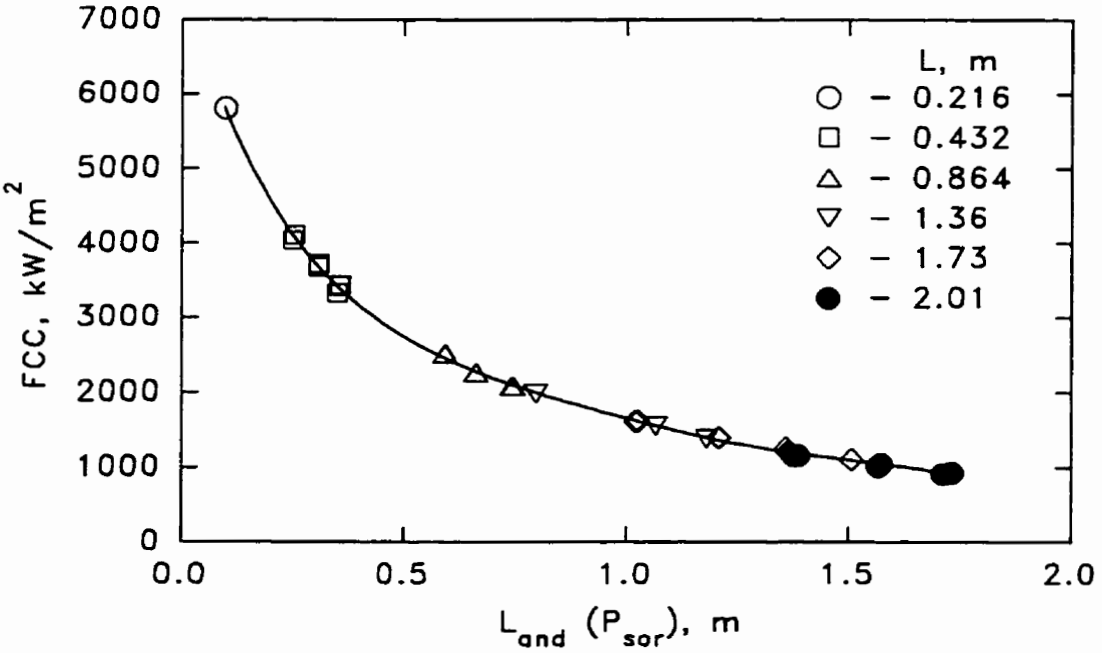


Figure 3.204 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee et Obertelli (1964) : $d = 5.6\ mm$; $P_{ent} = 69\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

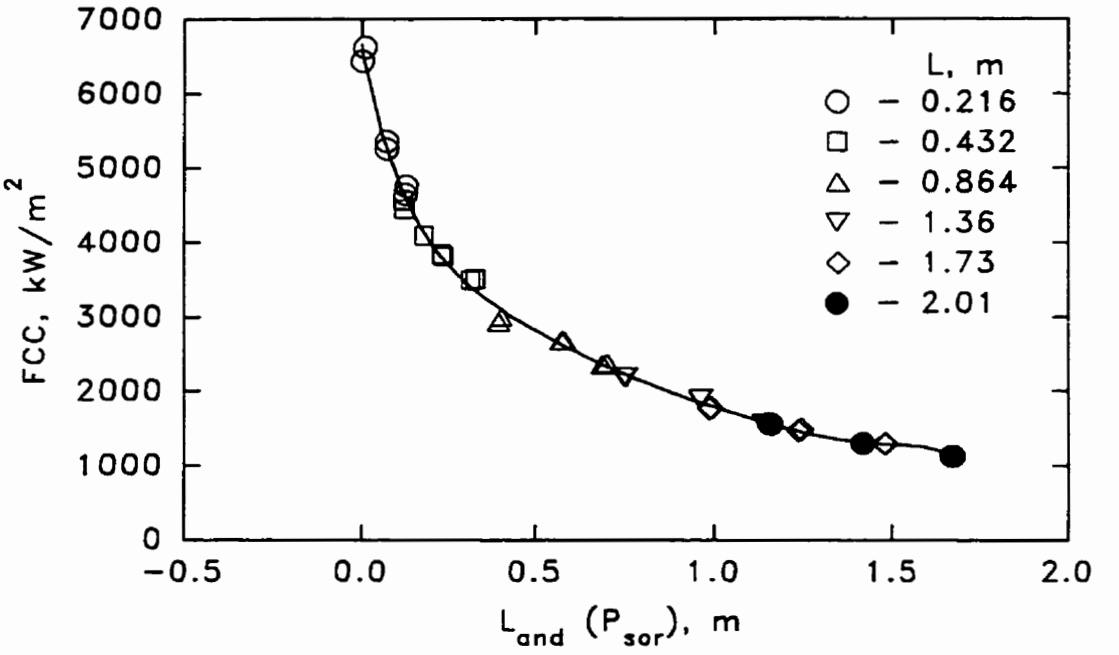


Figure 3.205 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee et Obertelli (1964) : $d = 5.6\ mm$; $P_{ent} = 69\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

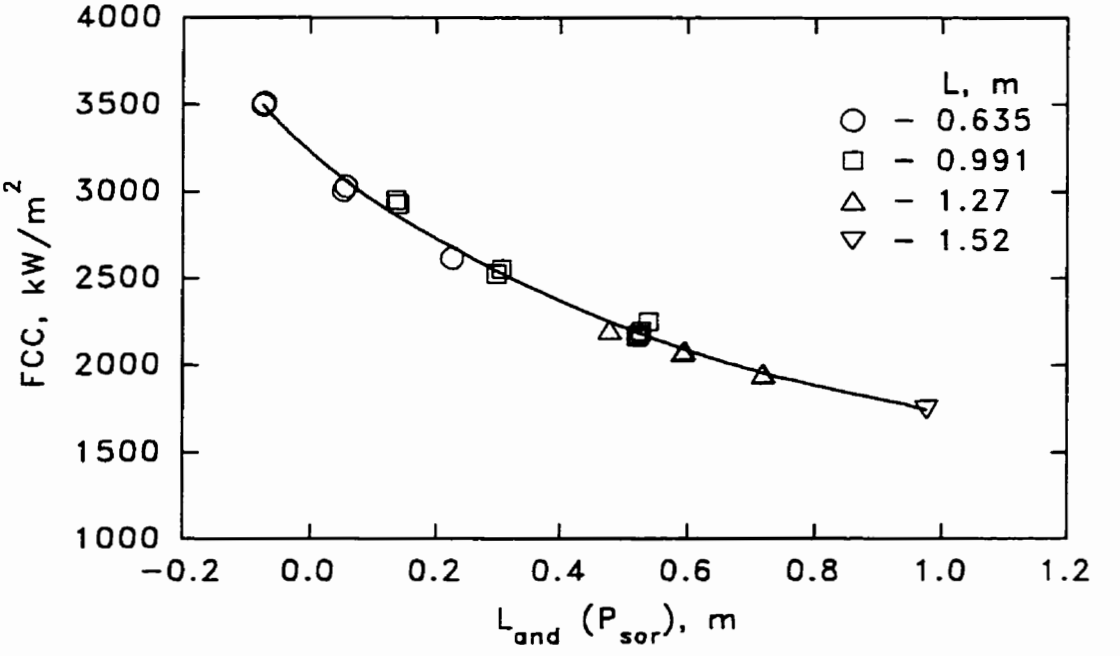


Figure 3.206 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee (1966) : $d = 14.1\ mm$; $P_{ent} = 86\ bars$; $G = 1625\ kgm^{-2}s^{-1}$)

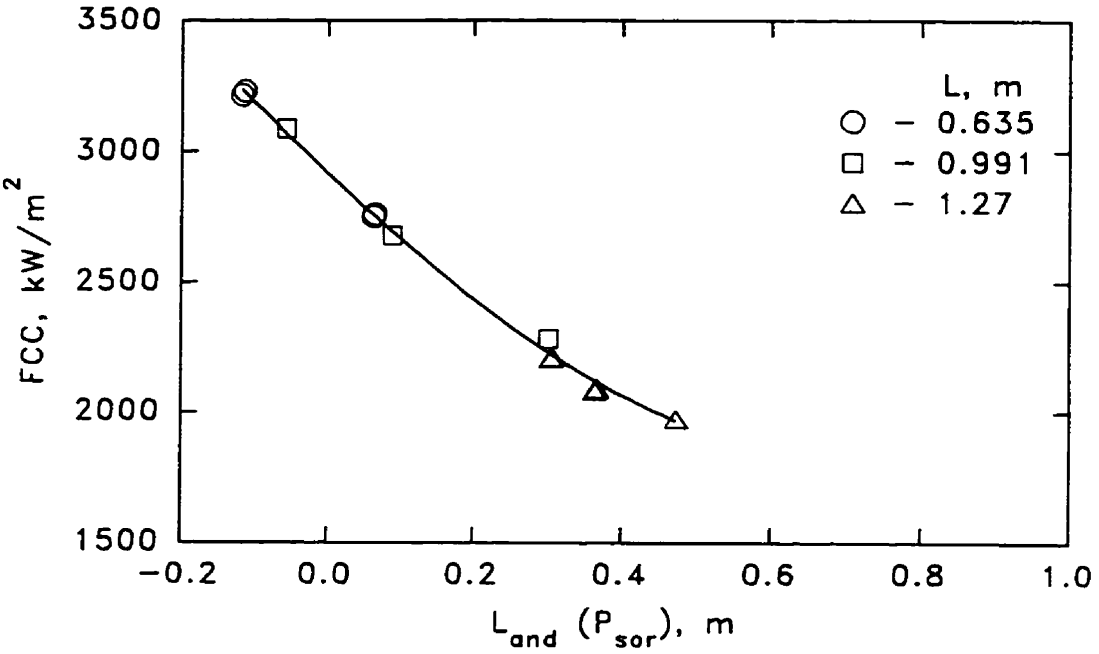


Figure 3.207 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee (1966) : d = 14.1 mm; $P_{ent} = 86$ $bars$; $G = 2700$ $kgm^{-2}s^{-1}$)

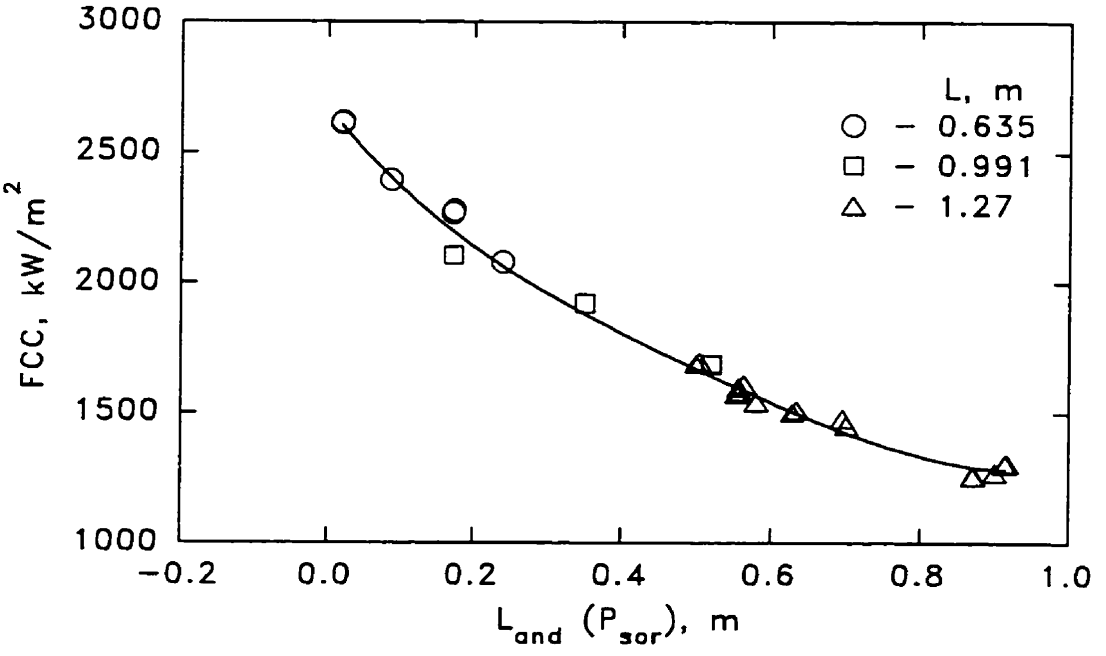


Figure 3.208 FCC en fonction de $L_{and}(P_{ent})$ (données de Lee (1966) : d = 14.1 mm; $P_{ent} = 110$ $bars$; $G = 1000$ $kgm^{-2}s^{-1}$)

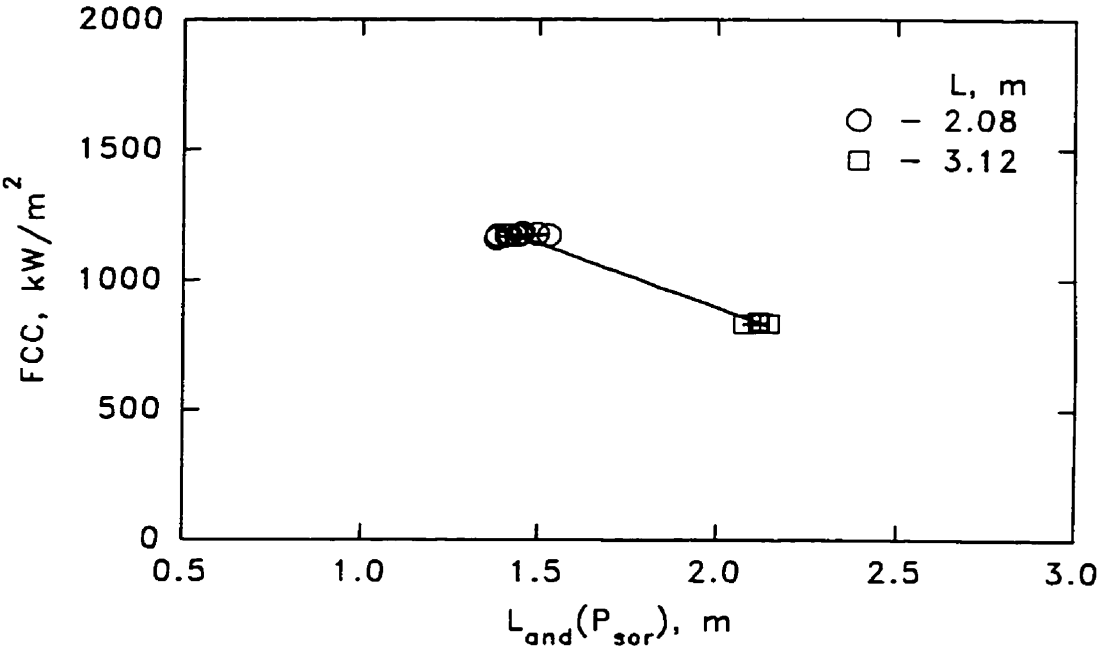


Figure 3.209 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de Becker et al. (1965) : $d = 7.8\ mm$; $P_{sor} = 28.5 - 39.0\ bars$; $G = 580 - 720\ kgm^{-2}s^{-1}$)

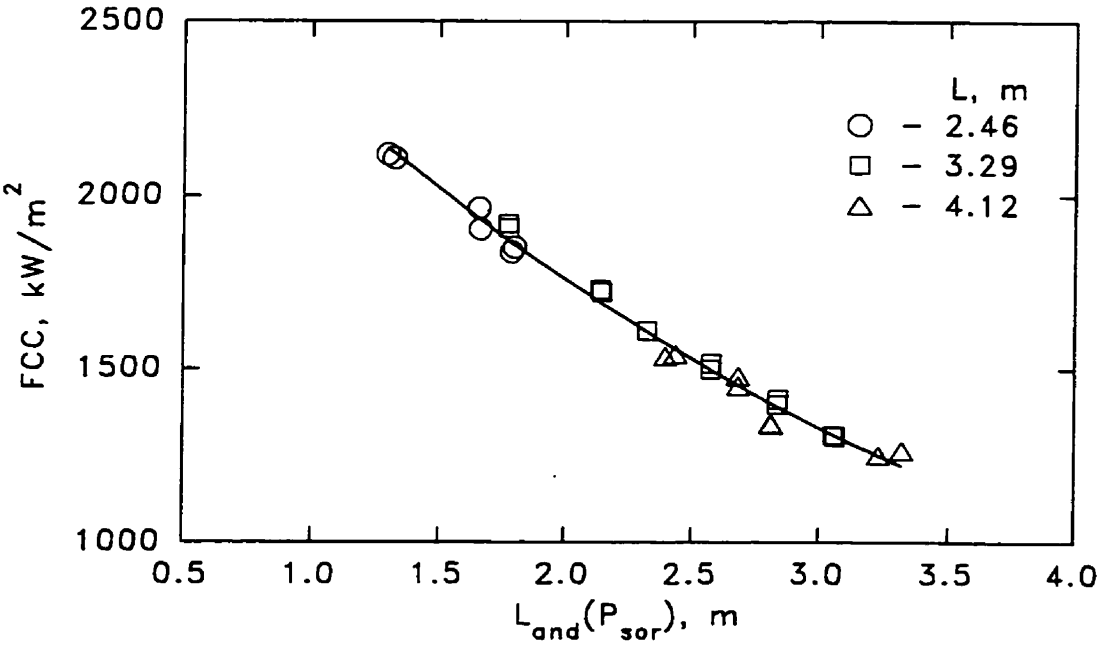


Figure 3.210 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; $P_{sor} = 50\ bars$; $G = 1520\ kgm^{-2}s^{-1}$)

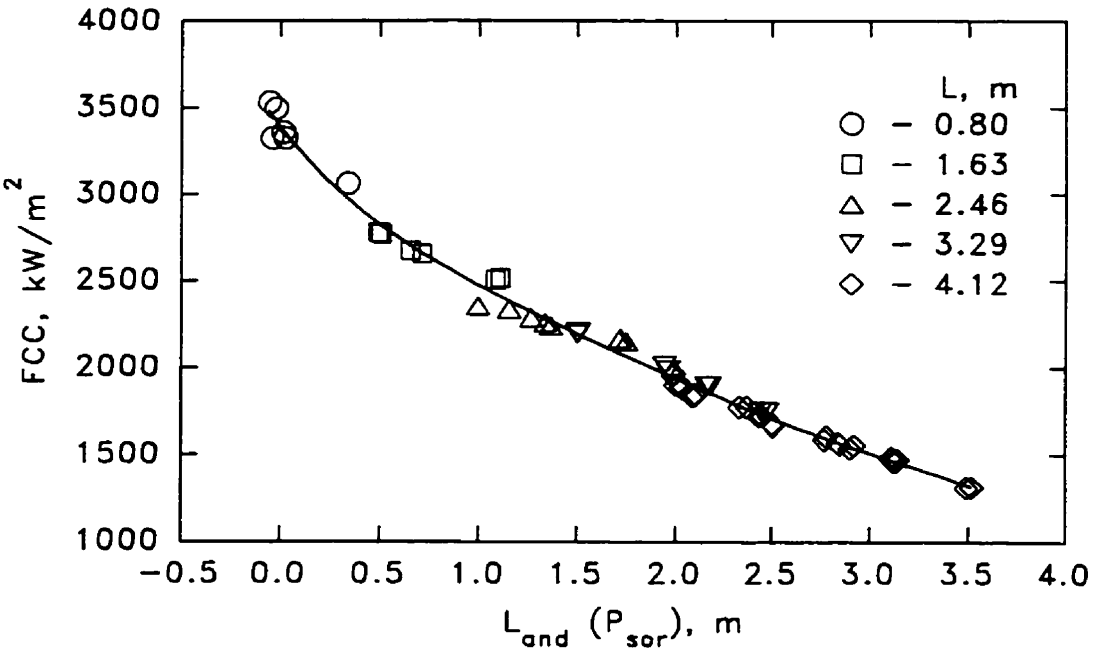


Figure 3.211 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de CISE (Allessandrini et al., 1963: Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; $P_{sor} = 50\ bars$; $G = 2200\ kgm^{-2}s^{-1}$)

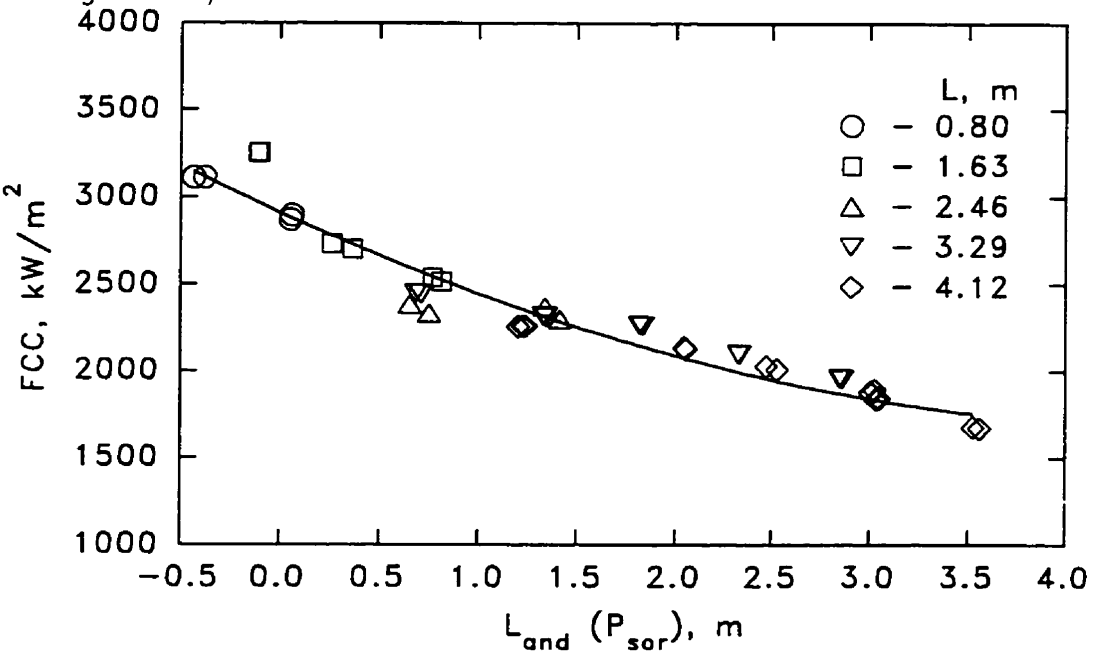


Figure 3.212 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de CISE (Allessandrini et al., 1963; Peterlongo et al., 1964) : $d = 15.1\ mm$; $P_{sor} = 50\ bars$; $G = 3800\ kgm^{-2}s^{-1}$)

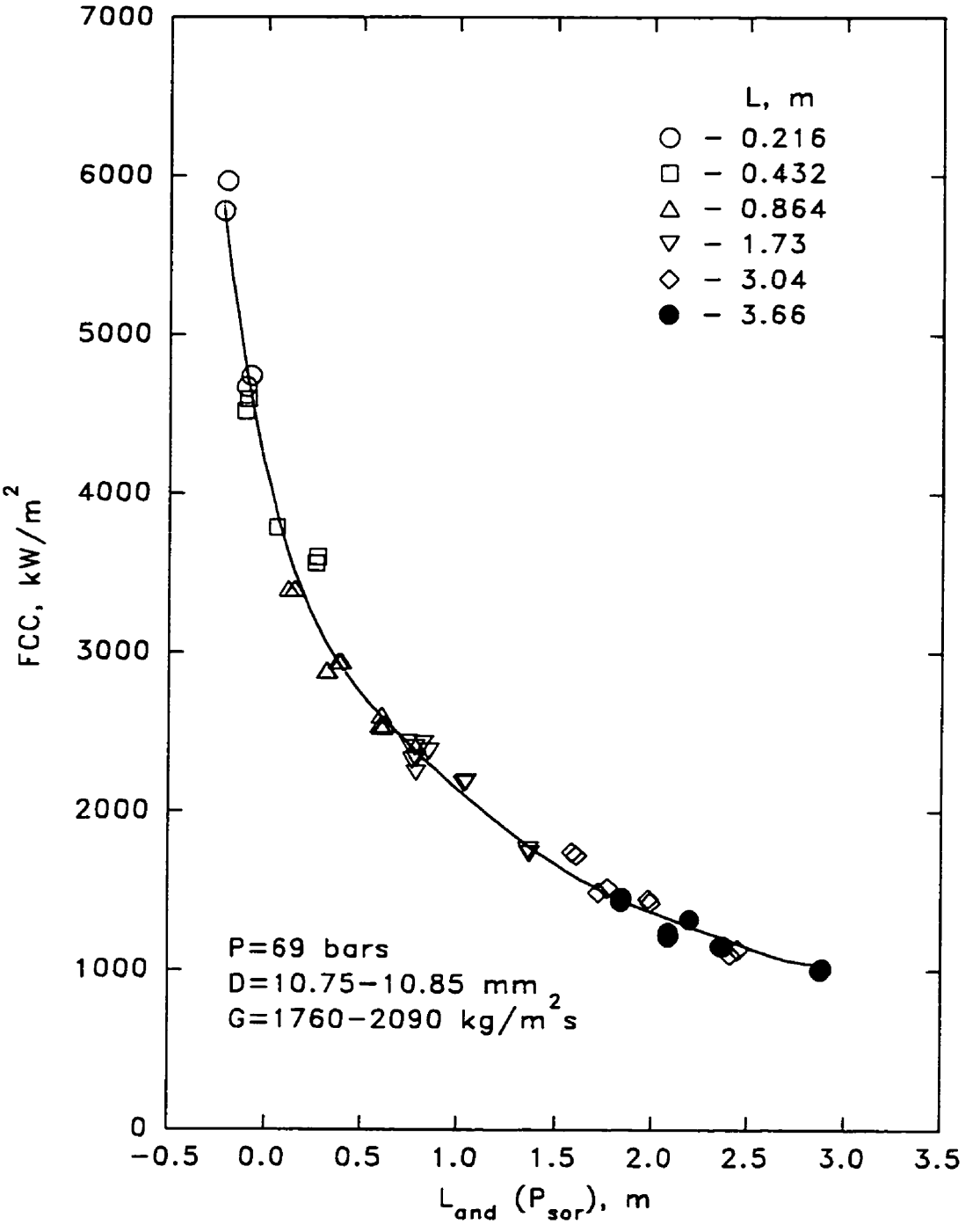


Figure 3.213 FCC en fonction de $L_{and}(P_{sor})$ (données de Lee, 1966 et de Lee et Orbertelli,1964)

CHAPITRE IV

ÉCHANGE DE MASSE ENTRE LE NOYAU ET LE FILM EN ÉCOULEMENTS ANNULAIRES–DISPERSÉS NON–ADIABATIQUES

La représentation des données expérimentales dans le système des coordonnées (L_{and}, q') montre qu'il existe une liaison univoque entre ces deux paramètres. Pourtant, il est peu probable que les relations quantitatives entre L_{and} et q' obtenues pour un tube cylindrique d'un diamètre fixe soient universelles, c'est-à-dire, leur allure soit les mêmes pour des tubes d'autres diamètres et surtout pour d'autres géométries des conduits. Ceci découle du fait que ces relations ne repésentent que le rapport quantitatif, purement mathématique, entre L_{and} et q', tandis que physiquement, elles se déterminent par un ensemble entier de processus ayant lieu en écoulement diphasique non–adiabatique. L'intensité de ces processus peut être distincte pour des systèmes différents. Seulement une étude détaillée des processus de l'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide sur la paroi en écoulement annulaire–dispersé peut permettre d'obtenir des relations fonctionnelles entre L_{and} et q'.

4.1 Caractéristiques quantatatives des processus d'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide en écoulement annulaire–dispersé

Présentement, il existe un nombre assez considérable de travaux sur l'échange de masse entre le noyau et le film en écoulement annulaire–dispersé (par exemple, Collier et Thome, 1994; Hewitt et Govan, 1990; Hewitt et Hall-Taylor, 1970; Nigmatulin, 1987). Dans la plupart des cas, il s'agit des corrélations purement em-

piriques permettant d'estimer quantativement des intensités de différents processus de l'échange de masse entre le noyau et le film.

4.1.1 Corrélations empiriques sur l'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide

Le plus souvent, on caractérise les processus de précipitation et d'arrachement des gouttelettes à l'aide de leurs intensités qui représentent les débits massiques correspondants sur l'unité de la surface de la paroi du tube :

$$D = \frac{dW_{prec}}{\pi d \cdot dz} \quad . \tag{4.1}$$

$$E = \frac{dW_{arrach}}{\pi d \cdot dz} \quad . \tag{4.2}$$

où D et E sont les intensités de précipitation et d'arrachement des gouttelettes respectivement.

Normalement, on relie l'intensité de précipitation de gouttelettes à la concentration massique du liquide dans le noyau de vapeur qui, dans ce cas, est supposé d'être homogène :

$$D = kC \quad . \tag{4.3}$$

$$C = \rho_l(1 - \alpha_n) \quad , \tag{4.4}$$

$$\alpha_n = \frac{1}{1 + \frac{1-x_n}{x_n}\frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad , \tag{4.5}$$

$$x_n = \frac{W_v}{W_v + W_{gout}} = \frac{x_r}{x_r + \gamma} \quad , \tag{4.6}$$

où :

k	:	coefficient de transfert de masse.
x_r	:	titre réel d'écoulement,
α_n et x_n	:	taux de vide et le titre massique dans le noyau respectivement,
W_v et W_{gout}	:	débits massiques de la vapeur et du liquide sous forme de gouttelettes respectivement.
$\gamma = W_{gout}/W$	:	taux de liquide sous forme de gouttelettes dans le noyau de vapeur.

Il faut noter que cette relation (4.3) entre l'intensité de précipitation et la concentration locale de liquide dans le noyau n'est probablement valide que dans les cas des écoulements où cette concentration ne change presque pas le long du canal, c'est-à-dire pour des écoulements adiabatiques stables. Cette affirmation est basée sur le fait qu'après sa formation et avant de se déposer sur le film, une gouttelette parcours une certaine distance dans la direction axiale. Par conséquent, l'intensité de précipitation à un point donné du canal est régi plutôt par la concentration de gouttelettes en amont de ce point ou plus correctment par la distribution de gouttelettes dans le noyau, leurs vitesses axiales et transversales ainsi que par leur interaction avec d'autres gouttelettes et avec la phase vapeur sur une certaine portion précédante du canal. Dans le cas des écoulements non-adiabatiques et surtout dans des conditions proches du FCC, la concentration de liquide dans le noyau change considérablement le long du canal à cause de l'augmentation du titre d'écoulement (même si le débit du liquide sous forme de gouttelettes reste constant). Cela signifie que la concentration locale de liquide dans le noyau ne reflète pas tout à fait le processus de précipitation qui est régi par les conditions en amont du point considéré. Ainsi, l'intensité locale de précipitation de gouttelettes en écoulements non-adiabatiques doit en principe être décrite à partir d'autres postulats

physiques qui, malhereusement, n'ont pas été développés actuellement.

Selon Hewitt et Govan (1990), le coefficient de transfert de masse pour le processus de précipitation, k, peut être déterminé à partir des corrélations ci-dessous:

$$\begin{cases} k\left(\frac{\rho_v d}{\sigma}\right)^{1/2} = 0.18, & \text{si} \quad C/\rho_v < 0.3; \\ k\left(\frac{\rho_v d}{\sigma}\right)^{1/2} = 0.083(C/\rho_v)^{-0.65}, & \text{si} \quad C/\rho_v > 0.3. \end{cases} \tag{4.7}$$

Ces relations ont été dévellopées à partir des expériences avec des écoulements gaz-liquide et vapeur-liquide adiabatiques. Selon les auteurs, la dispersion des points expérimentaux autour des lignes de lissage est assez élevée, mais environ deux tiers d'entre eux se trouvent quand même à l'interieur de l'écart de 30 %.

D'après ces corrélations, pour une pression donnée, le coefficient de transfert de masse, k, reste d'abord constant, mais à partir d'une certaine valeur de C il commence à diminuer avec augmentation de la concentration. Probablement, ce fait est relié à une interaction entre les gouttelettes qui empêche leurs déplacements transversaux.

Quant à l'intensité d'arrachement de gouttelettes, on la représente habituellement en fonction de la différence entre la vitesse massique du liquide dans le film, G_f, et la vitesse correspondant au commencement de l'arrachement de gouttelettes, G_{fcr}, pour une pression et une épaisseur moyenne du film données. Par exemple, pour le calcul de cette intensité, Hewitt et Govan (1990) ont proposé les corrélations suivantes :

$$\frac{E}{G_v} = 5.75 \cdot 10^{-5}\left[(G_f'' - G_{fcr}'')^2\left(\frac{\rho_l d}{\sigma \rho_v^2}\right)\right]^{0.316} \quad , \tag{4.8}$$

où :

$$G_v = xG, \quad G_f'' = \frac{4W_f}{\pi d^2}, \quad G_{fcr}'' = \frac{Re_{fcr}\mu_l}{d} \quad ,$$

$$Re_{fcr} = exp\left[5.8504 + 0.4249\left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)\left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{1/2}\right] \quad . \tag{4.9}$$

Comme dans le cas de l'intensité de précipitation de gouttelettes, l'incertitude de ces corrélations est assez élevée : deux tiers de points expérimentaux correspondants se trouvent à l'interieur de l'écart de 50 %.

Une approche un peu différente pour les intensités d'echange de masse entre le noyau et le film de liquide sur la paroi a été élaborée par Nigmatulin, B. et ses collaborateurs (les corrélations seront citées d'après Nigmatulin, R., 1987). Dans ce cas, les intensités des processus d'échange représentent les flux massiques linéiques de liquide :

$$J_i = \frac{dW_i}{dz} \quad . \tag{4.10}$$

De plus, une tentative de tenir compte des particularités caractéristiques des écoulements non-adiabatiques a été fait.

L'intensité de précipitation de gouttelettes dans le cadre de cette approche s'exprime sous la forme suivante :

$$J_{prec} = \begin{cases} J_{prec}^{adiab} - \Delta J^q, & \text{si} \quad \Delta J^q \leq J_{prec}^{adiab}; \\ 0, & \text{si} \quad \Delta J^q > J_{prec}^{adiab}. \end{cases} \tag{4.11}$$

où ΔJ^q désigne la diminution de l'intensité de précipitation due à un flux transversal de vapeur en écoulements non-adiabatiques et peut être estimée par la corrélation suivante :

$$\Delta J^q = \frac{k^q \rho_l (1 - \alpha_n) J_{vap}}{\rho_v}, \quad k^q \approx 2, \quad J_{vap} = \frac{\pi d q'}{h_{fv}} \quad , \tag{4.12}$$

où J_{vap} est l'intensité d'évaporation. Il faut noter que la valeur du coefficient k^q n'a pas été déterminée à partir des expériences directes, mais à partir de l'analyse des données sur le FCC et sur le titre–frontière.

L'intensité de précipitation pour les écoulements adiabatiques J_{prec}^{adiab} a été exprimée à l'aide d'une fonction adimensionnelle $\overline{J}_{prec}^{adiab}$ qui représente le rapport entre les flux de gouttelettes transversal :

$$J_{prec}^{adiab} / \pi (d - 2\delta) = \rho_l (1 - \alpha_n) w_{gout} \quad , \tag{4.13}$$

où w_{gout} est une vitesse transversale moyenne des gouttelettes, et longitudinal :

$$W_{gout}/\pi(d-2\delta)^2 = \rho_l(1-\alpha_n)v_{gout} \quad , \tag{4.14}$$

où v_{gout} est une vitesse longitudinale moyenne des gouttelettes). Alors,

$$J_{prec}^{adiab} \approx \overline{J}_{prec}^{adiab}\frac{4W_{gout}}{d} \quad . \tag{4.15}$$

Pour $\overline{J}_{prec}^{adiab}$, les corrélations suivantes ont été développées :

$$\overline{J}_{prec}^{adiab} = 0.3[1-7.5(1-\alpha_n)]\Pi \quad , \tag{4.16}$$

$$\Pi = \frac{t_\mu v_*}{d}\frac{v_*}{v_v} \quad , \tag{4.17}$$

$$t_\mu = \frac{d_{gout}^2\rho_l}{18\mu_v} \quad , \tag{4.18}$$

$$v_{*v} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_v}} \quad , \tag{4.19}$$

$$v_{*v}/v_v = 0.2Re_v^{-0.125} \quad , \tag{4.20}$$

$$d_{gout} = 3.8dRe_v^{0.1}We_v^{-0.6}\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.6} \quad , \tag{4.21}$$

$$Re_v = \frac{\rho_v v_v d}{\mu_v}, \quad We_v = \frac{\rho_v v_v^2 d}{\sigma}, \quad v_v = \frac{xG}{\rho_v\alpha} \quad ,$$

où :

Π : paramètre adimensionel caractérisant le mouvement des gouttelettes sous l'action des pulsations turbulentes de la phase vapeur,

a : rayon moyen des gouttelettes de liquide dans le noyau,

v_{*v} : vitesse dynamique de la vapeur,

t_μ : temps de relaxation de la vitesse des gouttelettes.

D'après Nigmatulin, l'ordre de grandeur du nombre de Reynolds $Re_{gout} = d_{gout} v_{*v} / \nu_v$ qui détermine le mouvement des gouttelettes à cause des pulsations turbulentes de la vapeur est de 0.1 à 10. C'est pourquoi, pour la détermination du temps de relaxation des gouttelettes, on peut utiliser la loi de Stokes comme une première approximation. Le facteur $1-7.5(1-\alpha_n)$ dans l'équation 4.16 tient compte de la diminution de l'intensité des pulsations turbulentes de la vapeur à cause de la présence des gouttelettes et de l'influence de l'interaction de gouttelettes sur le processus de précipitation. Puisque J_{prec} ne peut pas être négatif, cette relations n'est valide que pour $\alpha_n > 0.87$.

L'intensité d'arrachement dynamique, $J_{arrach\ dyn}$, a aussi été exprimée à l'aide d'une fonction adimensionnelle $\overline{J}_{arrach\ dyn}$ qui représente le rapport entre $J_{arrach\ dyn}$ et la densité du flux de liquide sur la paroi $W_f/\pi d$:

$$J_{arrach\ dyn} = \overline{J}_{arrach\ dyn} \frac{W_f}{\pi d} \quad , \tag{4.22}$$

où W_f est le débit massique de liquide dans le film sur la paroi. D'après Nigmatulin (1987), cette fonction adimensionnelle $\overline{J}_{arrach\ dyn}$ peut être déterminée à partir des corrélations suivantes :

$$\overline{J}_{arrach\ dyn} = 0.55 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/2} \tilde{\mu} Re_f^{-1.0} (We_f - We_{fcr})^{0.85} \quad , \tag{4.23}$$

$$\tilde{\mu} = \frac{\overline{g}^{1/4}}{L p_l^{1/2}} = \mu_l \sqrt[4]{\frac{g}{\rho_l \sigma^3}} \quad , \tag{4.24}$$

$$Re_f = \frac{G_f \delta}{\mu_l} \quad , \tag{4.25}$$

$$G_f = \frac{4 W_f}{\pi [d^2 - (d - 2\delta)^2]} \quad , \tag{4.26}$$

$$We_f = \frac{\tau_{lv} \delta}{\sigma} \quad , \tag{4.27}$$

$$\tau_{lv} = \frac{1}{2} C_{lv} \rho_v (v_v - v_{fs})^2 \quad , \tag{4.28}$$

$$v_{fs} \approx 1.14 \frac{4W_f}{\rho_l \pi [d^2 - (d - 2\delta)^2]} \quad , \tag{4.29}$$

$$C_{lv} = 0.005 + 0.84(2\delta/d)^{1.1} \quad , \tag{4.30}$$

$$We_{fcr} = \begin{cases} 8.5\tilde{\mu}, & \text{si} \quad Re_f \leq 290; \\ 4.4 \cdot 10^{-3} \tilde{\mu} Re_f^{4/3}, & \text{si} \quad 290 \leq Re_f \leq 3000; \\ 5.5 \cdot 10^{-4} \tilde{\mu}^{-3/4}, & \text{si} \quad Re_f \leq 3000, \end{cases} \tag{4.31}$$

où :

We_f et We_{fcr} : nombre de Weber du film et celui correspondant au commencement d'arrachement de gouttelettes respectivement,

$\overline{g} = g\rho_l \delta^2 / \sigma$: nombre adimensionel caractérisant le rapport entre les forces gravitationnelles et capillaires,

$Lp = \rho_l \delta \sigma / \mu_l^2$: nombre de Laplace déterminant l'influence des forces visqueueses et capillaires dans le film,

τ_{lv}, C_{lv} et v_{fs} : contrainte de cisaillement, coefficient de frottement et vitesse du liquide à l'interface film–noyau respectivement.

Les conditions de l'arrachement de gouttelettes du film sont régies en général par les forces dynamiques qui s'exerçent à la surface du film par le noyau de vapeur et qui tentent de le détruire, et les forces capillaires qui entravent cette destruction. Le rapport entre ces forces est caractérisé quantativement par le nombre de Weber. C'est pourquoi l'utilisation de ce nombre comme un critère pour le commencement de l'arrachement et pour l'intensité du processus d'arrachement au lieu de la vitesse massique et du nombre de Reynolds, comme proposé par Hewitt et Govan (1990), est probablement plus physique. Mais, bien sûr, cela ne signifie aucunement que la présente corrélation (4.22) est plus précise que celle de Hewitt et Govan (4.8).

Pour l'intensité d'éjection de gouttelettes due à la précipitation, les corrélations suivantes (Nigmatulin, 1987) ont été proposées :

$$J_{ej.prec} = k_{ej.prec} J_{prec} \quad , \tag{4.32}$$

$$k_{ej.prec} = 1 - 0.01(1-\alpha_n)^{-0.17}\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.67} \quad , \tag{4.33}$$

qui sont valides si $k_{ej.prec} \geq 0$ ou

$$\alpha_n \leq 1 - 1.7 \cdot 10^{-12}\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{3.94} \quad . \tag{4.34}$$

Un examen de ces relations révèle que le coefficient de transfert de masse, $k_{ej.prec}$, est toujours très proche de 1 pour toutes les pressions et pour toutes les vitesses massiques dès que $\alpha_n \leq 0.999$. Ce résultat n'est pas logique, car cela signifie que la masse du liquide qui se dépose sur le film est toujours égale à celle qui s'en vas sous forme de gouttelettes éjectées. Il peut exister des cas où cette égalité est possible, mais en général elle est peu probable.

L'intensité d'éjection de gouttelettes due à l'ébullition a été reliée à l'intensité d'évaporation J_{vap} par les relations suivantes :

$$J_{ej.eb} = k_{ej.eb} J_{vap} \quad , \tag{4.35}$$

$$J_{vap} = \frac{\pi d q'}{h_{fv}} \quad , \tag{4.36}$$

$$k_{ej.eb} = 2.0 \cdot Re_f \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{1/5}\left(\frac{w_v \mu_l}{\sigma}\right)^{2/3} \quad , \tag{4.37}$$

$$w_v = \frac{J_{vap}}{\pi d \rho_v} \quad , \tag{4.38}$$

où :

$k_{ej.eb}$: coefficients de transfert de masse,

w_v : vitesse transversale moyenne de la vapeur.

L'analyse de la structure de ces expréssions montre que l'intensité d'éjection de gouttelettes diminue avec une diminution du nombre de Reynolds du film, mais sa valeur est toujours plus grande que zéro. Cela contredit l'observation expérimentale sur la suppression de l'ébullition dans le cas des films de liquide minces à un débit massique élevé.

Il faut noter que chacune des corrélations de Nigmatulin présentées ci-dessus a sa propre domaine d'application. En règle générale, ces domaines d'application sont données par des valeurs concrètes des paramètres adimensionnels utilisés dans chaque des corrélations. Leur analyse fait ressortir qu'en principe, ces corrélations ne peuvent pas être simultanément appliquées dans le domaine des pressions faibles. Cela concerne surtout la corrélation qui détermine l'intensité d'éjection de gouttelettes due à l'ébullition (équation 4.35). Cette corrélation n'est valide que pour des pressions de 50 à 100 *bars* et des vitesses massiques de 1000 à 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$. Toutefois, si les paramètres utilisés dans cette corrélation ont été choisis correctement, dans le cas des pressions faibles, elle doit prédire assez bien l'ordre de grandeur de cette intensité.

4.1.2 Applicabilité des corrélations existantes pour la prédiction du flux de chaleur critque

Afin de montrer l'applicabilité des corrélations sur l'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide pour prédir les conditions de FCC, on utilise habituellement (Hewitt et Govan, 1990; Whalley, 1987; Whalley et al., 1974; Whalley et al., 1978) la procédure suivante. On choisi certaines valeurs du titre thermodynamique et des débits du liquide dans le film et le noyau au point de

la formation de l'écoulement annulaire–dispersé (par exemple, on suppose (Hewitt et Govan, 1990; Whalley, 1987; Whalley et al., 1974; Whalley et al., 1978) que $x_{and} = 0.01$ et tout le liquide se trouve initialement sous forme de gouttelettes entraînées, c'est-à-dire $W_f \approx 0$, $W_{gout} \approx (1 - x_{and})W$). Après, on effectue le calcul du débit de liquide dans le film le long du canal à des flux de chaleur différents en augmentant celui-ci jusqu'au moment où le débit de liquide devienne nul à la sortie du canal. En général, cette procédure montre une certaine cohérence entre les valeurs mesurées et prédites du FCC (Hewitt et Govan, 1990; Whalley, 1987; Whalley et al., 1974; Whalley et al., 1978). Cependant, même si ne tenons pas compte que la majorité des corrélations sont basées sur des expériences effectuées avec les écoulements adiabatiques, il est clair que cette approche se caractérise également par une grande incertitude reliée au choix des conditions limites au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé. Pour cette raison, l'utilisation pratique de ces modèles pour le calcul du FCC sans une vérification de l'applicabilité de ces corrélations est probablement prématurée. Actuellement, les données sur la structure interne des écoulements diphasiques non–adiabatiques et sur les processus d'échange de masse entre le film liquide et le noyau de vapeur sont très ambiguës. Dans ces conditions, l'une des voies possibles d'une telle vérification consiste en solution du problème inverse, c'est–à–dire on peut déterminer les taux de liquide dans le noyau et le film au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé à partir des corrélations sur l'échange de masse, ainsi que des valeurs expérimentales du FCC et des paramètres d'écoulement à la sortie du canal. Ensuite, on peut analyser ces taux de liquide en fonction d'autres paramètres d'écoulement (pression, vitesse massique, etc.). Il est évident que cette analyse ne peut pas remplacer les expériences directes, mais elle peut au moins permettre d'établir des points faibles des corrélations et de comprendre les tendances principales des processus de transfert de masse en écoulements non–adiabatiques dans des conditions de FCC.

Pour déterminer les taux de liquide dans le noyau et le film au point de la

formation de l'écoulement annulaire–dispersé, il faut connaître les distributions de la pression, du titre réel et de l'épaisseur du film de liquide le long du canal. Actuellement, il existe un nombre considérable de corrélations pour le calcul des pertes de pression en écoulements diphasiques. Cependant, elles sont tous entachées d'une certaines incertitude, surtout dans le cas des écoulements non-adiabatiques. Quand même, on peut dire que ces corrélations reflètent suffisamment bien l'allure de la distribution de pression le long du canal. C'est cette supposition qui détermine la base de la pocédure d'établissement de la distribution de pression le long du canal (figure 4.1.a).

Premièrement, en prenant comme le point de départ, les paramètres d'écoulement à la sortie de la zone chauffée, la distribution de pression a été calculée d'une façon numérique en utilisant une procédure itérative pour déterminer simultanément le titre thermodynamique et les composantes du gradient de pression à chaque point de la section :

$$-\frac{dP}{dz} = -\frac{dP_{fr}}{dz} - \frac{dP_a}{dz} - \frac{dP_{gr}}{dz} \quad . \tag{4.39}$$

La composante des pertes de pression dues au frottement était déterminée à partir de la corrélation de Friedel (1979). Pour les autres, les relations suivantes ont été utilisées :

$$-\frac{dP_a}{dz} = G^2 \frac{d}{dz}\left[\frac{x^2}{\alpha\rho_v} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\alpha)}\right] \quad , \tag{4.40}$$

$$-\frac{dP_{gr}}{dz} = g[\alpha\rho_v + (1-\alpha)\rho_l] \quad . \tag{4.41}$$

Le taux de vide, α, a été déterminé à partir de la corrélation de Chexal et Lellouche (1986). Le calcul du profil de pression $P_{cal}(z)$ n'a été effectué que jusqu'au point où le titre thermodynamique devenait égal à x_{eq}. Ce titre correspond au début de l'écoulement en équilibre thermodynamique, i.e. le titre thermodynamique est égal à celui réel. Une valeur concrète du titre x_{eq} n'a pas une grande importance

dans le cadre de la procédure utilisée. C'est pourquoi elle a été arbitrairement choisi comme 0.085, c'est-à-dire plus grande que les titres thermodynamiques qui correspondent au début de l'écoulement annulaire-dispersé et plus petite que x_{cr} pour la plupart des expériences effectuées. La distribution de pression dans la région où l'écoulement est monophasique, c'est-à-dire entre x_{ent} et x_0 (si $x_{ent} < x_0$) a été déterminée en utilisant la relation (2.4). Le titre x_0 qui correspond au début de l'ébullition franche a été calculé en utilisant la corrélation (3.75). La pression entre les positions correspondant à x_0 (ou x_{ent}, si $x_{ent} > x_0$) et à x_{eq}, P_{inter}, a été interpolée par un polynôme de deuxième degré en utilisant les conditions frontières suivantes :

$$\begin{cases} P_{inter} = P_{ent} - \Delta P_{mp}[z(x)], & \text{si} \quad x = x_0, \\ \frac{dP_{inter}}{dz} = \frac{dP_{mp}[z(x)]}{dz}, & \text{si} \quad x = x_0, \\ P_{inter} = P_{cal}[z(x)], & \text{si} \quad x = x_{eq} \end{cases} \tag{4.42}$$

ou, si x_0 était moins que x_{ent},

$$\begin{cases} P_{inter} = P_{ent}, & \text{si} \quad x = x_{ent}, \\ \frac{dP_{inter}}{dz} = \frac{dP_{mp}[z(x)]}{dz}, & \text{si} \quad x = x_{ent}, \\ P_{inter} = P_{cal}[z(x)], & \text{si} \quad x = x_{eq}. \end{cases} \tag{4.43}$$

Puis, une série des corrections linéaires de la distribution de pression $P_{cal}(z)$

$$P_{cor}{}^{i}(z) = P_{cal}(z)\left(k_p{}^{i} + \frac{(1 - k_p{}^{i})[z - (L - L_{eq})]}{L_{eq}}\right) \tag{4.44}$$

a été effectuée jusqu'à ce que la condition frontière à la position correspondant au titre x_{eq} soit satisfaite :

$$\frac{dP_{inter}}{dz} = \frac{dP_{cor}}{dz} \quad . \tag{4.45}$$

Dans tous les cas analysés, la valeur définitive du coefficient de correction k_p était plus grande que 1 (k_p varie de 1.005 à 1.04 pour $P_{sor} = 30$ *bars* et k_p varie de 1.01 à 1.20 pour $P_{sor} = 10$ *bars*). Cela signifie que les corrélations utilisées dans les calculs

sous–estiment légèrement les pertes de pression et cette sous–estimation augmente avec une diminution de la pression absolue. Le même résultat a été obtenu dans le travail de Aubé (1995).

À l'étape suivante, le titre thermodynamique a été récalculé de x_{eq} à x_{sor} en utilisant la distribution de pression établie. Quant à la distribution du titre réel le long du canal (figure 4.1.b), on a supposé que cette distibution peut être représentée par les relations suivantes :

$$x_r(z) = \begin{cases} A + Bz + Cz^2 + Dz^3, & \text{si} \quad x_0 \text{ (ou } x_{ent}) \leq x \leq x_{eq}; \\ x_{th}, & \text{si} \quad x > x_{eq}, \end{cases} \tag{4.46}$$

où les coefficients A, B, C et D sont déterminés à partir des conditions frontières données ci–dessous :

$$\begin{cases} x_r = 0, & \text{si} \quad x_{th} = x_0 \text{ (ou } x_{th} = x_{ent}), \\ \frac{dx_r}{dz} = 0 & \text{si} \quad x_{th} = x_0 \text{ (ou } x_{th} = x_{ent}), \\ x_r = x_{th} & \text{si} \quad x_{th} = x_{eq}, \\ \frac{dx_r}{dz} = \frac{dx_{th}}{dz}, & \text{si} \quad x_{th} = x_{eq}. \end{cases} \tag{4.47}$$

L'épaisseur du film de liquide a été calculée à partir de la supposition que la distribution de vitesse dans le film est identique à celle en écoulement monophasique turbulent et peut être décrite par le profil universal correspondant :

$$v^+ = \begin{cases} y^+, & \text{si} \quad y^+ < 5, \\ -3.05 + 5.0ln\ y^+, & \text{si} \quad 5 \leq y^+ \leq 30, \\ 5.5 + 2.5ln\ y^+, & \text{si} \quad y^+ > 30, \end{cases} \tag{4.48}$$

$$v^+ = v_l / v_{*l} \quad , \tag{4.49}$$

$$y^+ = \frac{y \rho_l v_{*l}}{\mu_l} \quad , \tag{4.50}$$

$$v_{*l} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_l}} \quad , \tag{4.51}$$

où

y : distance de la paroi,

τ_w : contrainte de cisaillement à la paroi,

v_{*l} : vitesse dynamique du liquide.

L'integration de ce profil avec la supposition que le film est très mince et les effets de courbure peuvent être négligés, permet d'établir les relations entre le débit adimensionnel du film, W_f^+, son épaisseur adimensionelle, δ^+, et la vitesse dynamique, v_{*l}, sous la forme suivante :

$$W_f^+ = \begin{cases} 0.5\delta^{+2}, & \text{si} \quad \delta^+ < 5; \\ 12.5 - 8.05\delta^+ + 5.0\delta^+ ln\ \delta^+, & \text{si} \quad 5 \leq \delta^+ \leq 30; \\ -64.0 + 3.0\delta^+ + 2.5\delta^+ ln\ \delta^+, & \text{si} \quad \delta^+ > 30, \end{cases} \tag{4.52}$$

$$W_f^+ = \frac{W_f}{\pi d \mu_l} \quad . \tag{4.53}$$

$$\delta^+ = \frac{\delta \rho_l v_{*l}}{\mu_l} \quad . \tag{4.54}$$

Pour un gradient de pression connu, la contrainte de cisaillement à la paroi, τ_w, et, par conséquent, la vitesse dynamique, v_{*l}, peuvent être calculées de différentes façons. Dans le présent cas, l'approche de Harwell (par exemple, Whalley, 1987) a été utilisée. Dans cette approche, ces paramètres sont déterminés en supposant que la contrainte de cisaillement est constante à travers du film mince et égale à celle à l'interface film–noyau. Alors,

$$\tau_w = -\frac{d}{4}\left[\frac{dP}{dz} - \left(\frac{dP_a}{dz}\right)_n - \left(\frac{dP_{gr}}{dz}\right)_n\right] \quad , \tag{4.55}$$

où $\left(\frac{dP_a}{dz}\right)_n$ et $\left(\frac{dP_{gr}}{dz}\right)_n$ sont les composantes du gradient de pression dans le noyau dues à l'accélération et à la gravitation respectivement. En supposant que le noyau peut être considéré comme un mélange homogène, ces composantes peuvent être

établies à partir des relations suivantes :

$$-\left(\frac{dP_a}{dz}\right)_n = \frac{d}{dz}[\alpha_n G_v v_v + (1-\alpha_n) G_{gout} v_{gout}] =$$

$$\frac{d}{dz}[\alpha_n x G v_v + (1-\alpha_n)\gamma G v_v] = G^2 \frac{d}{dz}\left\{\frac{x}{\alpha \rho_v}[\alpha_n x + (1-\alpha_n)\gamma]\right\} \quad , \qquad (4.56)$$

$$-\left(\frac{dP_{gr}}{dz}\right)_n = \alpha_n \rho_v + (1-\alpha_n)\rho_l \quad . \qquad (4.57)$$

Le débit de liquide sous forme de gouttelettes à chaque point du canal a été déterminé par une procédure itérative à partir du bilan de masse :

$$W_{gout}(z-dz) = W_{gout}(z) + dW_{prec} - dW_{arrach\ tot} + dW_{\Delta P\ gout} \quad , \qquad (4.58)$$

où $dW_{arrach\ tot} = dW_{arrach}$ pour le modèle de Hewitt et Govan (1990) et $dW_{arrach\ tot}$ $= dW_{arrach\ dyn} + dW_{ej.prec} + dW_{ej.eb}$ pour celui de Nigmatulin (1987). Le terme $dW_{\Delta P\ gout}$ représente le changement de débit dû à l'évaporation du liquide se trouvant dans les gouttelettes à cause de la diminution de pression le long du canal. Il peut être estimé en supposant que les taux de liquide évaporé du film et des gouttelettes sont proportionels aux débits massiques correspondants. Alors,

$$dW_{\Delta P\ gout} = dW_{\Delta P} \frac{W_{gout}}{W_{gout} + W_f} \quad , \qquad (4.59)$$

où $dW_{\Delta P}$ est le changement total du débit de liquide dû aux pertes de pression. Ce dernier peut être calculé par la relation thermodynamique suivante :

$$dW_{\Delta P} = \frac{W\{h_f(z-dz) - h_f(z) - x(z-dz)[h_{fv}(z) - h_{fv}(z-dz)]\}}{h_{fv}(z)} \quad . \qquad (4.60)$$

Avant que de considérer tous les résultats obtenus, notons les observations suivantes. La figure 4.2 montre la variation du titre réel, x_r, du taux de liquide sous forme de gouttelettes dans le noyau, γ, du taux de liquide dans le film, β, et de l'épaisseur du film, δ, le long du canal calculées à partir de toutes les composantes de transfert de masse proposées par Nigmatulin. On peut voir que le taux de liquide

sous forme de gouttelettes, γ, devient nul sur une courte distance en amont de la zone de la section chauffée. Une analyse effectuée a montré que cela est relié au fait que la corrélation proposée par Nigmatulin surestime significativement l'intensité d'éjection de gouttelettes due à l'ébullition dans le film. Dans ce cas, la loi de conservation de masse exige que le taux de liquide dans le film augmente rapidement le long du canal en résultant que la dérivée dx/dz soit toujours beaucoup plus petites que $|d\beta/dz|$. Alors, l'égalité évidente $x + \gamma + \beta = 1$ impose que le taux de liquide sous forme de gouttelettes, γ, diminue aussi d'une façon presque abrupte. Il est très difficile à déterminer si cela est relié à l'utilisation de cette corrélation en dehors de la gamme d'application ou parcequ'elle ne reflète pas les phénomènes qui ont lieu dans les écoulements non-adiabatiques. Notons que Govan et Hewitt (1992) ont analysé une corrélation plus récente de Nigmatulin (Milashenko et al., 1989) pour l'intensité d'éjection de gouttelettes due à l'ébullition dans le film $E_{ej.eb} = dW_{ej.eb}/(\pi d)dz$:

$$E^{+}_{ej.eb} = \frac{E_{ej.eb}(\pi d)^2}{W_f} = 1.75(q' \cdot 10^{-6}\rho_v/\rho_l)^{1.3} \quad , \tag{4.61}$$

où $[q'] = Wm^{-2}$. En la comparant avec les données de Keeys et al. (1970) à une pression de 70 *bars*, les auteurs ont également abouti à la conclusion que cette corrélation surestime considérablement l'entraînement du liquide en écoulements non-adiabatiques. Malgré cela, ils ont inclus cette corrélation à leur nouveaux modèle (Govan et Hewitt, 1992). Ce modèle aussi est basé sur la choix assez arbitraire du titre et du taux de liquide dans le noyau au point de la formation de l'écoulement annulaire-dispersé. Pour satisfaire à la relation (4.61), Govan et Hewitt ont supposé qu'à ce point le taux de liquide dans le noyau γ est nul (au lieu de la valeur ultérieure de 0.99). Cependant, si l'on considère les processus de transfert de masse en se déplaçant de la sortie vers l'entrée de la section chauffée, on constate que cette correction, plutôt mathématique que physique, n'est pas possible. C'est pourquoi, dans ce qui suit, on examinera les corrélations de Nigmatulin en

supposant que $J_{ej.eb} = 0$.

L'analyse effectuée a également montré que les corrélations de Hewitt et Govan pour la précipitation de gouttelettes et l'entraînement dynamique sont aussi limitées. Pour des zones chauffées longues ($L \geq 2.5\ m$), des vitesses massiques faibles ($G \leq 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$) et de petits sous-refroidissements à l'entrée, la procédure décrite ne fonctionnait pas en raison de ce que directement à la sortie de la zone chauffée la dérivée $|d\gamma/dz|$ ($d\gamma/dz < 0$) était plus élevée que dx/dz. Cela signifie que la dérivée $d\beta/dz$ à la sortie de la section chauffée doive être positive ce qui est physiquement impossible.

Les figures 4.3 à 4.8 représentent les variations du titre réel, x_r, du taux de liquide sous forme de gouttelettes, γ, du taux de liquide dans le film, β, et de l'épaisseur du film le long du canal, δ, pour les pressions P_{sor} de 10 à 12 *bars* et pour des longueurs et des vitesses massiques différentes calculées à partir des corrélations de Hewitt et Govan (1990) et celles de Nigmatulin (1987) avec $J_{ej.eb} = 0$. L'analyse de ces figures permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

- d'après les corrélations de Nigmatulin, dans le domaine étudié, le taux de liquide sous forme de gouttelettes dans le noyau est toujours presque constant en diminuant légèrement vers la sortie en raison de l'évaporisation du liquide due aux pertes de pression le long du canal (comme le montrent les calculs, selon la corrélation de Nigmatulin, l'entraînement dynamique des gouttelettes est absent dans tous les cas analysés);

- pour la longueur de la zone chauffée de 1 m, l'allure des courbes correspondant aux différentes corrélations est presque identique : ainsi que les corrélations de Nigmatulin, celles de Hewitt et Govan prédisent que le taux de liquide dans le noyau ne change presque pas le long du conduit;

- pour la longueur de la zone chauffée plus de 1 m, selon les corrélations de Hewitt et Govan, il existe une variation forte du taux de liquide sous forme

de gouttelettes dans le noyau le long du canal.

La dernière conclusion sous-entend que le long d'une zone chauffée, il existe un échange de masse de liquide significatif et non–compencé entre le noyau et le film. Cependant, cela semble être très peu probable. Cette affirmation découle de la contradiction de cette conclusion avec le fait que le taux de liquide à la sortie de la section chauffée pour une pression et une vitesse massique données, ne dépend de la longueur que dans le cas des longueurs chauffées courtes (figures 3.191 à 3.196). S'il existe un transfert de masse de liquide élevé entre le noyau de vapeur et le film de liquide, ce fait expérimental devient presque inexplicable. Il est très difficile de supposer que le taux de liquide dans le noyau au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé soit toujours tel qu'il est nécessaire pour procurer le même γ à la sortie de la section chauffée. La comparaison des figures 4.7.a et 4.8.a révéle une autre contradiction des résultats obtenus à partir des corrélations de Hewitt et Govan. Selon les figures, le taux de liquide sous forme de gouttelettes dans le noyau, γ, au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé diminue considérablement avec l'augmentation de la vitesse massique. Pourtant, il est évident qu'en raison de l'augmentation du degré de perturbation de l'écoulement, cela doit être au contraire.

Ainsi, l'analyse efectuée montre que des corrélations de Hewitt et Govan ne sont pas tout à fait acceptable pour la description quantatative du transfert de masse entre le noyau et le film dans le cas des écoulements annulaires–dispersés non–adiabatiques au moins à des pressions faibles et à des sections chauffées longues. Govan et Hewitt (1992), ont eux-mêmes noté que ces corrélations, quoiqu'elles prédisent plausiblement le titre critique, ne sont pas capable de prédire les distributions le long du canal chauffé des taux de liquide dans le noyau et dans le film. Ce n'est qu'en incorporant la corrélation de Nigmatulin (4.61) et en supposant que le taux de liquide dans le noyau, γ, au point de la formation de l'écoulement

annulaire–dispersé soit nul, Govan et Hewitt ont réussi d'améliorer la prédiction de la distribution de γ le long du canal chauffé. Notons que les résultats de la présente étude (figures 4.3.a à 4.8.a) montrent que γ au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé varie considérablement en fonction des paramètres d'écoulement et ne peut pas être choisi comme une constante.

Quant aux corrélations de Nigmatulin qui, à la condition que $J_{ej.eb} = 0$, prédisent l'absence totale du changement du taux de liquide dans le noyau indépendamment de la longueur de la zone chauffée et d'autres paramètres d'écoulement, elles, au moins à des pressions faibles, ne semblent pas non plus être capables de refléter correctement des processus réels ayant lieu pour les écoulements non–adiabatiques.

4.2 Aspects physiques de l'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide

L'analyse de l'applicabilité des corrélations sur l'échange de mase entre le noyau de vapeur et le film de liquide a montré qu'elles ne sont pas capables de prédire correctement des intensités des processus d'échange de masse pour les écoulements non–adiabatiques. Probablement, cela résulte du fait que ces corrélations ont été en général développées à partir des expériences effectuées avec des écoulements adiabatiques pour lesquels les mécanismes de l'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide peuvent être très différents. Ce n'est qu'une étude directe de cet échange de masse pour les écoulements annulaires–dispersés non–adiabatiques qui peut permettre de développer des corrélations fiables. Cependant, des expériences dans cette direction sont extrêmement difficiles et surtout ambiguës. C'est pourquoi, une analyse détaillée des mécanismes physiques déterminant l'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide est forte indispensable.

4.2.1 Précipitation de gouttelettes du noyau de vapeur sur le film de liquide sur la paroi

Le comportement des gouttelettes dans le noyau d'un écoulement annulaire-dispersé est quelque peu semblable à celui des particules suspendues en écoulements gaz-solide. Cependant, il est considérablement plus compliqué à décrire à cause des processus de division et de coalescence des gouttelettes, de la circulation de liquide à l'intérieur d'elles et de la présence du film de liquide sur la paroi. Toutefois, comme dans le cas des écoulements gaz-solide, le comportement des gouttelettes et l'intensité de leur précipitation sur le film de liquide dépendent fortement de leurs dimensions.

4.2.1.1 Diffusion de petites gouttelettes

Le mouvement des gouttelettes dont les dimensions sont extrêmement petites est régi par les tourbillons de la phase vapeur à l'intérieur desquelles elles se trouvent et avec lesqelles elles se déplacent sans glissement relatif d'une façon aléatoire à travers du noyau de vapeur. Ordinairement, pour caractériser les dimensions de ces gouttelettes, on donne une valeur concrète (par exemple, selon Hewitt et Hall-Taylor (1970), leur diamètre doit être plus petit que 0.1 μm). En réalité, ceci n'est pas correct parce que les conditions de l'absence du glissement des gouttelettes par rapport aux tourbillons porteurs dépendent de plusieurs facteurs. Ces conditions peuvent être estimées à partir des raisonnements suivants.

D'après Mednikov (1980), le degré d'entraînement des particules solides par les pulsations turbulentes du gaz est défini par la relation suivante :

$$\overline{\mu_p^2} = \frac{\overline{v_p^2}}{\overline{v_g^2}} = \frac{D_p}{D_t} = \frac{1}{1 + \omega_E \tau_r} \quad , \tag{4.62}$$

où :

$\overline{v_p^2}$ et $\overline{v_g^2}$: moyennes quadratiques des vitesses instantanées d'une particule et du gaz respectivement,

D_p et D_t : coefficient de diffusion des particules et celui du milieu porteur respectivement,

ω_E : fréquence circulaire d'Euler des pulsations turbulentes,

$\tau_r = m_p B$: temps de relaxation de la vitesse de particule,

m_p : masse de la particule,

B : mobilité de la particule définie comme le rapport entre la vitesse relative de la particule et la force de résistance exerçée par le gaz sur cette dernière.

Malgré que l'utilisation dans cette relation de la fréquence circulaire d'Euler au lieu de celle de Lagrange ne soit aucunement argumentée, l'applicabilité de cette formule est confirmée, selon Mednikov (1980), par la plupart des recherches sur le coefficient de la diffusion turbulente des particules en écoulements gaz-solide.

Conformément à cette relation, si l'indice d'inertie $\omega_E \tau_r$ est très petit, les moyennes quadratiques des vitesses instantanées de la particule et du gaz sont égales, i.e., la particule est complètement entraînée par le gaz. Supposons que cette condition peut être quantativement décrit par l'inégalité suivante : $\omega_E \tau_r < 0.01$. Si la particule est très petite (le nombre de Reynolds déterminé à partir de la vitesse relative v_{pg} : $Re_p = \rho_g d v_{pg}/\mu_g < 1$), la force de résistance est déterminée par la loi de Stokes et le temps de relaxation de vitesse de la particule est donné par :

$$\tau_r = \frac{1}{18}\frac{\rho_p}{\mu_g} d_p^2 \quad . \tag{4.63}$$

Ainsi, la particule se déplacera sans glissement en suivant les fluctuations turbulentes du gaz, si

$$d_p < \sqrt{\frac{0.18\mu_g}{\omega_E \rho_p}} \quad . \tag{4.64}$$

D'après Townsend (1956), $\omega_E = v_*/L_E \approx v_*/0.1r_0$, où r_0 est le rayon du canal et v_* est la vitesse dynamique (la vitesse de frottement) du gaz. Cette dernière est définie par la relation suivante :

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_g}} \quad , \tag{4.65}$$

qui, pour des tubes lisses, peut être réécrite comme :

$$v_* = v_g\sqrt{f/8} = v_g\sqrt{\frac{0.316}{8Re^{0.25}}} = \frac{0.2v_g}{Re^{1/8}} = 0.183v_g^{0.875}\left(\frac{\mu_g}{\rho_g r_0}\right)^{0.125} \quad . \tag{4.66}$$

Ainsi, la condition de l'absence du glissement entre la gouttelette et la vapeur peut être écrite sous la forme suivante :

$$d_{gout} < 0.3r_0^{0.562}\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5}\left(\frac{\mu_v}{G_v}\right)^{0.437} \quad . \tag{4.67}$$

où G_v est la vitesse massique de la phase de vapeur. Pour $d = 8\ mm$, $P = 10\ bars$ et $G_v = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$, la valeur limite du diamètre de gouttelette est 0.2 μm, c'est-à-dire très proche de celle donnée par Hewitt. Cependant, pour $P = 100\ bars$ et $G_v = 500\ kgm^{-2}s^{-1}$, les gouttelettes suivent les fluctuations de la vapeur jusqu'à $d_{gout} \approx 10\ \mu m$.

À cause de l'absence du glissement relatif, le comportement des gouttelettes dont le diamètre est moins que cette valeur limite peut être décrit à partir des lois de la diffusion turbulente des gaz ou, plus précisément, en utilisant la loi phénoménologique de Fick et l'équation de diffusion convective avec le coefficient de diffusion turbulente D_t du milieu porteur :

$$j = -D_t\frac{dc}{dy} \quad , \tag{4.68}$$

$$u\frac{\partial c}{\partial x} + v\frac{\partial c}{\partial y} + w\frac{\partial c}{\partial z} = D_t\left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2}\right) \quad , \tag{4.69}$$

où $c = c(x, y, z)$ est la concentration massique des gouttelettes et u, v, w sont les composantes de la vitesse de la phase de vapeur. Ici, on suppose que l'écoulement

est stable, le coefficient de diffusion est constant (en réalité, ce n'est valide que dans une zone centrale de l'écoulement) et la précipitation et la coalescence des gouttelettes sont absentes. À la proximité de la paroi solide (s'il s'agit d'un écoulement dans un conduit à paroi sèche), la valeur du coefficient de diffusion turbulente tombe jusqu'à zéro et c'est la diffusion brownienne des gouttelettes qui a lieu seulement. Pour tenir compte de ce phénomène, le coefficient de diffusion D_t peut être remplacé par la somme $D_t + D_b$, où D_b est le coefficient de diffusion brownienne :

$$D_b = \frac{k_B T}{3\pi \mu_v d_{gout}} \quad . \tag{4.70}$$

où :

k_B : constante de Boltzmann,

T : température absolue de la vapeur.

La même approche peut être utilisée dans le cas d'un écoulement annulaire–dispersé adiabatique où les fluctuations transversales de la phase de vapeur doivent également s'éteindre près du film de liquide. Cependant, pour les écoulements non–adiabatiques, la situation change d'une façon radicale. À la surface du film, le flux de vapeur entraîne ces petites gouttelettes vers le noyau et empêche ainsi leur précipitation. Cet argument peut être illustrée par le calcul d'estimation présenté ci-dessous.

La vitesse transversale de vapeur sur la surface du film est donnée par l'expression suivante :

$$w_v = \frac{q'}{\rho_v h_{fv}} \quad . \tag{4.71}$$

Entre les pressions de 5 à 30 *bars* et à des flux de chaleur de 500 à 6000 kW/m^2, la valeur de cette vitesse se situe entre 0.02 et 0.1 m/s. D'autre côté, selon la loi statistique de la diffusion des particules, la moyenne quadratique de la distance parcourue par une particule dans le processus de diffusion, $\overline{y^2}_p$, est proportionnelle

au temps de ce parcours, t_p :

$$\overline{y^2}_p = 2(D_t + D_b)t_p \quad . \tag{4.72}$$

En se rappelant qu'au voisinage du film $D_t \ll D_b$, cette relation permet facilement de détermimer la vitesse de déplacement due à la diffusion d'une gouttelette sur la distance égale à son diamètre :

$$v_{gout} = \frac{d_{gout}}{t_p} = \frac{2D_b}{d_{gout}} = \frac{2k_BT}{3\pi\mu_v d^2_{gout}} \quad . \tag{4.73}$$

Cette vitesse peut être considéré comme une vitesse caractéristique du processus de diffusion des gouttelettes vers le film. Pour $d_{gout} = 0.5\ \mu m$ et une pression de 30 *bars*, $v_{gout} \approx 4 \cdot 10^{-4}\ m/s$ qui est deux ordres de grandeur moins élevée que w_v. Ainsi, dans le cas des écoulement non–adiabatiques, la précipitation des gouttelettes de ces dimensions est très peu probable.

Cependant, il faut se rappler que, en regle générale, le noyau d'un écoulement annulaire–dispersé ne contient pas des gouttelettes de la même dimension et une dispersion considérable de dimensions peut avoir lieu. Étant donné qu'une gouttelette du diamètre de 10 μm contient la même masse d'eau qu'un million de gouttelettes de 0.1 μm, ces dernières ne contribuent presque pas au processus d'échange de masse entre le noyau et le film (on suppose ici que le diamètre moyen des gouttelettes est au moins de 10 μm). C'est pourquoi, il faut tenir compte de leur présence seulement pour déterminer les propriétés dynamiques effectives du milieu porteur (viscosité, densité, etc.) qui peuvent être très différentes de celles de la vapeur pure.

4.2.1.2 Migration des gouttelettes de taille moyenne

Lorsque le diamètre de gouttelettes augmente, un autre mécanisme du transport transversal de gouttelettes, notamment la migration turbulente, apparaît. Ce phénomène est dû à l'inertie des particules qui suivent les fluctuations de la vitesse

du mileu porteur avec un décalage de phase et d'amplitude, mais avec un excédent obligatoire de la vitesse à la fin d'une période d'oscillation dans la direction correspondant à la diminution de l'intensité des fluctuations turbulentes transversales de la vitesse du milieu (Mednikov, 1980). Pour les écoulements dans des conduits, cette intensité augmente d'abord assez rapidement près de la paroi, atteint un maximum et diminue après graduellement vers le centre du canal. Par conséquent, dans ces écoulements il existe deux flux des particules ou des gouttelettes : l'un vers le centre du canal et l'autre, plus intense, vers la paroi ou le film de liquide. D'après Mednikov (1980), pour des vitesses élevées du gaz, la vitesse de précipitation des particules résultant de cette migration est donnée par :

$$V_{pm} = \frac{F_{pw}}{C} \quad , \tag{4.74}$$

où F_{pw} est le flux massique des particules vers la paroi et C est la concentration massique moyenne des particules en suspention. Cette vitesse de migration, V_{pm}, peut atteindre quelques dizaines de centimètres par seconde. Même si l'on ne considère pas les concentrations massiques pour lesquelles ces résultats ont été obtenus, ils montrent quand même que la vitesse réelle des gouttelettes à la proximité du film peut être comparable ou plus élevée que la vitesse de vapeur qui quitte le film. Ainsi, ces gouttelettes se déposeront sur le film.

4.2.1.3 Précipitation des grosses gouttelettes

La migration turbulente des gouttelettes n'a lieu que dans une gamme de dimensions assez étroite. Selon l'analyse déjà présentée, les gouttelettes dont l'indice d'inertie $\omega_E \tau_r \gg 1$ (par exemple, pour $P = 10$ *bars* et $G_v = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$, $d_{gout} > 25\mu m$) ne suivent pas les fluctuations turbulentes de la vapeur et donc leur migration transversale n'existe pas. Dans l'analyse de ces grosses gouttelettes, seulement des vitesses moyennes dans le temps du milieu porteur peuvent être utilisées. Il faut noter que le fait que les gouttelettes ne suivent pas les fluctuations du

milieu porteur ne signifie aucunement que leurs trajectoires deviennent rectilignes; elles dependent plutôt de la strucure de l'écoulement du milieu porteur autour des gouttelettes, c'est-à-dire de la structure des vortex qui se développent près de l'interface de gouttelettes.

En principe, le comportement de chaque gouttelette dont l'indice d'inertie $\omega_E \tau_r \gg 1$ doit être déterminé séparément. Néanmoins, l'analyse des forces hydraudynamiques exercées par la phase vapeur sur les gouttelettes permet de prédire approximativement le comportement de grosses gouttelettes dans le noyau de l'écoulement annulaire-dispersé.

Selon la théorème de Kutta-Joukovskii, le module de la résultante générale des forces de pression exercées par un fluide idéal par unité de longueur d'un obstacle est égale au produit de la densité de fluide par les modules de la vitesse du fluide à l'infini, $V_{f\infty}$, et de la circulation, Γ :

$$|R| = \rho_f |V_{f\infty}||\Gamma| \tag{4.75}$$

La direction de cette force s'obtient en appliquant au vecteur $\vec{V}_{f\infty}$ une rotation de 90° dans le sens contraire de la circulation. Dans le cas d'un fluide réel, une force de résistance apparaît, mais cette poussée latérale continue quand même exister s'il y a une circulation de fluide autour de l'obstacle. La valeur et la direction de cette circulation se déterminent en général par la forme du corps, par le caractère du champ de vitesse du fluide ou, si c'est le cas, par la rotation du corps solide ou par la structure des vortex internes dans un corps liquide (des gouttelettes ou des bulles). Malhereusement, la circulation ne peut être déterminée analytiquement que dans les cas des corps d'une forme simple et des écoulements idéalisés ou bien spécifiques. L'extrapolation de ces solution aux cas plus complex est assez risquée, car la structure des vortex à la proximité de la surface du corps considéré peut être différente du cas idéal. Cela peut, en principe, amener aux situations que non seulement la valeur de la circulation mais aussi bien sa direction et, par conséquent,

la direction de la force qui s'exerce sur le corps peuvent être différentes de celles prédites.

Toutefois, la poussée latérale sur des particules sphériques solides dans un écoulement homogène du fluide, qui sont mises en rotation par une force externe (l'effet de Magnus), et sur celles dans un écoulement avec un gradient de vitesse constant qui conditionne leur propre rotation, a été étudiée assez en détail (Clift et al., 1978). Par exemple, pour le deuxième cas qui est proche de la situation des gouttelettes dans le noyau de l'écoulement annulaire–dispersé, cette force qui s'exerce dans la direction de l'augmentation de vitesse du fluide, i.e. vers le centre du canal, d'après Saffman (1968), est égale :

$$R = 1.615 \mu_f d_p v_r \sqrt{Re_G} \quad , \tag{4.76}$$

où :

v_r : vitesse relative de la particule par rapport à la vitesse du fluide non-perturbé à la position correspondant au centre de la particule,

$Re_G = \frac{dv_f}{dy} \frac{\rho_f d_p^2}{\mu_f}$: nombre de Reynolds déterminé à partir du gradient de vitesse de fluide.

En tenant compte que dans le cas des particules fluides, les conditions interfacielles sont différentes, l'application directe de cette expression aux problèmes reliés aux écoulements gaz–liquide n'est pas tout à fait correcte. Néanmoins, on peut supposer que due au glissement interfacialle sur la surface de gouttelette, la circulation du gaz (vapeur) ne change pas sa direction et ce n'est que sa valeur qui est différente. Il faut noter que pour des vitesses relatives faibles, cette supposition est assez vraisemblable, car dans la plupart des cas, le liquide contient une certaine quantité de matières superficielles actives qui diminuent la mobilité de l'interface et rendent le comportement des petites gouttelettes plus semblable à celui des particules solides. Alors, la relation de Saffman, même si elle est imprécise, permettera

au moins de déterminer une limite superieure de la force exercée sur les gouttelettes à des vitesses relatives faibles.

Lorsque la vitesse relative augmente, la rotation des gouttelettes comme des corps solides devient peu probable. Avec l'accroissement de cette vitesse, les matières superficielles actives, si elles existent dans le liquide, doivent migrer de plus en plus vers la traînée des gouttelettes. À l'intérieur de ces gouttelettes, un système de vortex, semblable à celui dans une gouttelettes de liquide en mouvement dans un fluide stagnant, mais beaucoup plus complexe à cause du gradient de vitesse de l'écoulement, apparaît. En tenant compte de la mobilité de la surface des gouttelettes et de la diminution générale de l'influence des forces visqueuses avec l'augmentation de vitesse, l'écoulement de la vapeur autour des gouttelettes devient semblable à celui d'un fluide idéal. Dans ce cas, la force latérale exerçant sur les gouttelettes peut être déterminée à partir du modèle simplifié suivant.

Considérons d'abord le problème de Taylor (figure 4.9) où un fluide idéal à un gradient constant de vitesse coule autour d'un cylindre infini. Dans ce cas, la ciculation de vitesse le long de la circonférence du cylindre peut être déterminée analytiquement :

$$\Gamma = \oint_C \vec{v} \cdot d\vec{r} = \oint_C v_y dy = \oint_C v_0 dy + \oint_C N x dy \quad =$$

$$N \int_{-r_0}^{r_0} \sqrt{r_0^2 - y^2} dy - N \int_{r_0}^{-r_0} \sqrt{r_0^2 - y^2} dy = \pi r_0^2 N \quad . \tag{4.77}$$

Selon l'équation (4.75), la force linéique exercée par l'écoulement est :

$$R = \pi \rho_f r_0^2 v_0 N \quad . \tag{4.78}$$

Supposons maintenant que dans le cas d'une sphère de rayon r_0 dans le même écoulement, la distribution de vitesse dans chaque section perpendiculaire à l'axe z (figure 4.10) est la même que lors de l'écoulement autour d'un cylindre du rayon

$r(z)$. Alors, la force exercée sur une fraction de la sphère d'une épaisseur dz est :

$$dR = \pi\rho_f r(z)^2 v_0 N dz = \pi\rho_f (r_0^2 - z^2) v_0 N dz \quad . \tag{4.79}$$

Après integration, on obtient

$$R = \pi\rho_f v_0 N \int_{-r_0}^{r_0} (r_0^2 - z^2) dz = \frac{4}{3}\pi r_0^3 \rho_f v_0 N \quad . \tag{4.80}$$

Évidemment, à $z \approx r_0$, la suppositon de la similitude de la distribution de vitesse lors de l'écoulement autour d'une sphère et d'un cylindre n'est plus vraie. De plus, la forme des gouttelettes dans le noyau de l'écoulement annulaire–dispersé peut être non–sphérique. Néanmoins, cette expression, aussi bien que celle de Saffman, permettent au moins de déterminer l'ordre de grandeur de la force latérale exerçée sur les gouttelettes.

La vitesse relative des gouttelettes dans le noyau de vapeur d'un'écoulement annulaire–dispersé non–adiabatique peut être estimée à partir de la solution du problème sur le mouvement d'une gouttelette sphérique isolée le long de l'axe d'un tube rond chauffé uniformément (figure 4.11). Supposons le suivant :

- l'écoulement annulaire–dispersé se forme directement à partir de l'écoulement par bulles au titre thermodynamique $x = x^*$ déterminé dans le chapitre 3;
- avant le détachement de la gouttelette considérée, la vitesse et l'accélération du liquide sont égales à celles de la vapeur car le mélange diphasique en amont du point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé représente une écume très épaisse et presque homogène;
- tout de suite après la séparation, la vitesse de gouttelette est égale à celle de vapeur qui l'entoure;
- le nombre de gouttelettes dans le noyau est tellement petite que l'influence d'autres gouttelettes peut être négligée;

- ni la forme ni la masse de gouttelette lors de son parcours le long du canal ne changent de façon appréciable;
- la trajectoire de la gouttelette est rectiligne;
- le noyau de vapeur est parfaitement symétrique par rapport à l'axe central du canal et la vitesse de la vapeur dans la direction radiale (due à la génération de la vapeur sur l'interface) est négligeable de telle façon que le champ de vitesse de vapeur puisse être décrit par la fonction $v_v = v_v(r, z)$.

D'après Soo (1967), l'équation générale du mouvement d'une sphère rigide à l'intérieur de l'écoulement d'un fluide qui s'accélère et qui a des propriétés physiques constantes peut être écrite sous la forme suivante :

$$\rho_s V_s \frac{d\vec{v}_s}{dt} = \rho_s V_s F_D(\vec{v}_f - \vec{v}_s) - V_s \vec{\nabla} P + \frac{1}{2}\rho_f V_s \frac{d}{dt}(\vec{v}_f - \vec{v}_s) \quad + \\ \frac{3}{2} d_s^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu_f} \int_{t_0}^{t} \frac{d}{d\tau}(\vec{v}_f - \vec{v}_s) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + V_s \rho_s \vec{g} \quad , \tag{4.81}$$

$$F_D = \frac{3}{4} C_D \frac{\rho_f}{\rho_s} \frac{1}{d_s} |\vec{v}_f - \vec{v}_s| \quad , \tag{4.82}$$

où :

V_s	:	volume de la sphère,
$\vec{v}_s$ et $\vec{v}_f$	:	vitesse de la sphère et celle du fluide non-perturbée à la position correspondant au centre de la sphère respectivement,
F_D	:	constante de temps égale à l'inverse de la valeur du temps de relaxation de la vitesse de la sphère,
C_D	:	coefficient de traînée,
t et t_0	:	temps considéré et celui précédant respectivement,
s et f	:	indices désignant les propriétés physiques de la sphère et du fluide respectivement.

Cette équation représente une extrapolation des travaux de Basset (1888), Boussinesq (1903) et Oseen (1927) sur le mouvement accéléré d'une sphère dans un fluide stagnant effectuée par Tchen (1947) et revisée par Corrsin et Lumley (1956) pour le cas d'un écoulement accéléré du fluide. Le premier terme du membre droit de cette équation représente la résistance visqueuse. Le deuxième terme correspond à la force due au gradient de pression d'un écoulement de fluide non-perturbé par la présence d'une sphère. Le troisième terme est la force reliée à la masse "apparente" ou "ajoutée" de la sphère. Le quatrième terme, applé souvent "terme intégral de Basset" ou simplement "force de Basset", tient compte des effets de la transformation de la couche limite visqueuse autour de la sphère lors d'un mouvement accéléré. Le dernier terme du membre droit de cette équation représente la force de gravité. L'absence de la différence des densités $(\rho_s - \rho_f)$ (de la force d'Archimède) dans ce terme découle de l'utilisation du gradient total de pression.

Avant d'appliquer l'équation (4.81) à la solution du mouvement de la gouttelette, analysons en détail les termes de cette équation.

La forme concrète du terme de Basset correspond à un mouvement très lent d'une sphère pour lequel la loi de Stokes est valable (il faut noter que seulement dans ce cas, l'expression correspondante peut être obtenue analytiquement). C'est pourquoi, l'équation (4.81) n'est valide que pour des nombres de Reynolds $Re_s \ll 1$ et, par conséquent, dans cette équation, seulement la force de résistance visqueuse correspondant à la loi de Stokes :

$$F_r = \rho_s V_s F_D(\vec{v}_f - \vec{v}_s) = 3\pi\mu_f d_s(\vec{v}_f - \vec{v}_s) \quad . \tag{4.83}$$

peut être utilisée. Cependant, une gouttelette sphérique de diamètre $d_{gout} = 0.1\ mm$ descendant sous l'action de la force de gravité dans la vapeur immobile à la pression $P = 10\ bars$ se déplace, d'après la formule de Hadamard et de Rybczynski, avec la vitesse :

$$v_{gout\infty} = \frac{1}{18}\left[\frac{g d_{gout}^2(\rho_{gout} - \rho_v)}{\mu_v}\right]\left[\frac{3\mu_{gout} + 2\mu_v}{3\mu_{gout} + 3\mu_v}\right] \approx 0.3\ m/s$$

et le nombre de Reynolds correspondant $Re_{gout\infty} \approx 11$. Cela signifie que l'équation (4.83) ne peut pas être directement appliquée au cas considéré. Néanmoins, l'approche formelle suivante peut être utilisée comme une première approximation. Le terme de Basset peut être réécrit comme

$$\frac{3}{2}d_s^2\sqrt{\pi\rho_f\mu_f}\int_{t_0}^{t}\frac{d}{d\tau}(\vec{v}_f-\vec{v}_s)\frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} = \frac{d_s}{2\sqrt{\pi\mu_f/\rho_f}}\int_{t_0}^{t}\frac{d}{d\tau}[3\pi\mu_f d_s(\vec{v}_f-\vec{v}_s)]\frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} = \frac{d_s}{2\sqrt{\pi\mu_f/\rho_f}}\int_{t_0}^{t}\frac{dF_r}{d\tau}\frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad . \tag{4.84}$$

Alors, avec une certaine incertitude du facteur $d_s/2\sqrt{\pi\mu_f/\rho_f}$, le terme de Basset peut être déterminé pour n'importe quelle force de résistance F_r ou, outrement dit, pour n'importe quelle relation fonctionnelle entre la vitesse relative de gouttelette et le coefficient de traînée C_D. Pour le présent cas, le modèle de Rivkind et Ryskin (1976) a été choisi. Dans le cadre de ce modèle, le coefficient de traînée est défini par l'expression suivante :

$$C_D = \frac{1}{k+1}\left[\frac{14.9}{Re_{gout}^{0.78}} + k\left(\frac{24}{Re_{gout}} + \frac{4}{Re_{gout}^{1/3}}\right)\right] \quad , \tag{4.85}$$

où $k = \mu_{gout}/\mu_v$. Selon les auteurs; cette expression est valable à l'intérieur de la gamme suivante : $0 \leq k \leq \infty$ et $2 < Re_{gout} < 500$ (à $P = 10$ *bars* et $d_{gout} = 0.1$ *mm*, $|v_v - v_{gout}| < 15$ *m/s*). Pour des valeurs de $k \to \infty$, ce qui correspond au cas d'une particule solide, et pour des valeurs faibles de Re_{gout}, cette expression donne des valeurs de C_D proches de celles découlant de la loi de Stokes pour des sphères solides : $C_D \approx 24/Re_{gout}$.

Une question plus difficile, c'est l'applicabilité de ce coefficient de traînée (équation 4.85) aussi bien que l'équation (4.81), en général, au cas d'un écoulement turbulent qui a lieu dans le noyau de vapeur. Une réponse précise ne peut être obtenue que par des expériences. Cependant, si l'on suppose que les pulsations turbulentes de la vapeur n'influencent pas la trajectoire d'une gouttelette dont

l'indice d'inertie $\omega_E \tau_r \gg 1$, l'équation (4.81) doit en principe être valable. Quant au coefficient de traînée, selon Soo (1967), la turbulence du milieu porteur entraîne en général sa diminution. C'est pourquoi, les résultats obtenus avec l'utilisation de l'équation (4.85) doivent être considérés comme une estimation qui donne des valeurs de vitesse de la gouttelette supérieures que celles correspondant à la réalité.

L'équation (4.81) n'est valide que dans le cas où les propriétés physiques du fluide sont constantes. Le long du noyau de l'écoulement annulaire–dispersé, la pression change d'une façon considérable. Même, si les variations de la densité de l'eau ainsi que des viscosités de l'eau et de la vapeur peuvent être négligées, l'utilisation d'une densité de vapeur constante le long du noyau peut amener à des erreurs substantielles. Dans ce cas, on peut supposer que l'écoulement est localement incompressible et utiliser la densité de vapeur donnée par la pression locale lors de la solution de l'équation.

Les dérivées de la vitesse de fluide par rapport au temps, qui se trouvent dans le terme de Basset et dans celui de la masse ajoutée de l'équation (4.81), doivent être déterminées à partir de la règle suivante :

$$\frac{dv_{fi}}{dt} = \frac{\partial v_{fi}}{\partial t} + v_{goutj}\frac{\partial v_{fi}}{\partial x_j} \quad . \tag{4.86}$$

Cette règle découle du fait que le mouvement d'une particule ou d'une gouttelette (plus correctement, celui de leurs centres de masse) doit être considéré en variables de Lagrange, tandis que l'écoulement du fluide est décrit en variables d'Euler. La justesse de cette règle peut être illustrée par un exemple simplifié unidimensionnel du mouvement relatif d'une sphère rigide dans l'écoulement accéléré (figure 4.12). Cet écoulement peut être conditionnellement présenté par le mouvement d'une série des sphères fluides dont le volume est un peu plus grand que celui de la sphère rigide. Alors,

$$\frac{d}{dt}(v_s - v_f) = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{(v_{s2} - v_{f2}) - (v_{s1} - v_{f1})}{\Delta t} \quad . \tag{4.87}$$

Selon la figure 4.12, les vitesses et les temps caractéristiques peuvent être présentées en première approximation comme suit :

$$v_{s2} = v_{s1} + \frac{dv_s}{dt}_{|_t} \Delta t \quad , \tag{4.88}$$

$$v_{f2} = v_{f0} + \frac{\partial v_f}{\partial t}_{|_t} \Delta t + \frac{\partial v_f}{\partial z}_{|_{z_0,t}} (z_2 - z_0) \quad , \tag{4.89}$$

$$v_{f1} = v_{f0} + \frac{\partial v_f}{\partial z}_{|_{z_0,t}} (z_1 - z_0) \quad . \tag{4.90}$$

Notons, que la dernière expression ne contient pas une dérivée partielle de la vitesse v_f par raport au temps parce que v_{f1} et v_{f0} correspondent au même instant. Après avoir fait des transformations arithmétiques nécessaires, on obtient

$$\lim_{\Delta t \to 0} \frac{(v_{s2} - v_{f2}) - (v_{s1} - v_{f1})}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\frac{dv_s}{dt}_{|_t} \Delta t - \frac{\partial v_f}{\partial t}_{|_t} \Delta t - \frac{\partial v_f}{\partial z}_{|_{z_0,t}} (z_2 - z_1)}{\Delta t} =$$

$$\frac{dv_s}{dt}_{|_t} - \frac{\partial v_f}{\partial t}_{|_t} - v_{s|_t} \frac{\partial v_f}{\partial z}_{|_{z_0,t}} \quad . \tag{4.91}$$

Cette expression comprend en soi des dérivées partielles spatiales de la vitesse v_f au point z_0, tandis qu'au moment t la particule se trouve à z_1. Sachant que :

$$\frac{\partial v_f}{\partial z}_{|_{z_0,t}} = \lim_{z_1 \to z_0} \frac{v_{f1} - v_{f0}}{z_1 - z_0} \quad , \tag{4.92}$$

$$\frac{\partial v_f}{\partial z}_{|_{z_1,t}} = \lim_{z_0 \to z_1} \frac{v_{f0} - v_{f1}}{z_0 - z_1} \quad , \tag{4.93}$$

on obtient :

$$\frac{\partial v_f}{\partial z}_{|_{z_0,t}} = \frac{\partial v_f}{\partial z}_{|_{z_1,t}} \quad . \tag{4.94}$$

En généralisant, on trouve :

$$\frac{d}{dt}(v_s - v_f) = \frac{dv_s}{dt} - \frac{\partial v_f}{\partial t} - v_s \frac{\partial v_f}{\partial z} \quad . \tag{4.95}$$

L'équation originale de Tchen (1947) ne contient pas un terme de gradient de pression (deuxième terme du membre droit de l'équation 4.81). En utilisant une approche plutôt intuitive, Tchen a introduit une autre force qui est nécessaire pour accélérer une sphère de fluide d'un volume égal :

$$\rho_f V_s \frac{Dv_{fi}}{Dt} = \rho_f V_s \left(\frac{\partial v_{fi}}{\partial t} + v_{fj} \frac{\partial v_{fi}}{\partial x_j} \right) \quad , \tag{4.96}$$

où la dérivée Dv_{fi}/Dt représente le vecteur d'accélération du fluid quand on utilise les variables d'Euler. L'équation de Tchen a donc la forme suivante :

$$\rho_s V_s \frac{d\vec{v}_s}{dt} = \rho_s V_s F_D(\vec{v}_f - \vec{v}_s) + \rho_f V_s \frac{Dv_{fi}}{Dt} + \frac{1}{2}\rho_f V_s \frac{d}{dt}(\vec{v}_f - \vec{v}_s) \quad + \\ \frac{3}{2} d_s^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu_f} \int_{t_0}^{t} \frac{d}{d\tau}(\vec{v}_f - \vec{v}_s) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + V_s(\rho_s - \rho_f)\vec{g} \quad . \tag{4.97}$$

Plus tard, Corrsin et Lumley (1956) ont proposé de remplacer cette force par celle due au gradient de pression en écoulement non-perturbé qui, selon eux, peut être déterminé à partir de l'équation de Navier-Stokes :

$$-V_s \frac{\partial P}{\partial x_i} = \rho_f V_s \left(\frac{Dv_{fi}}{Dt} - g_i - \nu_f \nabla^2 v_{fi} \right) \quad . \tag{4.98}$$

L'équation modifiée est largement utilisée (Clift et al., 1978; Hinze, 1975; Soo, 1967) pour la solution du problème de la diffusion turbulente des particules. Notons qu'avec cette approche, les auteurs ont ignoré que cette forme de l'équation de Navier-Stokes est valable seulement pour un écoulement laminaire et ont commis ainsi une erreur grave en négligeant les effets de la viscosité turbulente. D'ailleurs, en analysant le terme de gradient de pression, Buevitch (1966) a conclu qu'il ne reflètait pas la situation réelle. En analysant un mouvement stationaire d'une particule sphérique dont la densité est égale à celle de fluide ($\rho_s = \rho_f$, $dv_{si}/dt = \partial v_{fi}/\partial t = \partial v_{fi}/\partial x_k = 0$), l'auteur a noté que selon l'équation de Corrsin-Lumley (4.81), la vitesse relative de la particule peut avoir des valeurs négatives ou positives qui dépendent de la valeur et du signe de $\mu_f \nabla^2 v_f$:

$$v_{si} - v_{fi} = -\frac{d_s^2 \rho_s}{18\mu_f} \cdot \mu_f \nabla^2 v_{fi} \quad . \tag{4.99}$$

En réalité, ces raisonnements ne sont pas tout à fait corrects parce que le terme $\mu_f \nabla^2 v_f$ représante la force de frottement interne du fluide dont la direction est toujours opposée à celle de vitesse de fluide. Alors, d'après l'équation de Corrsin-Lumley (4.81), la particule dont la densité est égale à celle de fluide doit toujours avoir une vitesse relative positive, ce qui n'est pas logique.

Malhereusement, la propre tentative de Buevitch (1966) pour corriger l'équation de Corrsin-Lumley a échoué. En reconsidérant à nouveau l'équation de Basset-Boussenesq-Oseen (l'équation de Corrsin-Lumley (4.81) avec $\vec{\nabla} P = \rho_s \vec{g}$ car, dans le problème de Basset-Boussenesq-Oseen, le fluide est immobile) et en utilisant la vitesse relative de la particule $w_i = v_{si} - v_{fi}$ dans un système de coordonnées convective relié au fluide ξ_i, il a réécrit cette équation sous la forme suivante :

$$\rho_s V_s \frac{Dw_i}{Dt} = -\frac{1}{2}\rho_f V_s \frac{Dw_i}{Dt} + V_s(\rho_s - \rho_f) g_i \; - \; 3\pi\mu_f d_s \left(w_i + \frac{d_s}{2\sqrt{\pi\nu}} \int_{t_0}^{t} \frac{Dw_i}{Dt} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \right) \quad . \tag{4.100}$$

Pour passer à un système de coordonnées fixe x_i, Buevitch (1966) transformations suivantes :

$$\frac{Dw_i}{Dt} \rightarrow \frac{dv_{si}}{dt} - \frac{\partial v_{fi}}{\partial t} - v_{sj} \frac{\partial v_{fi}}{\partial x_j} \quad . \tag{4.101}$$

$$\int_{t_0}^{t} \frac{Dw_i}{Dt} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \rightarrow \int_{t_0}^{t} \frac{\partial x_i}{\partial x'_k} \left(\frac{dv_{sk}}{dt} - \frac{\partial v_{fk}}{\partial t} - v_{sm} \frac{\partial v_{fk}}{\partial x_m} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad . \tag{4.102}$$

où x'_k sont les coordonnées d'un élément de fluide au moment τ qui se trouvait au moment t au point x_i. Finalement, il a obtenu l'équation suivante :

$$\rho_s V_s \frac{dv_{si}}{dt} = -\frac{1}{2}\rho_f V_s \left(\frac{dv_{si}}{dt} - \frac{\partial v_{fi}}{\partial t} - v_{sj} \frac{\partial v_{fi}}{\partial x_j} \right) + \rho_f V_s \left(\frac{\partial v_{fi}}{\partial t} + v_{sj} \frac{\partial v_{fi}}{\partial x_j} \right) + V_s(\rho_s - \rho_f) g_i \; -$$

$$3\pi\mu_f d_s \left[(v_{si} - v_{fi}) + \frac{d_s}{2\sqrt{\pi\nu}} \int_{t_0}^{t} \frac{\partial x_i}{\partial x'_k} \left(\frac{dv_{sk}}{dt} - \frac{\partial v_{fk}}{\partial t} - v_{sm} \frac{\partial v_{fk}}{\partial x_m} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \right] \quad . \tag{4.103}$$

Dans cette équation, le deuxième terme du membre droit et le terme correspondant de l'équation de Tchen (4.97) ne se distinguent que par la forme de l'accélération convective du fluide : d/dt et D/Dt (voir les expressions 4.86 et 4.96). Cependant, on peut facilement voir que dans l'équation de Buevitch (4.103), le terme considéré contient la densité de fluide de manière erronée; c'est la densité de la particule devrait apparaître car

$$\rho_s V_s \frac{Dw_i}{Dt} = \rho_s V_s \frac{dv_{si}}{dt} - \rho_s V_s \left(\frac{\partial v_{fi}}{\partial t} + v_{sj} \frac{\partial v_{fi}}{\partial x_j} \right) \quad . \tag{4.104}$$

D'autre part, il est clair que l'approche de Buevitch qui est basée sur une simple transformation des coordonnées ne peut pas être utiliser pour la solution de deux problèmes physiquement différents : le mouvement accéléré d'une particule dans un fluide immobile et le mouvement d'une particule en suspension dans un écoulement accéléré du fluide avec un gradient de vitesse.

Quoi qu'il en soit, l'équation de Corrsin–Lumley (4.81) ne tient pas compte de toutes les forces qui s'exercent sur la particule. La figure 4.13 montre schématiquement le mouvement d'une particule sphérique dans le cas d'un écoulement ascendant stationaire dans un conduit rond. Les figures 4.13.a et 4.13.c représentent la distribution des vitesses réelles de l'écoulement et de la particule; les figures 4.13.b et 4.13.d représentent une distribution de la vitesse relative de la particule. Comme le montrent la figure 4.13.a et, d'une manière plus évidente, la figure 4.13.b, une particule sphérique dont la vitesse est égale à celle du fluide non-perturbé au centre de la particule peut mouvoir de façon stationnaire si seulement la force due au gradient de pression statique est contrebalancé par gravité et par une force visqueuse dépendant du gradient de vitesse. Cette dernière force est absente dans l'équation de Corrsin–Lumley (4.81).

Récemment, Maxey et Riley (1983) ont pour la première fois effectué une analyse stricte du mouvement d'une petite sphère rigide dans un écoulement laminaire non–uniforme de fluide. Ils ont exprimé la force exerçant sur la sphère sous la forme

suivante :

$$\rho_s V_s \frac{dv_{si}}{dt} = \rho_s V_s g_i + \oint_s \sigma_{ij} n_j ds \quad , \tag{4.105}$$

où σ_{ij} est la composante ij du tenseur de contraintes de fluide et n_j est la composante j du vecteur unitaire normal $\vec{n}$ orienté vers l'extérieur de la surface s de la sphère. Le tenseur de contraintes et la force exerçée sur la sphère ont été déterminé à partir d'une solution originale du problème suivant :

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu_f \left(\frac{\partial u_{fi}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{fj}}{\partial x_i} \right) \quad , \tag{4.106}$$

$$\rho_f \left(\frac{\partial u_{fi}}{\partial t} + u_{fj} \frac{\partial u_{fi}}{\partial x_j} \right) = \rho_f g_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu_f \frac{\partial^2 u_{fi}}{\partial x_j} \quad . \tag{4.107}$$

$$\frac{\partial u_{fi}}{\partial x_i} = 0 \quad , \tag{4.108}$$

$$\vec{u}_f = \begin{cases} \vec{v}_s + \vec{\Omega} \times [\vec{x} - \vec{y}(t)] & \text{sur la sphère,} \\ \vec{v}_f, & \text{si } |\vec{x} - \vec{y}(t)| \to \infty, \end{cases} \tag{4.109}$$

où :

$\vec{u}_f$ et $\vec{v}_f$: vitesses de l'écoulement réel et en absence de la particule respectivement,

$\vec{\Omega}$: vitesse angulaire de la rotation de la particule,

$\vec{y}(t)$: position du centre de la particule.

L'équation générale du mouvement d'une petite particule sphèrique a été écrite sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \rho_s V_s \frac{dv_{si}}{dt} = 3\pi d_s \mu_f (v_{fi} - v_{si} + \frac{1}{24} d_s^2 \nabla^2 v_{fi}) + \rho_f V_s \frac{Dv_{fi}}{Dt} \quad + \\ \frac{1}{2} \rho_f V_s \frac{d}{dt} (v_{fi} - v_{si} + \frac{1}{40} d_s^2 \nabla^2 v_{fi}) \quad + \\ \frac{3}{2} d_s^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu_f} \int_{t_0}^{t} \frac{d}{d\tau} (v_{fi} - v_{si} + \frac{1}{24} d_s^2 \nabla^2 v_{fi}) \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} + V_s (\rho_s - \rho_f) g_i \quad . \end{aligned} \tag{4.110}$$

D'après cette équation, pour un écoulement ascendant, la vitesse d'un mouvement stationaire d'une la particule dont la densité est égale à celle du fluide, doit être moins élevée que la vitesse du fluide non-perurbé au centre de la particule (figure 4.13.c et 4.13.d) :

$$v_{fi} - v_{si} = -\frac{1}{24} d_s^2 \nabla^2 v_{fi} \quad (\nabla^2 v_{fi} < 0) \quad . \tag{4.111}$$

Ce résultat semble être assez logique. Néanmoins, on peut facilement voir que dans le cas d'un mouvement unidimensionel d'une particule dans un écoulement avec un gradient de vitesse, cette équation ne donne aucune force latérale qui s'exerce sur la particule. Ce dernier contredit le résultat obtenu par Saffman (1968). Cependant, selon Maxey et Riley (1983), cette force apparaîtrait si les termes d'ordre élevé du développement en série de la vitesse relative à la proximité de la particule n'avaient pas été négligés au cours de la solution du problème.

De la même façon que l'équation de Corrsin et Lumley (4.81), l'équation (4.110) peut être formellement extrapolée au cas lorsque la loi de Stokes n'est pas valide :

$$\rho_s V_s \frac{dv_{si}}{dt} = \rho_s V_s F_D(v_{fi} - v_{si}) + \frac{3}{4} V_s \mu_f \nabla^2 v_{fi} + \rho_f V_s \frac{Dv_{fi}}{Dt} \quad +$$

$$\frac{1}{2}\rho_f V_s \frac{d}{dt}(v_{fi} - v_{si} + \frac{1}{40} d_s^2 \nabla^2 v_{fi}) + \frac{d_s}{2\sqrt{\pi \mu_f / \rho_f}} \int_{t_0}^{t} \frac{d}{d\tau}[\rho_s V_s F_D(v_{fi} - v_{si})] \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad +$$

$$\frac{3 V_s d_s \mu_f}{8\sqrt{\pi \mu_f / \rho_f}} \int_{t_0}^{t} \frac{d}{d\tau}(\nabla^2 v_{fi}) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} + V_s(\rho_s - \rho_f) g_i \quad . \tag{4.112}$$

Les termes qui contiennent $\nabla^2 v_{fi}$ et qui représentent les effets du gradient de vitesse du fluide devraient être en principe mis en concordance avec les lois de l'écoulement autour de la gouttelette dans l'écoulement turbulent qui a lieu dans le noyau de vapeur. Mais si pour le terme tenant compte de l'éffet de la masse ajoutée (quatrième terme du membre droit), cela peut être fait par une simple utilisation d'un profil de vitesse correspondant à l'écoulement turbulent de la vapeur, ce n'est pas le cas pour les autres termes dûs aux forces visqueuses.

Ils doivent être modifiés pour satisfaire simultanément au mouvement relatif de la gouttelette à des nombres de Reynolds élevés et aux particularités de l'écoulement turbulent du milieu porteur. Présentement, la solution exacte de ce problème n'existe pas. Toutefois, des estimations effectuées ont montré que la contribution de ces termes à la force totale qui s'exerce sur une petite particule est très faible. Par exemple, considérons le mouvement d'une gouttelette sphérique de diamètre de 0.1 mm qui se déplace en régime permanent dans un écoulement vapeur laminaire ($P = 10$ $bars$, $Re_v = 2000$) à l'intérieur d'un tube de diamètre de 8 mm. Supposons que pour la description du mouvement de cette gouttelette, la force de résistance visqueuse correspondant à la loi de Stokes peut être utilisée. Le profil de vitesse de la vapeur peut être écrit sous la forme suivante :

$$v_v(r) = v_v(0)\left[1 - \left(\frac{2r}{d}\right)^2\right] \quad . \tag{4.113}$$

Alors,

$$|\nabla^2 v_v| = \frac{16 v_v(0)}{d^2} \quad . \tag{4.114}$$

Sachant que

$$v_v(0) = 2\overline{v}_v = \frac{2 Re_v \mu_v}{d\rho_v} \quad , \tag{4.115}$$

on obtient que, pour $(v_v - v_{gout}) \approx 0.3$ m/s, le rapport entre deux composantes de la force visqueuse est :

$$\frac{\frac{3}{4} V_{gout} \mu_v \nabla^2 v_v}{3\pi d_{gout} \mu_v (v_v - v_{gout})} = \frac{4\mu_v d_{gout}^2 Re_v}{3\rho_v d^3 (v_v - v_{gout})} \approx 5 \cdot 10^{-4} \quad .$$

Ainsi, l'utilisation directe des termes dûs aux forces visqueuses dans le cas des gouttelettes dans un écoulement turbulent de la vapeur ne doit probablement pas nous amener à des erreurs appréciables.

La solution de l'équation (4.112) demande la connaissance des distributions de pression, du titre réel et de vitesse le long du noyau de l'écoulement annulaire–dispersé. Cependant, elles ne peuvent être déterminées que pour des conditions

concrètes de l'écoulement. C'est pour cela que la vitesse relative de gouttelette a été évaluée pour quelques cas concrets correspondant aux FCC. Les distributions de pression et du titre réel le long du canal ont été déterminées selon la procédure décrite dans la section 4.2.

La vitesse moyenne de la vapeur dans la section du canal peut être évaluée à partir de l'expression suivante :

$$\overline{v}_v = \frac{Gx_r(z)}{\rho_v[P(z)]\alpha[x_r(z)]} \quad , \tag{4.116}$$

où le taux de vide α est déterminé par la corrélation de Chexal et Lellouche (1986). La vitesse de vapeur à l'axe central du canal, $v_v(0)$, est estimée à partir de l'argument suivant. La distribution de vitesse dans le noyau de l'écoulement annulaire–dispersé peut être présentée sous la forme suivante :

$$v_v(r) = v_{vf} + (v_v(0) - v_{vf})f(r) \quad , \tag{4.117}$$

où v_{vf} est la vitesse de vapeur à la surface du film de liquide sur la paroi. Supposons que la forme de la distibution peut être décrite par la règle de puissance suivante :

$$f(r) = \left(1 - \frac{2r}{d - 2\delta}\right)^n \quad , \tag{4.118}$$

où δ est l'épaisseur du film. Alors,

$$\overline{v}_v = \frac{4}{\pi d^2} \int_0^{d/2-d} [v_{vf} + (v_v(0) - v_{vf})f(r)]2\pi r dr \quad =$$

$$\frac{(d-2\delta)^2}{d^2}\left[v_{vf} + (v_v(0) - v_{vf})\frac{2}{(n+1)(n+2)}\right] \quad , \tag{4.119}$$

ou

$$v_v(0) = \overline{v}_v \frac{(n+1)(n+2)}{2}\frac{d^2}{(d-2\delta)^2}\left\{1 - \frac{v_{vf}}{\overline{v}_v}\frac{(d-2\delta)^2}{d^2}\left[1 - \frac{2}{(n+1)(n+2)}\right]\right\} \tag{4.120}$$

Pour un écolement turbulent monophasique, la valeur de n varie approximativement de 1/7 à 1/10. Supposons que les mêmes valeurs de n peuvent être aussi

utilisées dans le cas du noyau de l'écoulement annulaire–dispersé. Cela signifie que le terme $2/[(n+1)(n+2)]$ est assez proche de 1. D'ailleurs, il est évident que $v_{vf} \ll \overline{v}_v$. Alors,

$$v_v(0) \approx \overline{v}_v \frac{(n+1)(n+2)}{2} \frac{d^2}{(d-2\delta)^2} \quad . \tag{4.121}$$

Sans connaissance des caractéristiques quantatatives des processus d'échange de masse entre le noyau et le film, l'épaisseur du film de liquide ne peut pas être déterminée. Néanmoins, dans le but d'une première estimation, on peut poser qu'elle varie d'une manière linéaire le long du canal :

$$\delta(z) = \delta_0 \left[1 - \frac{z - (L - L^*_{and})}{L^*_{and}}\right] \quad , \tag{4.122}$$

où δ_0 est l'épaisseur du film au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé dont la valeur a été arbitrairement posée comme étant de 1 mm pour tous les cas considérés. Avec cette supposition, l'erreur sur δ peut d'abord être significatve, mais au fur et à mesure qu'on s'approche de la sortie de la zone chauffée, elle diminue linéairement et devient zero à la sortie. En tenant compte que $v_v(0) \sim d^2/(d-2\delta)^2$, tandis que $\delta \ll d$, une telle approche est tout à fait acceptable. En prenant en considération que, pour $1/10 < n < 1/7$, le groupe $(n+1)(n+2)/2$ ne change pas beaucoup, la valeur de n a été choisie constante et égale à $1/7$.

Le laplacien de v_v est déterminé à partir des raisonnements suivants. On sait que le profil de vitesse en écoulement monophasique turbulent et complètement développé dans le cas des gradients faibles de pression peut être décrit à partir de la loi universelle de la déficience de vitesse :

$$\frac{v(0) - v(r)}{v_*} = f(r)$$

qui, pour la zone centrale d'un canal rond ($r < 0.85 r_0$), peut être écrit sous la forme suivante

$$\frac{v(0) - v(r)}{v_*} = 7.8 \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \quad . \tag{4.123}$$

Dans le cas d'un écoulement où le gradient de pression est élevé, cette loi n'est plus valable. Son utilisation dans le cas du noyau de l'écoulement annulaire–dispersé peut amener des erreurs encore plus élevées. Néanmoins, en tenant compte de la contribution très faible des termes de l'équation (4.112) contenant $\nabla^2 v_v$ à la force totale exercée sur la gouttelette, ce profil peut permettre de déterminer l'ordre de grandeur de ces termes. Dans le système de coordonnées cylindrique,

$$\nabla^2 v_v = \frac{\partial^2 v_v}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_v}{\partial z^2} \quad . \tag{4.124}$$

En tenant compte que $v_v \sim x \sim z$, le dernier terme dans cette expression peut être négligé. Alors,

$$\nabla^2 v_v = \frac{-4 \cdot 7.8 v_*}{r_0^2} = -31.2\frac{v_*}{r_0^2} \approx -31.2\frac{\overline{v}_v}{r_0^2}\sqrt{\frac{0.316}{8Re_v^{0.25}}} \quad , \tag{4.125}$$

où

$$Re_v = \frac{\rho_v \overline{v}_v (d - 2\delta)}{\mu_v} \quad . \tag{4.126}$$

L'équation de Maxey et Riley (4.112) a été discrétisée de la façon suivante :

$$\left(\frac{dv_{gout}}{dt}\right)^i = \frac{v_{gout}^i - v_{gout}^{i-1}}{\Delta t} = c_1[v_{vm}(z^i) - v_{gout}^i] + c_2^i[v_{vm}(z^i) - v_{gout}^i]^2 \; + $$

$$c_3\left(\nabla^2 v_v\right)^i + c_4\rho_v(z^i)v_{vm}(z^i)\frac{dv_{vm}}{dz}|_{z^i} + c_5\rho_v(z^i)\left[{v_{gout}}^i\frac{dv_{vm}}{dz}|_{z^i} - \left(\frac{dv_{gout}}{dt}\right)^i\right] \; +$$

$$c_6\rho_v(z^i)\frac{\left(\nabla^2 v_v\right)^i - \left(\nabla^2 v_v\right)^{i-1}}{\Delta t} + c_7\sum_{k=1}^{i}\sqrt{\rho_v(z^i)}A^{ik} + \sum_{k=1}^{i}c_8^i\sqrt{\rho_v(z^i)}A^{ik} \; +$$

$$c_9\sum_{k=1}^{i}\sqrt{\rho_v(z^i)}B^{ik} - \frac{g[\rho_l - \rho_v(z^i)]}{\rho_l} = \sum_{j=1}^{10}a_j \quad , \tag{4.127}$$

$$A^{ik} = \left[{v_{gout}}^{i-1}\frac{dv_{vm}}{dz}|_{z^{i-1}} + {v_{gout}}^i\frac{dv_{vm}}{dz}|_{z^i} - \left(\frac{dv_{gout}}{dt}\right)^{i-1} - \left(\frac{dv_{gout}}{dt}\right)^i\right] \cdot$$

$$\Delta t\sqrt{i-(k-1)}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{i-(k-1)}}\right) \quad , \tag{4.128}$$

$$B^{ik} = \left[\left(\nabla^2 v_v\right)^i - \left(\nabla^2 v_v\right)^{i-1}\right]\sqrt{i-(k-1)}\left(1-\sqrt{1-\frac{1}{i-(k-1)}}\right) \quad , \quad (4.129)$$

$$c_1 = \frac{k}{k+1}\,\frac{18\mu_v}{\rho_l d_{gout}^2} \quad , \quad (4.130)$$

$$c_2^i = \frac{k}{k+1}\,\frac{3\rho_v(z^i)}{4\rho_l d_{gout}}\left[\frac{4}{\left(Re_{gout}^i\right)^{1/3}} + \frac{14.9}{k\left(Re_{gout}^i\right)^{0.78}}\right] \quad , \quad (4.131)$$

$$Re_{gout}^i = \frac{\rho_v(z^i)d_{gout}\left[v_{vm}(z^i) - v_{gout}{}^i\right]}{\mu_v} \quad . \quad (4.132)$$

$$c_3 = \frac{3}{4\rho_l} \quad , \quad (4.133)$$

$$c_4 = \frac{1}{\rho_l} \quad , \quad (4.134)$$

$$c_5 = \frac{1}{2\rho_l}, \quad c_6 = \frac{d_{gout}^2}{80\rho_l} \quad , \quad (4.135)$$

$$c_7 = \frac{c_1 d_{gout}}{2\sqrt{\pi\mu_v}} \quad , \quad (4.136)$$

$$c_8^i = \frac{5d_{gout}}{2\rho_l\sqrt{\pi\mu_v}}\,\frac{k}{k+1}\left\{\frac{\rho_v^2(z^i)\mu_v}{d_{gout}^4}\left[v_{vm}(z^i) - v_{gout}^i\right]^2\right\}^{1/3} + \frac{6.82d_{gout}}{\rho_l\sqrt{\pi\mu_v}(k+1)}\,\frac{\mu_v^{0.78}\rho_v^{0.22}(z^i)}{d_{gout}^{1.78}}\left[v_{vm}(z^i) - v_{gout}^i\right]^{0.22} \quad , \quad (4.137)$$

$$c_9 = \frac{3d_{gout}}{4\rho_l}\sqrt{\frac{\mu_v}{\pi}} \quad , \quad (4.138)$$

$$z^i = z^{i-1} + v_{gout}^{i-1}\Delta t + \left(\frac{dv_{gout}}{dt}\right)^{i-1}\frac{\Delta t^2}{2} + \left[\left(\frac{dv_{gout}}{dt}\right)^i - \left(\frac{dv_{gout}}{dt}\right)^{i-1}\right]\frac{\Delta t^2}{6}, \quad (4.139)$$

où a_j désignent de différentes composantes de l'accélération de la gouttelette introduites pour la commodité de l'analyse ultérieure. Les termes intégrals ont été discrétisés à partir de la règle suivante :

$$\int_{t_0}^{t} f(\tau)\frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} = \sum_k \overline{f}^{t^{k-1},t^k} \int_{t^{k-1}}^{t^k} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} =$$

$$2\sum_k \overline{f}^{t^{k-1},t^k}\sqrt{t-t^k}\left(1-\sqrt{1-\frac{\Delta t}{t-t^k}}\right) \quad . \tag{4.140}$$

Dans le problème considéré, $t_0 = 0$, car avant la séparation de la gouttelette, son accélération est égale à celle de la vapeur. La dérivée de $\nabla^2 v_v$ par rapport au temps était présentée comme :

$$\left[\frac{d\left(\nabla^2 v_v\right)}{dt}\right]^i = \frac{\left(\nabla^2 v_v\right)^i - \left(\nabla^2 v_v\right)^{i-1}}{\Delta t} \quad . \tag{4.141}$$

La position de la gouttelette z^i était déterminée à partir de la supposition que pour $\Delta t \to 0$, l'accélération de la gouttelette peut être considérée comme une fonction linéaire du temps.

Les figures 4.14 à 4.16 montrent les variations de la vitesse de vapeur et de la gouttelette en fonction de la position de cette dernière pendant son parcours le long du canal pour quelques cas caractéristiques. D'après ces figures, la vitesse relative d'une gouttelette peut atteindre quelques dizaines de mètres par seconde. Malgré leurs dimensions minuscules, les gouttelettes, à cause de leur inertie, ne sont pas capables de suivre la vapeur dont l'accélération peut aller jusqu'à quelques dizaines et même quelques centaines mille mètres par seconde carrée. Par conséquent, le noyau de vapeur d'un écoulement annulaire–dispersé non–adiabatique ne peut être considéré homogène comme on suppose normalement.

La figure 4.17 montre les composantes de l'accélération de gouttelette, a_j, en fonction de z pour l'un des cas considérés. On peut voir que seulement les termes a_2 et a_8, qui déterminent la dépendance quadratique de la force de résistance de

la vitesse relative et qui peuvent être assez bien évalués, ont de l'importance dans un bilan total des forces exercées sur la gouttelette. Cela signifie que même si les suppositions faites au cours de la solution du problème sur les autres termes de l'équation (4.112) n'étaient pas tout à fait correctes, quand même on a abouti aux bonnes tendances. Cependant, la conclusion que la vitesse des gouttelettes peut être considérablement inférieur à celle de la vapeur est très important pour la compréhension des écoulements diphasiques non-adiabatiques. C'est pourquoi nous réanalysons le problème plus en détail.

La comparaison de l'équation de Corrsin et Lumley (4.81) avec celle de Maxey et Riley (4.112) montre que d'après cette première équation, pour les mêmes conditions de l'écoulement, l'accélération et la vitesse de la particule doivent être plus élevée. Physiquement, cela découle du fait que dans l'équation de Corrsinet Lumley, les effets du gradient de vitesse du fluide ont été négligés. Cependant, la solution de cette équation ne demande pas la connaissance du profil de vitesse dans le noyau. C'est pourquoi, elle peut être utilisée pour estimer les vitesses des particules et les comparer avec celles obtenues à partir de l'équation (4.112). Notons que c'est le gradient de pression qui doit être utilisé dans les calculs.

Les figures 4.18 à 4.20 représentent les variations de la vitesse de vapeur et de la gouttelette pour les mêmes conditions d'écoulement en utilisant l'équation de Corrsin et Lumley (4.81). On peut facilement voir que les résultats sont presque les même que ceux obtenus à partir de l'équation (4.112) : la vitesse relative de gouttelette peut atteindre quelques dizaines de mètres par seconde. La figure 4.21 sur laquelle a_4 désigne l'accélération due au gradient de pression :

$$a_4 = \frac{1}{\rho_v}\frac{dP}{dz} \quad , \tag{4.142}$$

confirme également l'importance des termes a_2 et a_8. Ainsi, l'incertitude des résultats obtenus ne se détermine que par la forme de l'expression utilisée pour le coefficient de traînée, C_D. Il est assez probable qu'en réalité, le coefficient de traînée

soit plus élevé. Cela devrait amener une vitesse relative réelle plus faible. Cependant, les valeurs de cette vitesse seront quand même assez élevées. Cela peut être prouvé à partir des raisonnements suivants. Supposons que la vitesse relative de gouttelette est constante et égale à $v_{gout\infty}$ partout lors de son parcours le long du canal et que les effets du gradient de vitesse de vapeur sont négligeables. Dans ce cas, l'équation de Maxey et Riley (4.112) devient :

$$\frac{dv_{gout}}{dt} = F_D v_{gout\infty} + \frac{\rho_v}{\rho_l}\frac{Dv_v}{Dt} - \frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_l} \quad . \tag{4.143}$$

En tenant compte que dans le cas considéré $v_v \approx v_{gout}$, on obtient que $dv_{gout}/dt = dv_v/dt \approx Dv_v/Dt$. Alors, pour que la supposition de l'égalité de la vitesse relative à $v_{gout\infty}$ soit valide, la constante de temps F_D doit satisfaire à l'équation suivante :

$$F_D = \frac{1}{v_{gout\infty}}\frac{Dv_v}{Dt}\left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l}\right) + \frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_l v_{gout\infty}} \approx \frac{1}{v_{gout\infty}}\frac{Dv_v}{Dt} \quad . \tag{4.144}$$

Ainsi, le coefficient de traînée de gouttelette peut être estimé par l'expression suivante :

$$C_D = \frac{4}{3}\frac{\rho_l}{\rho_v}d_{gout}\frac{F_D}{v_{gout\infty}} \approx \frac{4}{3}\frac{\rho_l}{\rho_v}\frac{d_{gout}}{v^2_{gout\infty}}\frac{Dv_v}{Dt} \quad . \tag{4.145}$$

Les valeurs de C_D à la sortie de la zone chauffée calculées de cette façon sont de 600 à 10000 fois plus élevées que celles données par l'expression (4.85). Cependant, d'après la supposition de l'égalité de la vitesse relative de gouttelette à $v_{gout\infty}$, l'expression (4.85) devrait être tout à fait acceptable. Cela indique que dans un écoulement annulaire–dispersé non-adiabatique, les vitesses relatives des gouttelettes dont l'indice d'inertie $\omega_E \tau_r \gg 1$ sont assez élevées.

Finalement, l'ordre de grandeur de la force latérale qui s'exerce sur les gouttelettes ainsi que leur vitesse transversale peuvent être facilement estimés. La figure 4.22 montre la vitesse transversale d'une gouttelette d'un diamètre de 0.1 *mm* en fonction de sa position dans la section du canal pour un écoulement non-adiabatique à pression de $P = 10$ *bars*, à une vitesse de vapeur constante et égale à

100 m/s et à une vitesse relative de gouttelette de 10 m/s. La vitesse transversale a été calculée en supposant que le profil de vitesse de vapeur se décrit par la règle de puissance $Y^{1/7}$ et la force de résistance dans la direction latérale peut être déterminée par la loi de Stokes. Les courbes de la figure 4.22 représent deux cas limites suivants : le premier correspond à la force latérale de Saffman (1968) ($Re_{gout} \ll 1$) et deuxième correspond à la force lors de l'écoulement du fluide idéal autour d'une sphère de diamètre équivalent ($Re_{gout} \gg 1$). À titre de comparaison, les courbes correspondant à un écoulement adiabatique avec les mêmes paramètres mais à une vitesse relative de gouttelette égale à $v_{gout\infty}$ sont également tracées.

Cette figure nous permet d'estimer le degré d'influence de la force hydrodynamique latérale sur le processus de précipitation de gouttelettes sur le film de liquide. Cette estimation est basée sur la comparaison du temps nécessaire pour qu'une gouttelette puisse parcourir une distance égale au rayon du canal avec le temps total de séjour de cette gouttelette dans le noyau de l'écoulement. Selon les calculs effectués, ce temps de séjour varie entre 0.02 et 0.04 s. En posant que la vitesse transversale moyenne est de 1 m/s, on obtient que le temps caractérisant le déplacement radial de la gouttelette est de l'ordre de 0.004 s, c'est-à-dire presque 10 fois moins élevé. Pour un écoulement adiabatique, le rapport entre ces deux temps est le contraire : le temps nécessaire pour qu'une gouttelette puisse parcourir une distance égale au rayon du canal est 3 fois plus élevé que le temps de séjour de la gouttelette dans le noyau de vapeur. Par conséquent, on peut conclure que dans le cas des écoulements non-adiabatiques, la précipitation de gouttelettes dont l'indice d'inertie $\omega_E \tau_r \gg 1$ est beaucoup moins probable que pour des écoulements adiabatiques. L'analyse des figures 4.14 à 4.16 et 4.18 à 4.20 montre que la vitesse relative des gouttelettes dont la taille est plus petite ($\omega_E \tau_r \simeq 1$) doit aussi être significative. Ainsi, elles peuvent également subir l'influence de la force latérale. Cette force doit réduire l'intensité du processus de migration de ces gouttelettes et surtout les plus grandes parmi elles. Cela doit diminuer considérablement la masse

totale de liquide qui peut être transférée du noyau au film de liquide. D'autre part, il est évident que l'augmentation de la pression et par conséquent la diminution de la différence entre les densités des phases contribuera à la diminution de la vitesse relative et de la force latérale correspondante.

Cependant, on ne peut pas complètement affirmer qu'en écoulements non-adiabatiques, la précipitation des gouttelettes dont l'indice d'inertie $\omega_E \tau_r \gg 1$ n'a pas lieu. Ceci ne serait possible que si les gouttelettes corespondantes n'avaient pas une composante initiale transversale de vitesse, qui soit assez élevée pour que ces gouttelettes, à cause de leur inertie, puissent quand même atteindre le film de liquide sur la paroi avant de quitter la zone chauffée.

On peut distinguer trois types de telles gouttelettes. Premièrement, ce sont les gouttelettes qui ont été arrachées du film de liquide par l'écoulement de vapeur ou éjectées par les bulles de vapeur lors de l'ébullition dans le film et qui, en raison même de leur apparition, doivent obligatoirement avoir une composante transversale de vitesse orientée vers l'axe du canal. Initialement, la différence entre la vitesse locale de vapeur et la vitesse longitudinale de ces gouttelettes augmente à cause de leur inertie lors du mouvement de la zone périphérique vers le centre du noyau où la vitesse de vapeur est plus élevée. Ainsi, au début du déplacement transversal, les gouttelettes sont soumises à une force latérale supplémentaire déjà décrite et leur mouvement est accéléré. Au fur et à mesure que les gouttelettes s'approchent de l'axe du canal, leur vitesse transversale doit commencer à diminuer en raison de la résistance visqueuse et de la diminution de la force latérele dans la zone centrale du noyau où le gradient de vitesse est presque nul. Après avoir traversé l'axe, les gouttelettes continueront, par leur inertie, le déplacement vers le film. Mais à partir de ce moment-ci, leur mouvement sera décéléré car la force latérale changera de direction. Remarquons que ce mouvement se produira beaucoup plus en amont du point d'arrachement, c'est-à-dire dans la région du canal où la vitesse de vapeur et donc la force latérale (proportionnelle au gradient de vitesse et, par conséquent,

à la vitesse de vapeur) sont significativement plus élevées que dans la région où le mouvement des gouttelettes vers l'axe du canal avait lieu. Ainsi, il existe une probabilité assez élevée que ces gouttelettes n'atteindront pas le film et resteront dans le noyau. Il faut noter que du point de vue du bilan de masse dans le film de liquide sur la paroi, ce sont seulement les gouttelettes restant dans le noyau qui doivent être prises en considération. Les gouttelettes qui étaient d'abord arrachées et qui se déposent après sur le film ne provoquent pas un changement du débit total du liquide dans le film.

Deuxièmement, ce sont les gouttelettes qui apparaissent directement au point de formation de l'écoulement annulaire–dispersé et qui, à cause d'une perturbation forte de cette zone, peuvent avoir au moment de leur formation des composantes radiales avec une probabilité égale pour toutes les directions possibles. D'après les figures 4.14 à 4.16, l'écart entre la vitesse de vapeur et la vitesse longitudinale des gouttelettes devient considérable presque tout de suite après leur séparation du noyau de bulles. C'est pourquoi le comportement des gouttelettes qui apparaissent dans la zone entre l'axe du canal et le film mais qui se dirigent initialement vers la partie plus éloignée du film (à travers de la zone centrale) doit être en principe semblable au comportement des gouttelettes arrachées du film. Par contre, les gouttelettes qui se dirigent initialement vers la partie plus proche du film peuvent se déposer assez vite sur le film de liquide. Ainsi, on peut supposer que la précipitation des gouttelettes de ce type n'a lieu qu'à la proximité du point de formation de l'écoulement annulaire-dispersé. Comme on l'a déjà mentionné, la notion du point de formation de l'écoulement annulaire–dispersé est assez ambiguë. Alors, du point de vue de l'utilisation de la représentation des données sur le FCC dans le système des coordonnées (L_{and}, q'), cette zone floue peut être rejetée sans complication.

Finalement, ce sont les gouttelettes formées à partir de la fragmentation d'autres gouttelettes qui peuvent avoir une composante transversale de vitesse. En tenant compte de la compexité du processus de la fragmentation de gouttelettes,

ne l'analysons pas. Cependant, notons que dans le cas des écoulements non-adiabatiques, la probabilité de la fragmentation de gouttelettes de mêmes dimensions doit être considérablement plus élevée qu'en écoulements adiabatiques. Cela découle du fait que leur vitesse relative des gouttelettes est très élevée, tandis qu'elles peuvent s'écraser sous l'action de l'inertie interne lors du mouvement accéléré. En tenant compte des accélérations extrêmement élevées à des flux de chaleur proche du FCC, cette inertie interne peut même entraîner une pulvérisation des gouttelettes à la fin de la zone chauffée.

Ainsi, l'analyse effectuée dans la section 4.2.1 montre que les processus de la précipitation des gouttelettes dans le cas des écoulements non-adiabatiques se distinguent de manière substantielle des mêmes processus en écoulements adiabatiques. Les raisons principales qui causent cette différence sont le flux de vapeur qui quitte le film de liquide et l'accélération de la vapeur qui conditionne une vitesse relative négative importante des gouttelettes dans le noyau de vapeur.

4.2.2 Entraînement de gouttelettes du film de liquide au noyau de vapeur

Les processus d'entraînement dynamique de gouttelettes du film de liquide vers le noyau de vapeur en écoulements annulaires-dispersés non-adiabatiques et en ceux adiabatiques sont presque identiques. Habituellement, on suppose que l'entraînement se produit à cause de l'arrachement de gouttelettes des crêtes des vagues à l'interface par la vapeur qui a une vitesse supérieure à celle du film. On suppose également que l'apparition des vagues sur la surface de film est due à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Ce phénomène est décrit en détail par Hewitt et Hall Taylor (1970). Toutefois, remarquons qu'à part l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, il existe une autre raison d'existance des vagues sur le film de liquide dans l'écoulement annulaire-dispersé : des oscillations du débit de film. En effet, il est difficile de supposer que lors de la formation de cet écoulement, le débit

de film puisse être constant dans le temps. Ces oscillations de débit provoquent des vagues sur la surface du film et même dans les conditions où l'instabilité de Kelvin–Helmholtz n'existe pas. Le processus d'arrachement de gouttelettes est indépendant des raisons de la formation des vagues. Cependant, la distinction entre ces deux raisons de formation de vagues est très importante pour la description quantitative de l'intensité d'entraînement dynamique. Dans le cas de l'instabilité seule de Kelvin–Helmholtz, ce sont le débit de film, son épaisseur moyenne et la vitesse de vapeur à la proximité du film qui doivent être pris en considération. Cependant, si les vagues se forment en raison des oscillations du débit de film, il faut nécessairement tenir compte de la fréquence et de l'amplitude de ces oscillations.

Au fur et à mesure que l'épaisseur du film diminue le long du canal chauffé, la hauteur de vagues diminue également et, à partir d'une certaine épaisseur et si l'ébullition dans le film n'a pas lieu, le film devient lisse. Ce fait a été expérimentalement prouvé par Levitan et Borevskiy (1989). Mais même sans cette preuve expérimentale, il est clair que, dans le cas des écoulements non–adiabatiques, les vagues sur la surface du film doivent s'atténuer rapidement. C'est l'accélération énorme de la vapeur dans le noyau et du liquide dans le film, qui augmente bien plus le long du canal, qui entraîne l'aplatissement des vagues. Par conséquent, l'entraînement dynamique de gouttelettes ne se produit généralement que dans la zone proche du point de formation de l'écoulement annulaire–dispersé.

Analysons maintenant le processus d'entraînement causé par les impacts des gouttelettes qui atteignent le film lors de la précipitation ("shock entrainment"). Ce processus dépend fortement de l'angle d'incidence θ (figure 4.23.a). La valeur de cet angle se détermine par le rapport entre la vitesse transversale, $v_{gout\ tr}$, et longitudinale, $v_{gout\ lon}$, de la gouttelette ainsi que par l'état de surface du film. Si la gouttelette atteint le film onduleux, elle peut être soit absorbée par film (figure 4.23.b), soit provoquer l'arrachement prématuré d'une partie de la crête de vague

(figure 4.23.c). Cependant, comme on l'a mentionné ci-dessus, le film peut être très onduleux seulement dans la zone proche du point de formation de l'écoulement annulaire-dispersé. En aval de cette zone, le film de liquide est pratiquement lisse. Dans ce cas, la gouttelette, après avoir touché la surface, doit commencer à se ralentir et, simultanément, à se déformer car la vitesse de la gouttelette est significativement plus élevée que celle du film. Si $v_{gout\ lon} \gg v_{gout\ tr}$, ce qu'on a au delà de la zone de formation de l'écoulement annulaire-dispersé, il est très probable que la gouttelette sera de nouveau arrachée par l'écoulement de vapeur parce que la force hydrodynamique latérale exercée par la vapeur augmete au fur et à mesure que la vitesse de gouttelette diminue. Ainsi, pour des flux de chaleur proche du FCC, les intensités de l'entraînement dynamique et de l'éjection des gouttelettes lors de la précipitation ne peuvent pas être élevées que dans une zone assez limitée en aval du point de formation de l'écoulement annulaire-dispersé.

L'entraînement dynamique et l'éjection des gouttelettes lors de la précipitation sont caractéristique à la fois des écoulements adiabatiques et non-adiabatiques. Cependant, l'éjection de gouttelettes par les bulles de vapeur qui s'échappent du film en le détruisant n'existe que dans les écoulements adiabatiques et seulement quand l'ébullition a lieu dans le film. Présentement, les processus de l'ébullition dans le film de liquide en écoulements annulaires-dispersés, de sa suppression à des hautes vitesses dans le film et de son recommencement possible lors des flux de chaleur élevés ne sont pas encore suffisamment étudiés. C'est pourquoi, une discussion sur l'éjection de gouttelettes par les bulles serait probablement prématurée.

L'analyse des mécanismes de précipitation et d'entraînement de gouttelettes en écoulement annulaire-dispersé non-adiabatique effectuée dans la section 4.2 montre clairement que leur modélisation physique qui se base sur les résultats des expériences avec les écoulements adiabatiques est impossible. Seulement des études directes de ces processus et, surtout, dans la zone de formation d'un écoulement annulaire-dispersé non-adiabatique permetteront de développer des modéles

fiables.

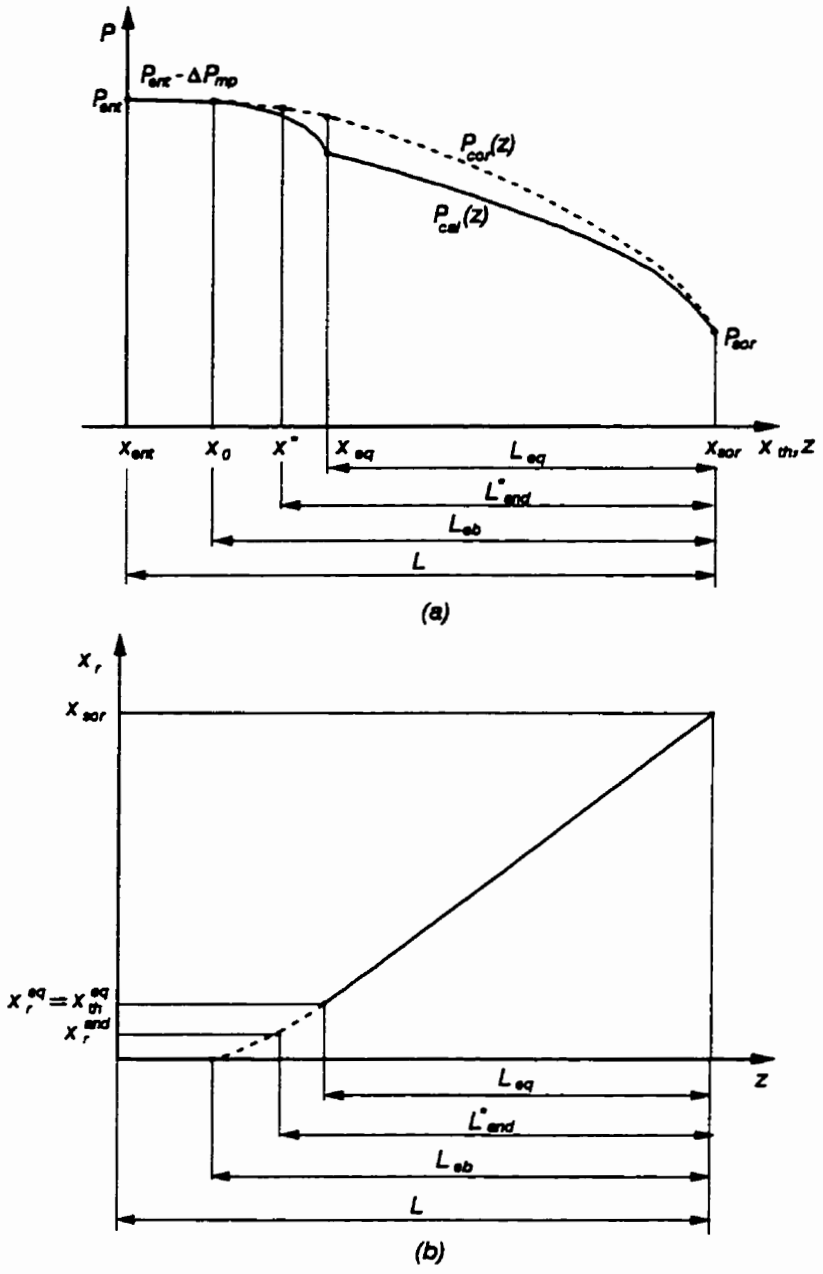


Figure 4.1 Procédure d'établissement de la distribution de pression le long du canal

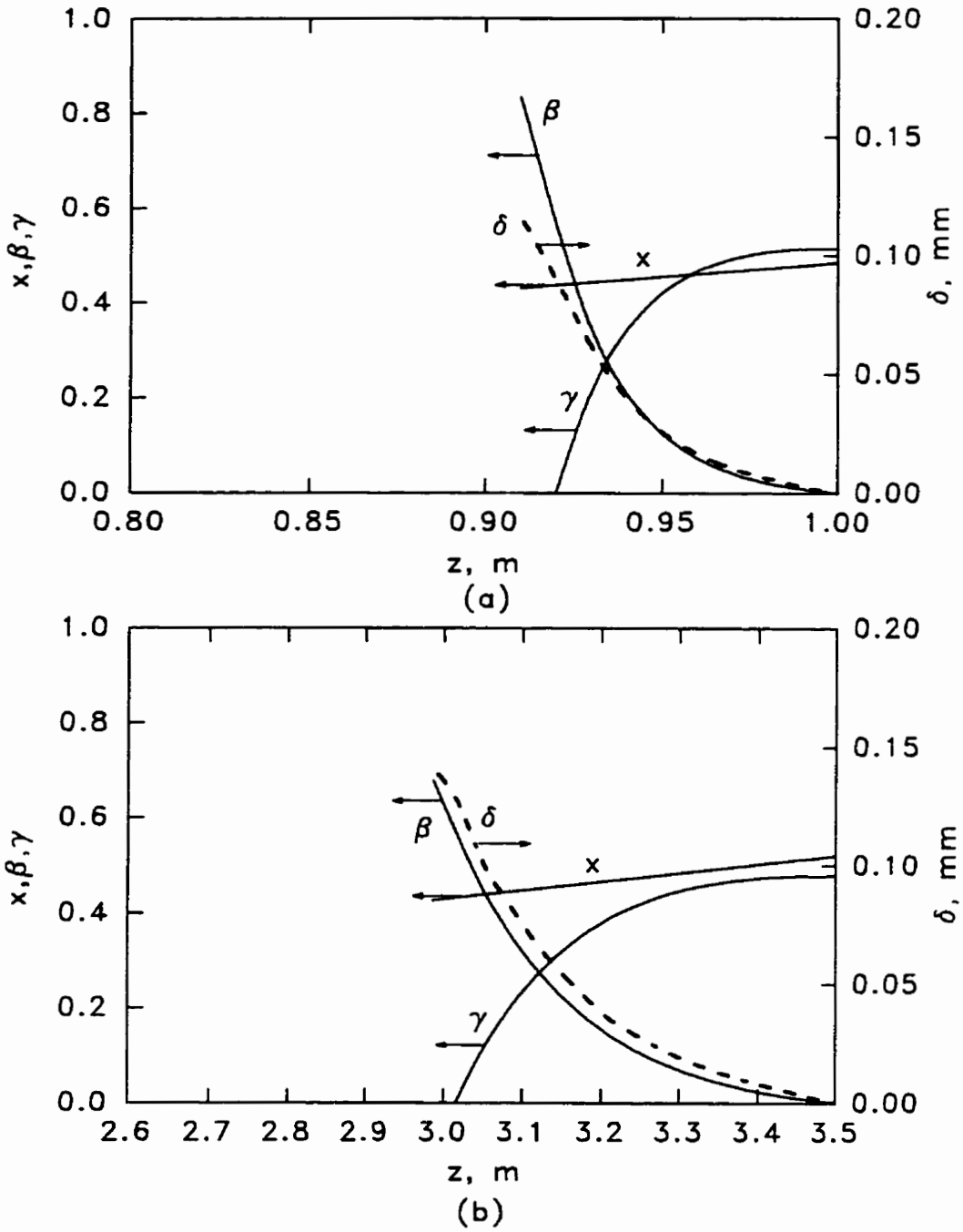


Figure 4.2 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC selon les corrélations de Nigmatulin (a) : $L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 1000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$; (b) : $L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 1000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$

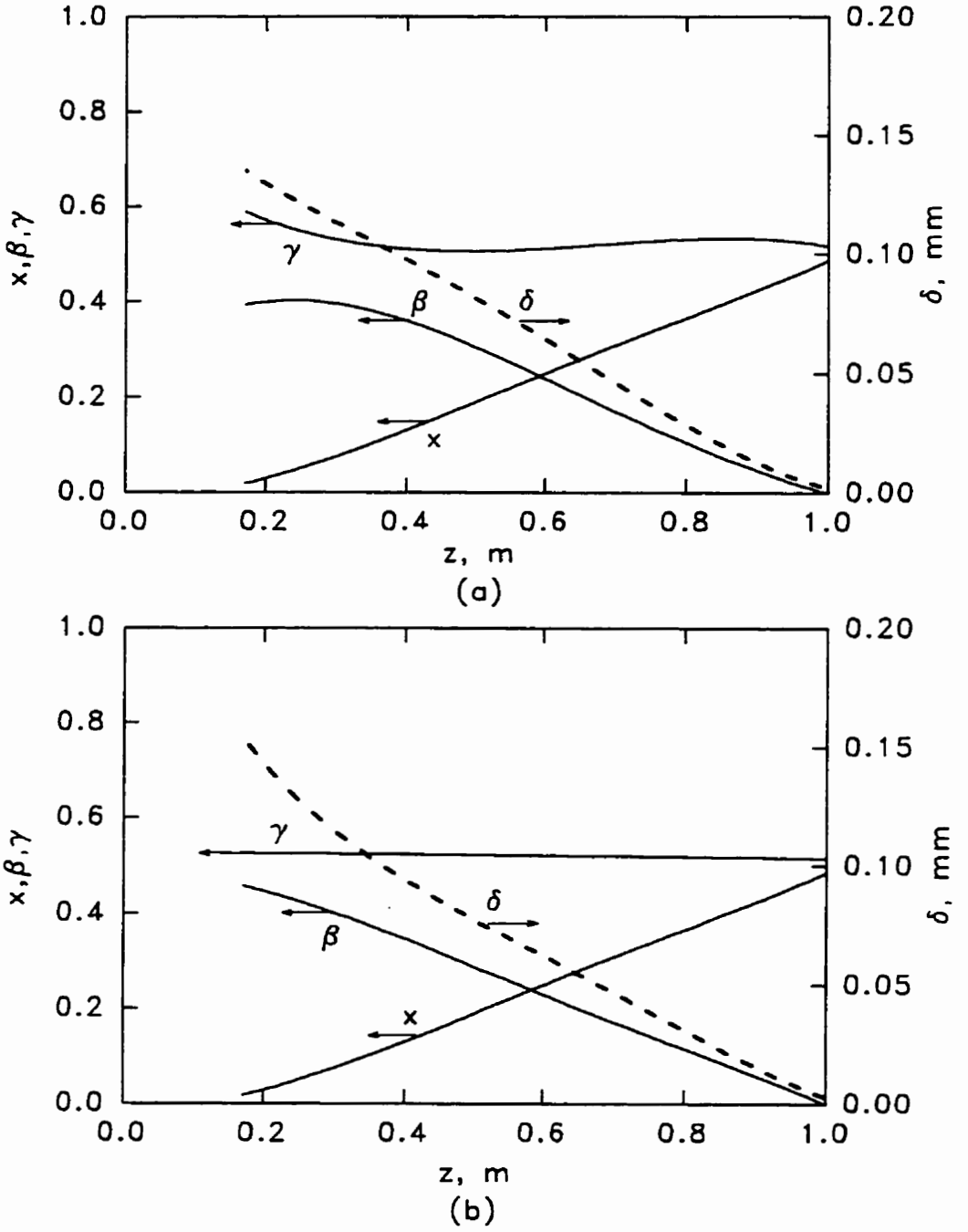


Figure 4.3 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 1000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$)

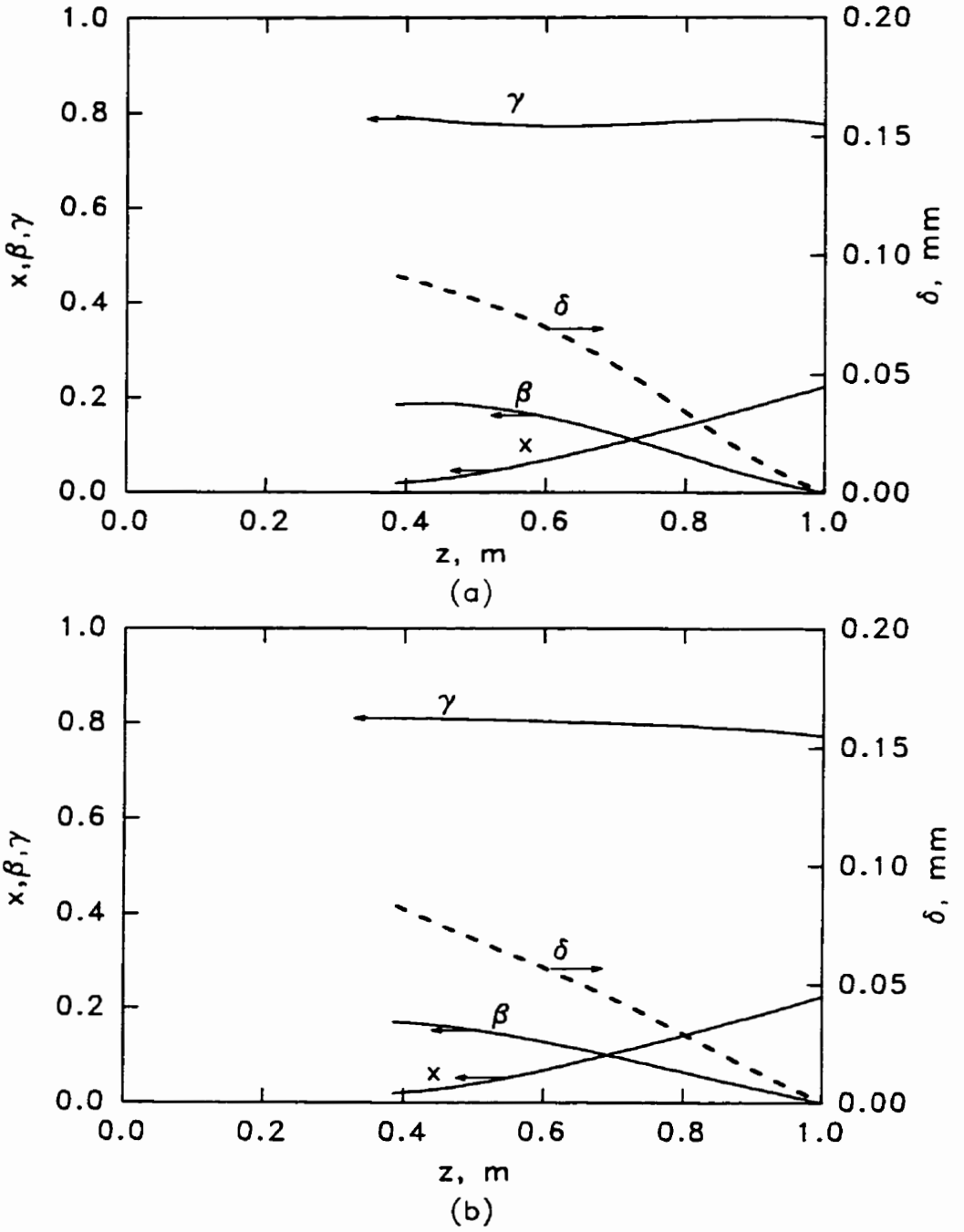


Figure 4.4 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10.3\ bars$; $G = 4000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$)

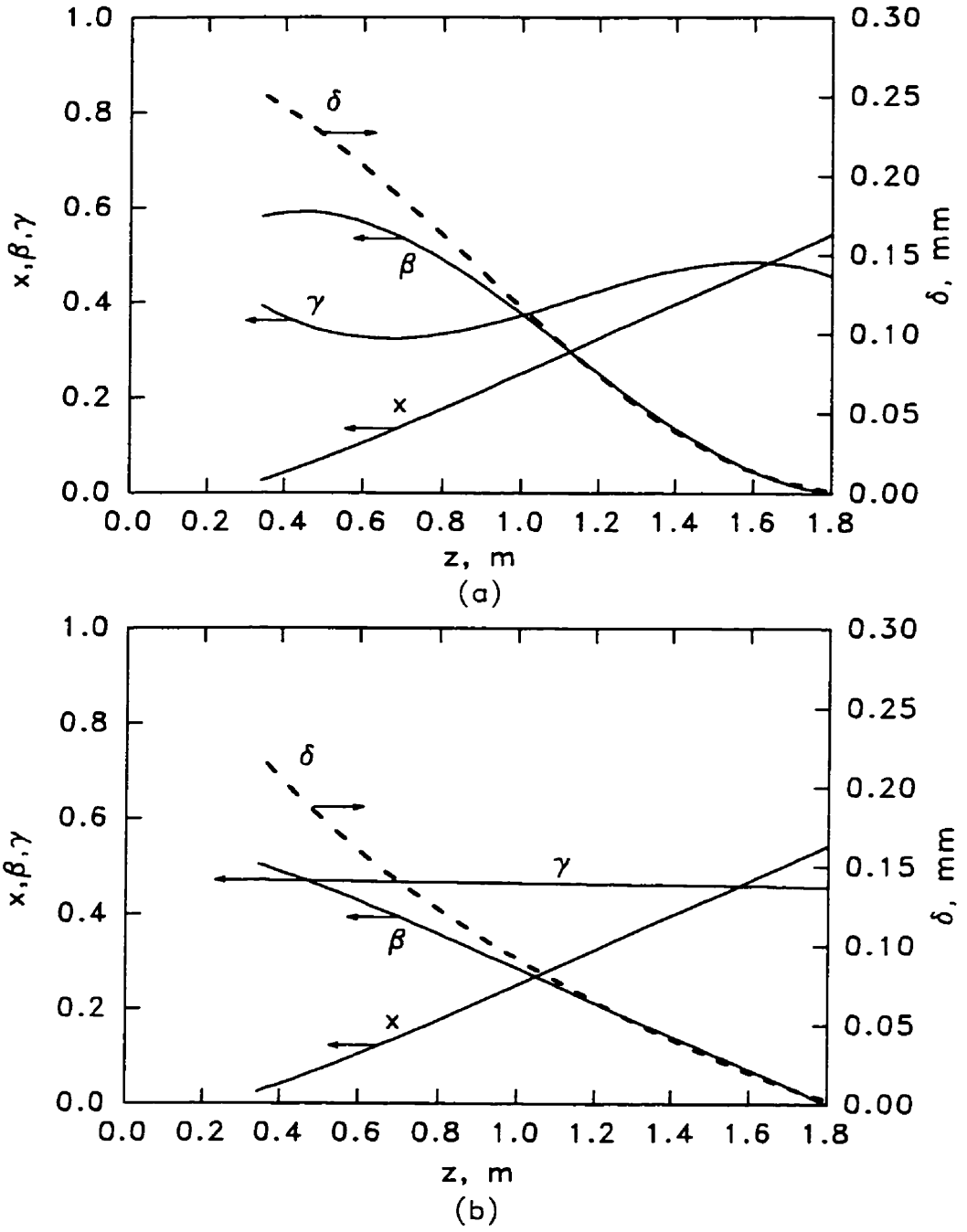


Figure 4.5 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 1000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$)

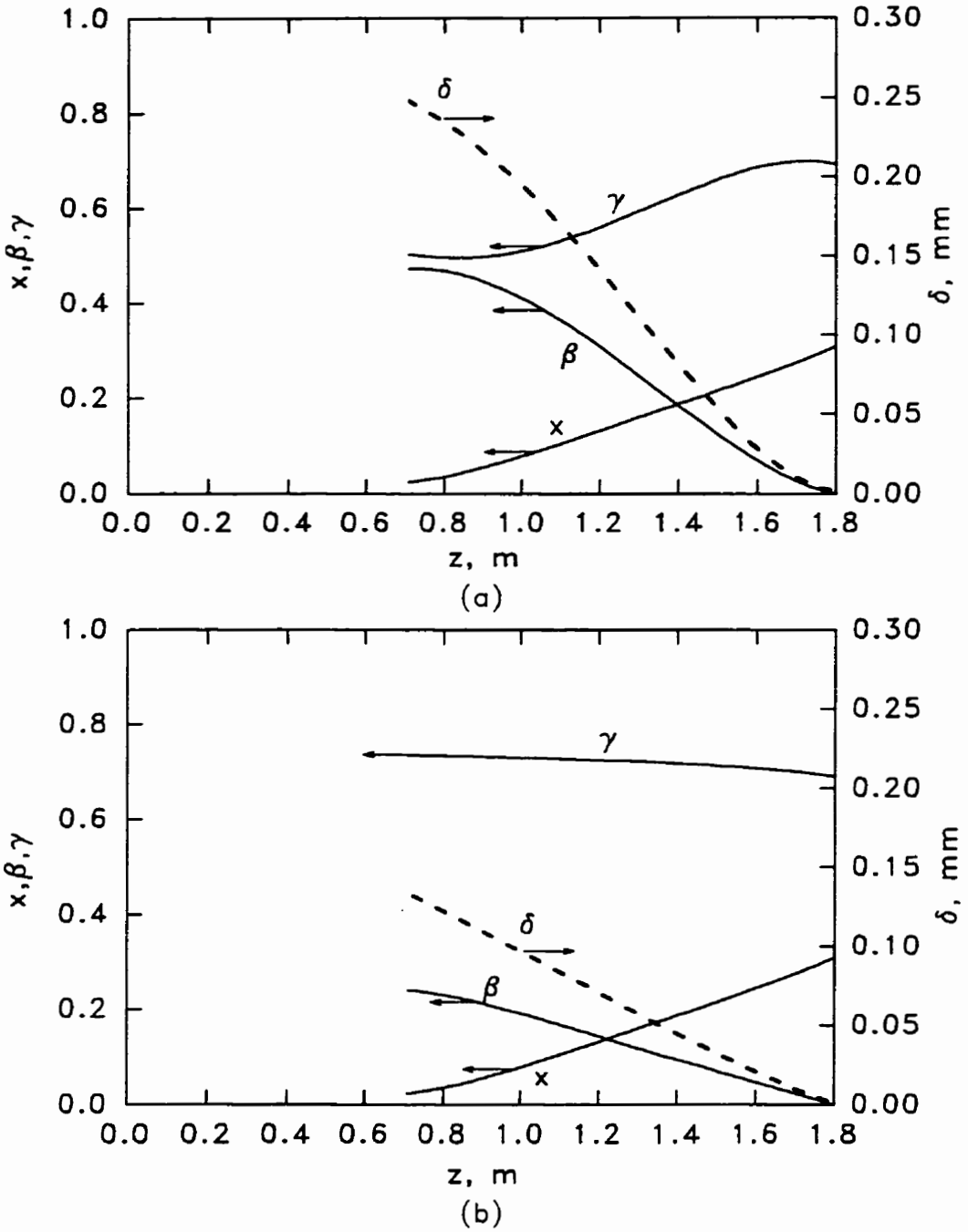


Figure 4.6 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 11.9\ bars$; $G = 4000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 140°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$)

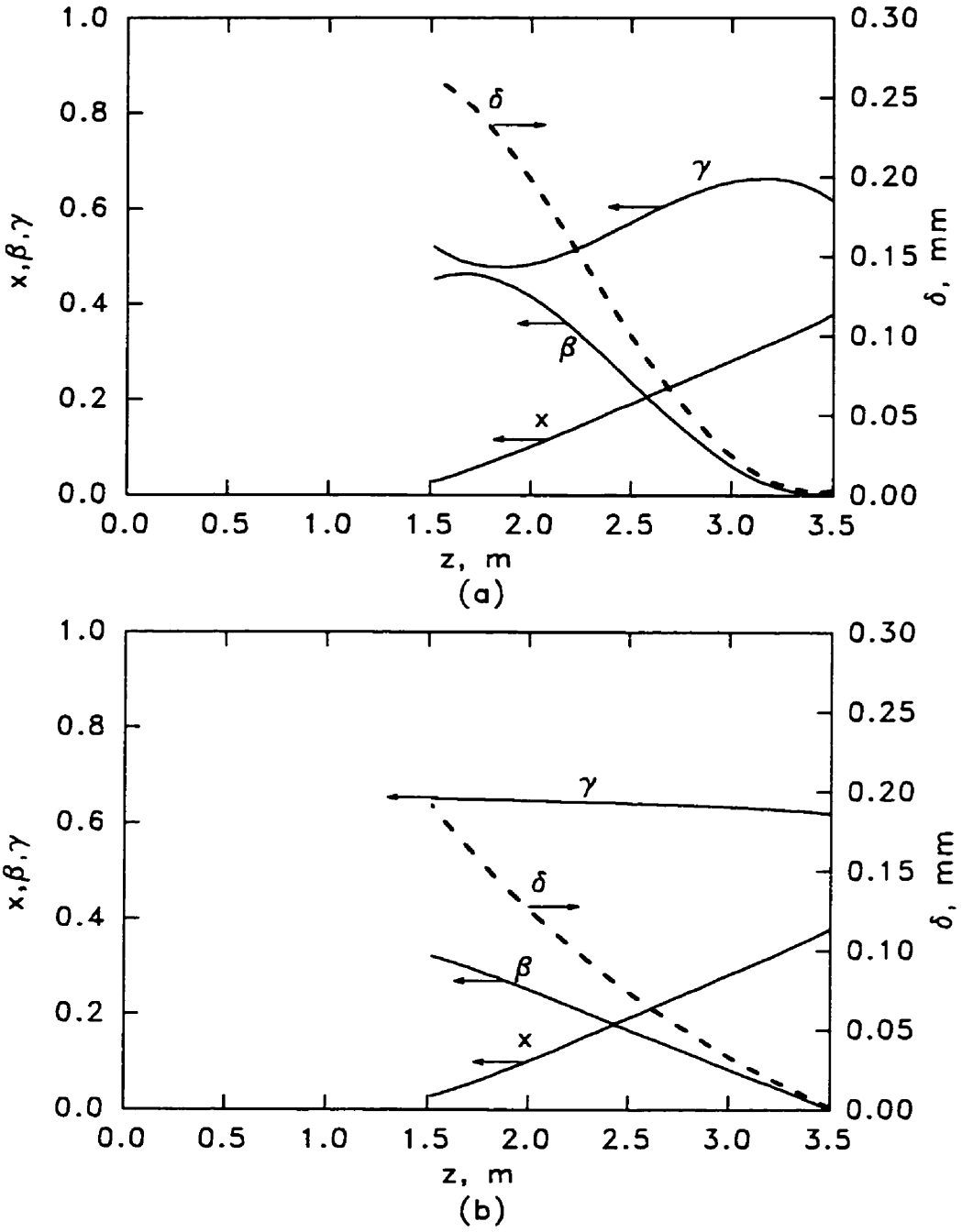


Figure 4.7 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10.3\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 90°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$)

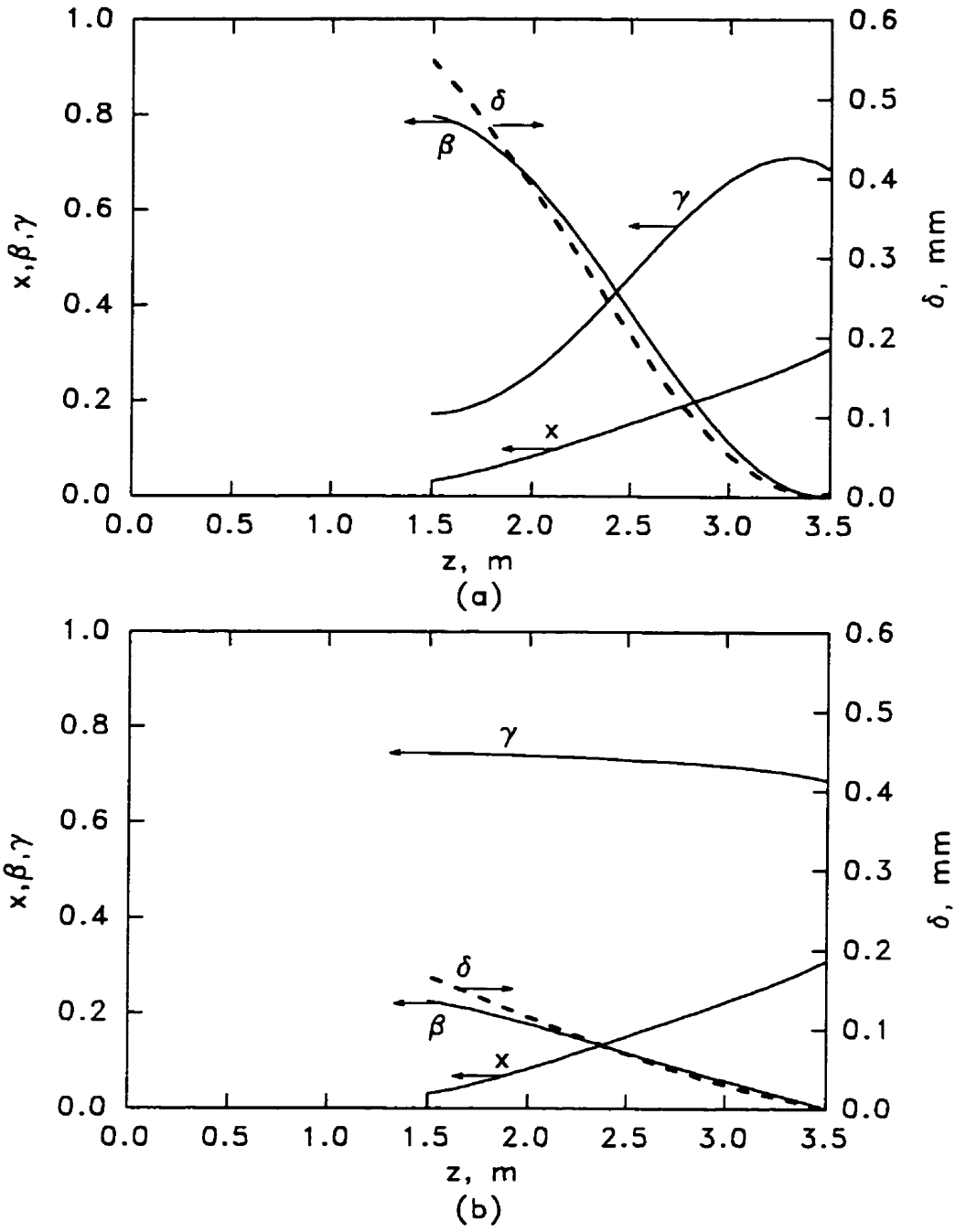


Figure 4.8 Variation des principaux paramètres d'écoulement le long du canal dans les conditions de FCC ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 11.5\ bars$; $G = 4000 kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 150°$) (a) : selon les corrélations de Hewitt et Govan; (b) : selon les corrélations de Nigmatulin ($J_{ej.eb} = 0$)

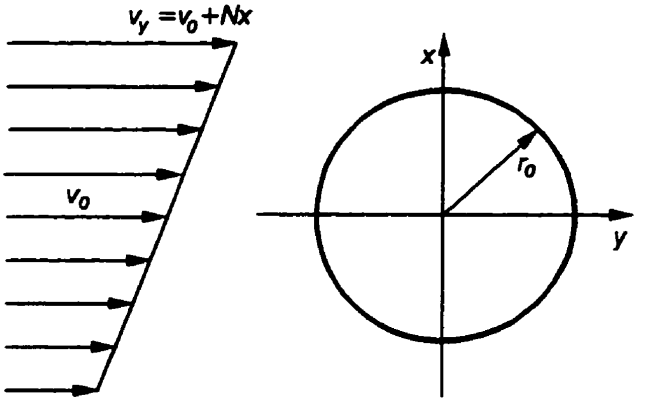


Figure 4.9 Écoulement à un gradient de vitesse constant autour d'un cylindre d'une longueur infinie

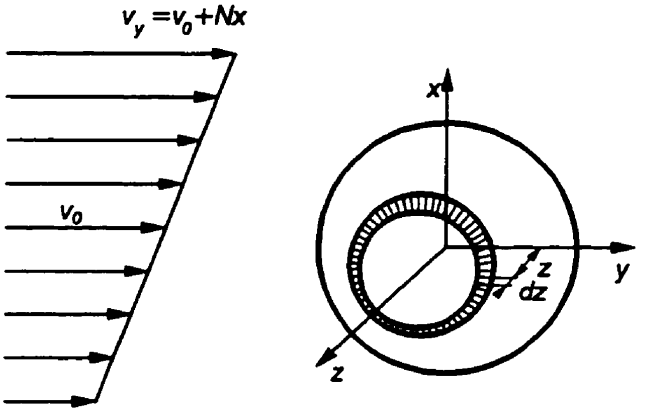


Figure 4.10 Écoulement à un gradient de vitesse constant autour d'une sphère

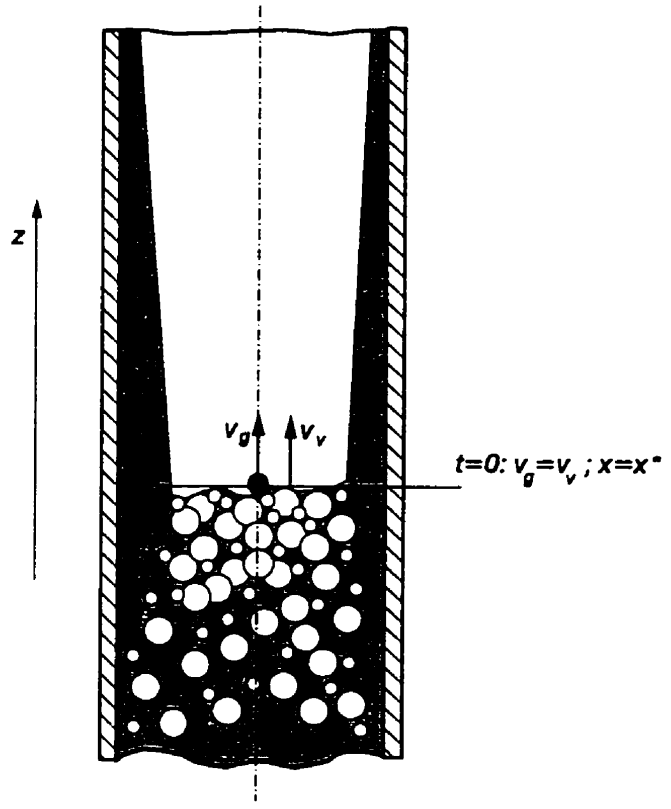


Figure 4.11 Problème du mouvement d'une gouttelette le long du canal

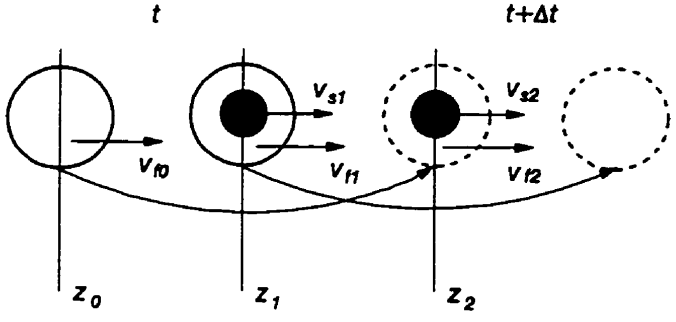


Figure 4.12 Mouvement d'une sphère rigide dans un écoulement accéléré de fluide

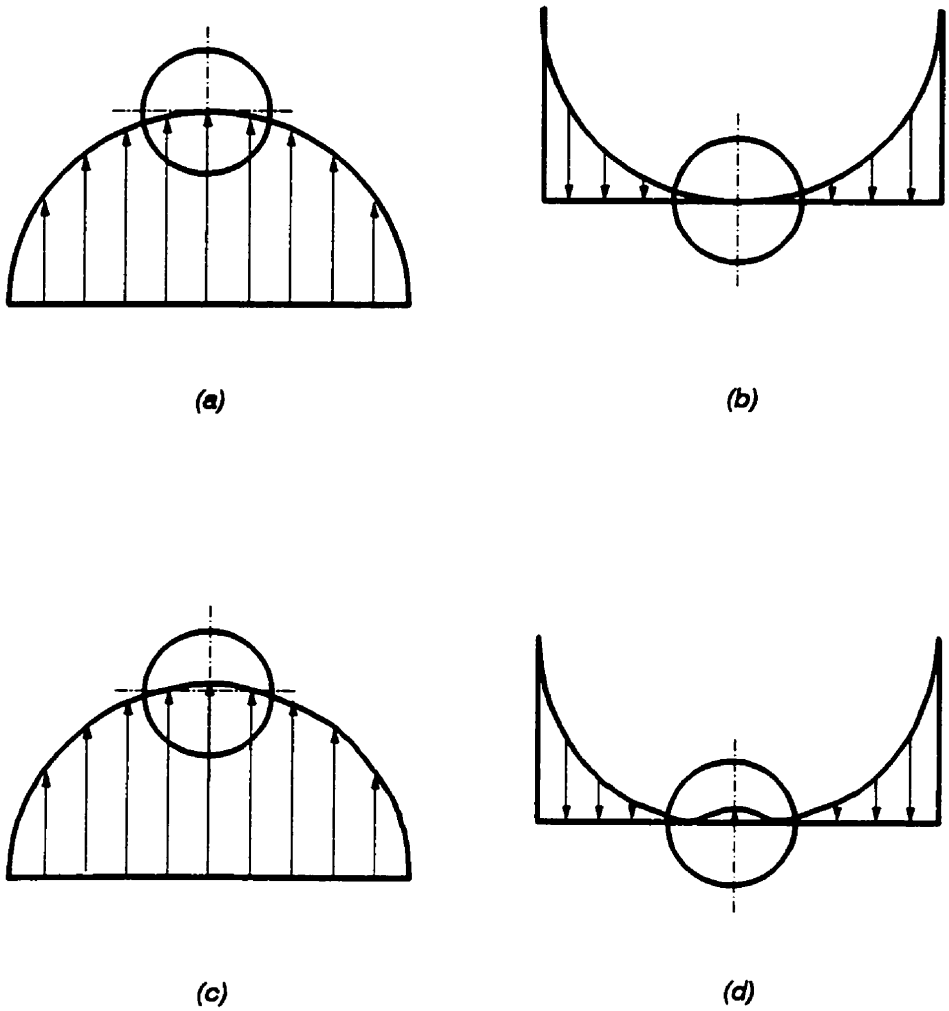


Figure 4.13 Mouvement d'une sphère rigide dans un écoulement avec un gradient de vitesse

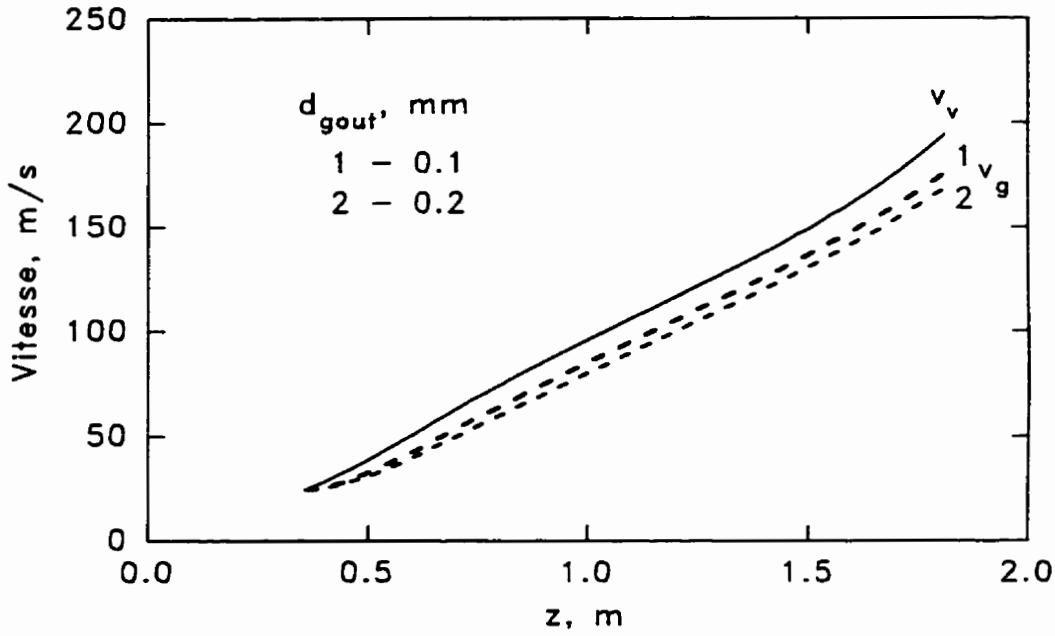


Figure 4.14 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Maxey et Riley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 1900\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.392$)

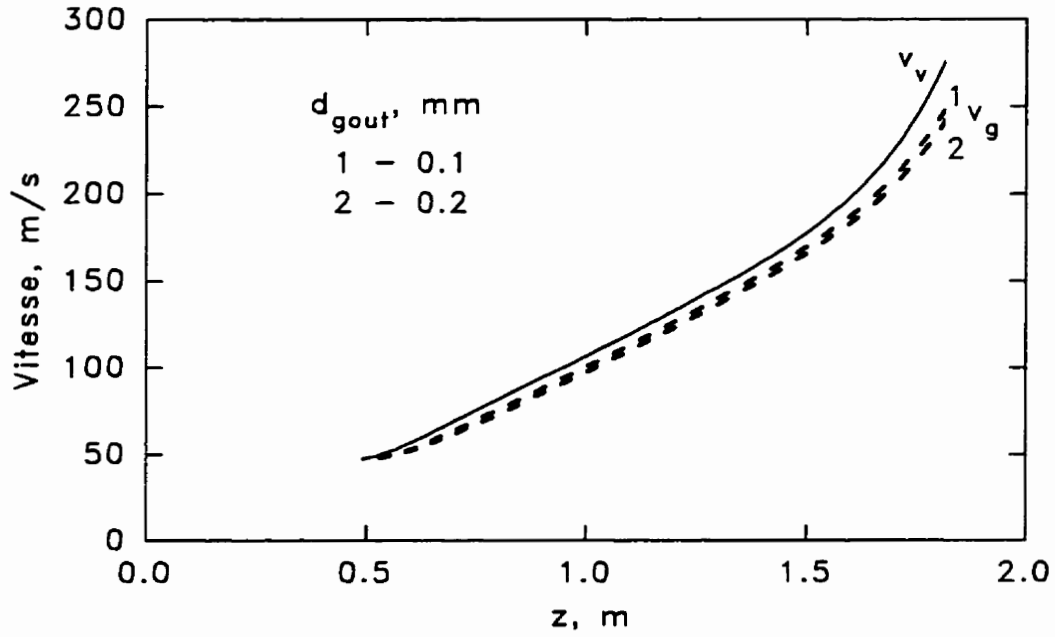


Figure 4.15 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Maxey et Riley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 17\ bars$; $G = 6000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 3580\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.289$)

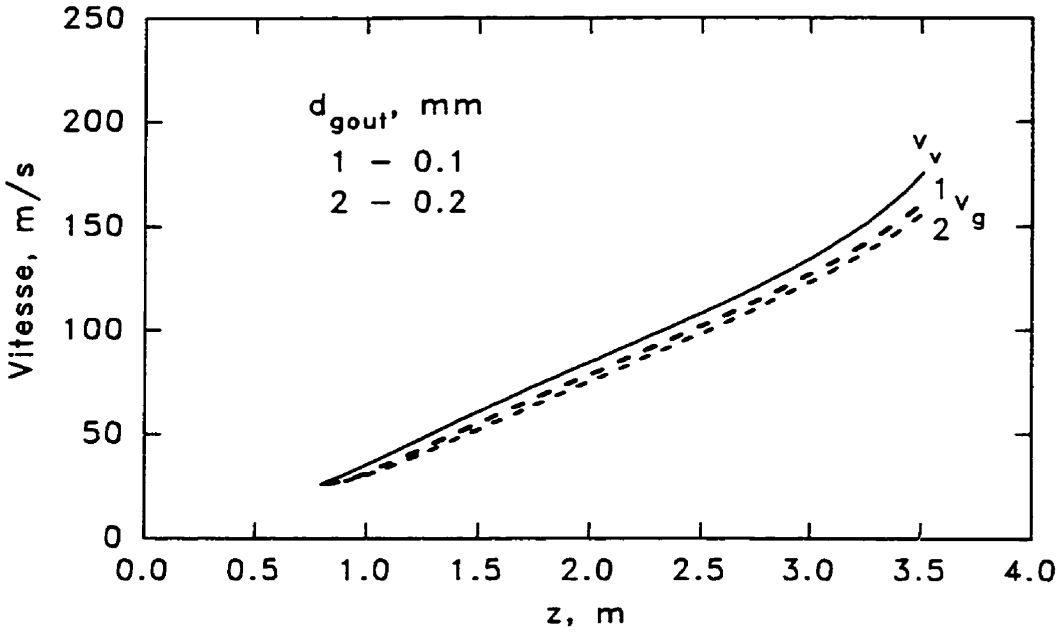


Figure 4.16 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Maxey et Riley ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 880\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.357$)

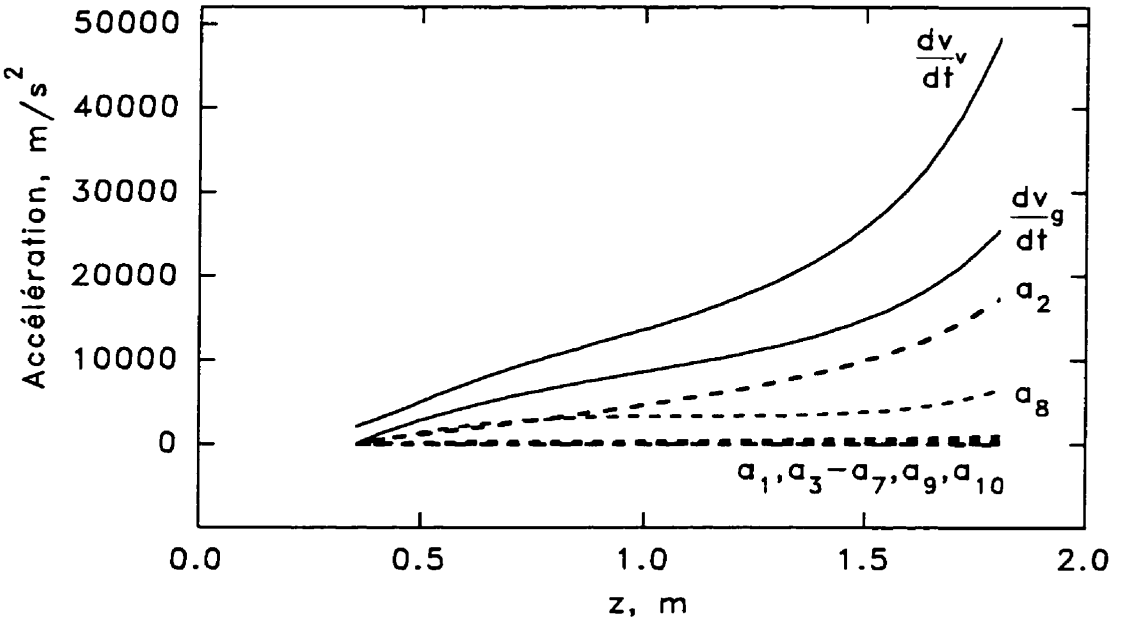


Figure 4.17 Variation de l'accélération de vapeur et de la gouttelette de diamètre de 0.1 mm le long du canal selon l'équation de Maxey et Riley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 1900\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.392$)

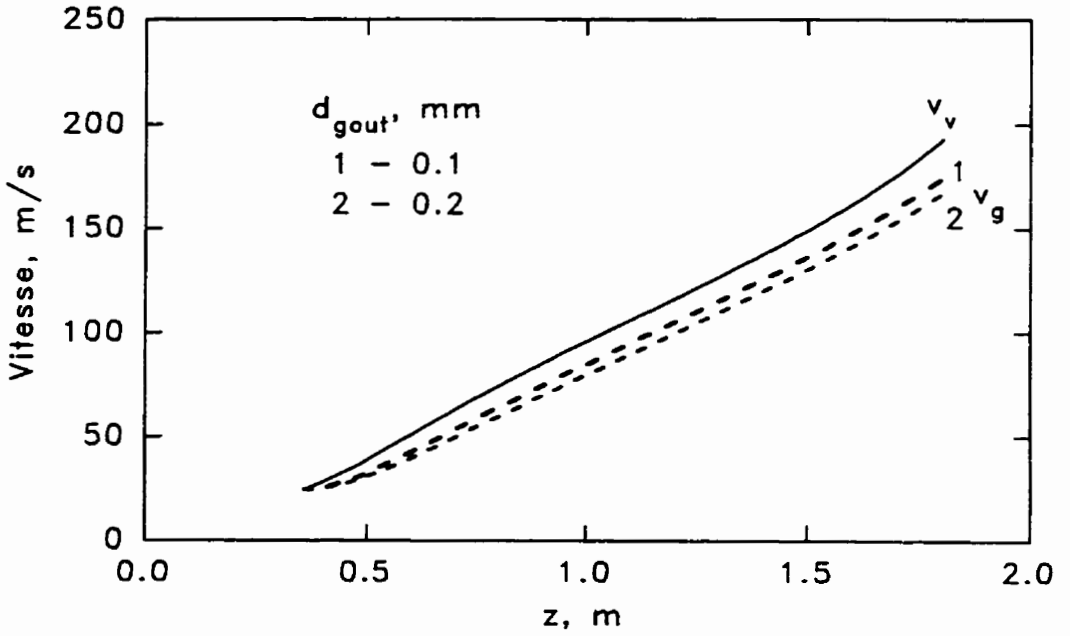


Figure 4.18 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Corrsin et Lumley (L = 1.8 m; P_{sor} = 10 $bars$; G = $2000 kgm^{-2}s^{-1}$; q'_{cr} = 1900 kWm^{-2}; x_{sor} = 0.392)

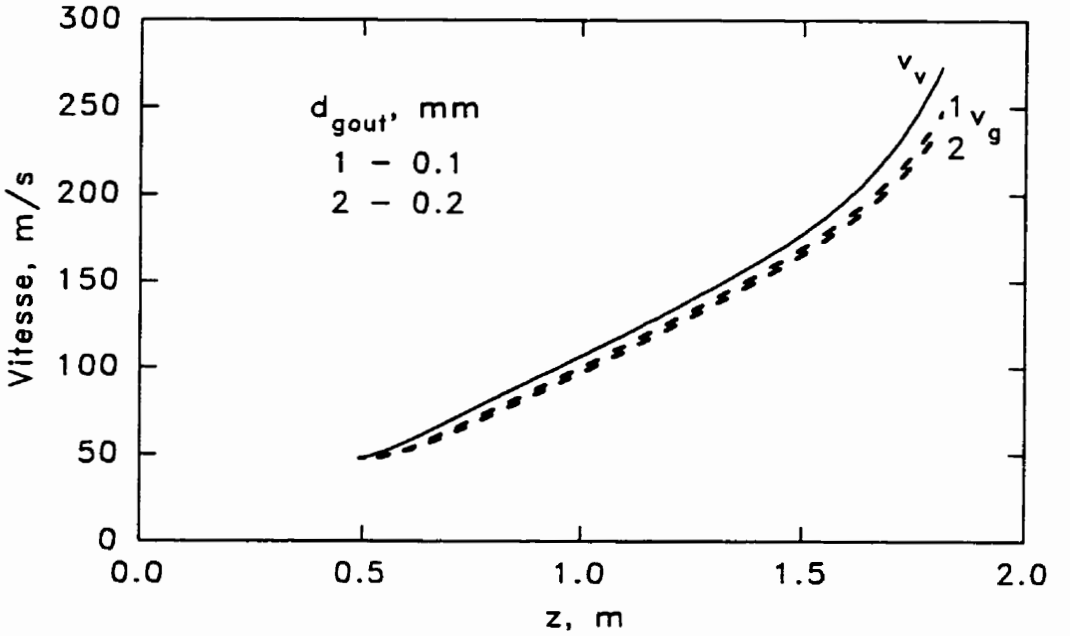


Figure 4.19 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Corrsin et Lumley (L = 1.8 m; P_{sor} = 17 $bars$; G = $6000 kgm^{-2}s^{-1}$; q'_{cr} = 3580 kWm^{-2}; x_{sor} = 0.289)

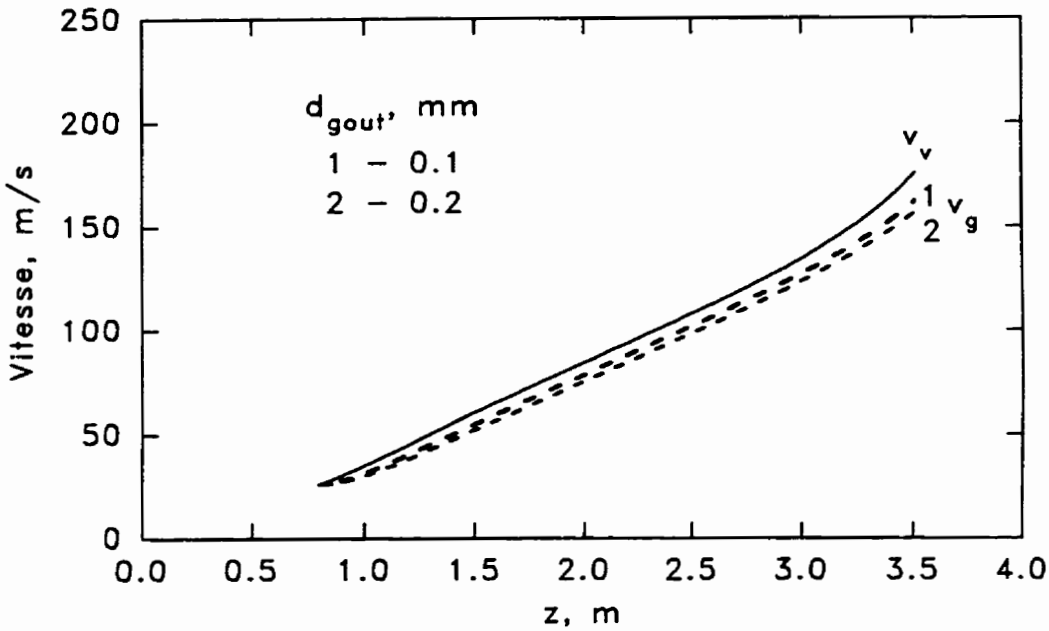


Figure 4.20 Variation de la vitesse de vapeur et de la gouttelette le long du canal selon l'équation de Corrsin et Lumley ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 880\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.357$)

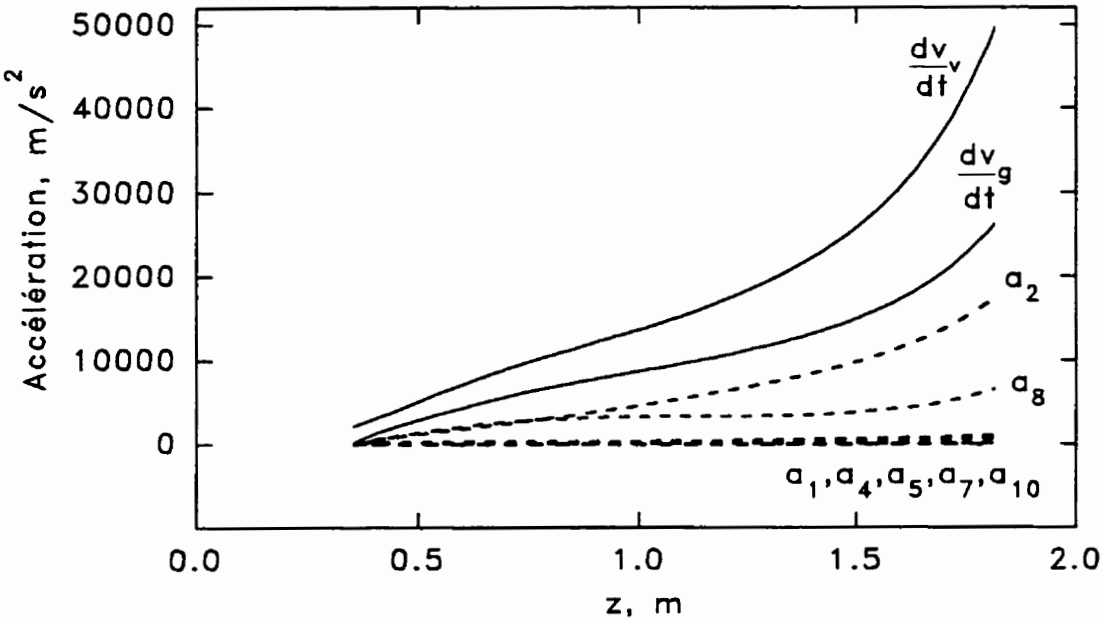


Figure 4.21 Variation de l'accélération de vapeur et de la gouttelette de diamètre de 0.1 mm le long du canal selon l'équation de Corrsin et Lumley ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 10\ bars$; $G = 2000 kgm^{-2}s^{-1}$; $q'_{cr} = 1900\ kWm^{-2}$; $x_{sor} = 0.392$)

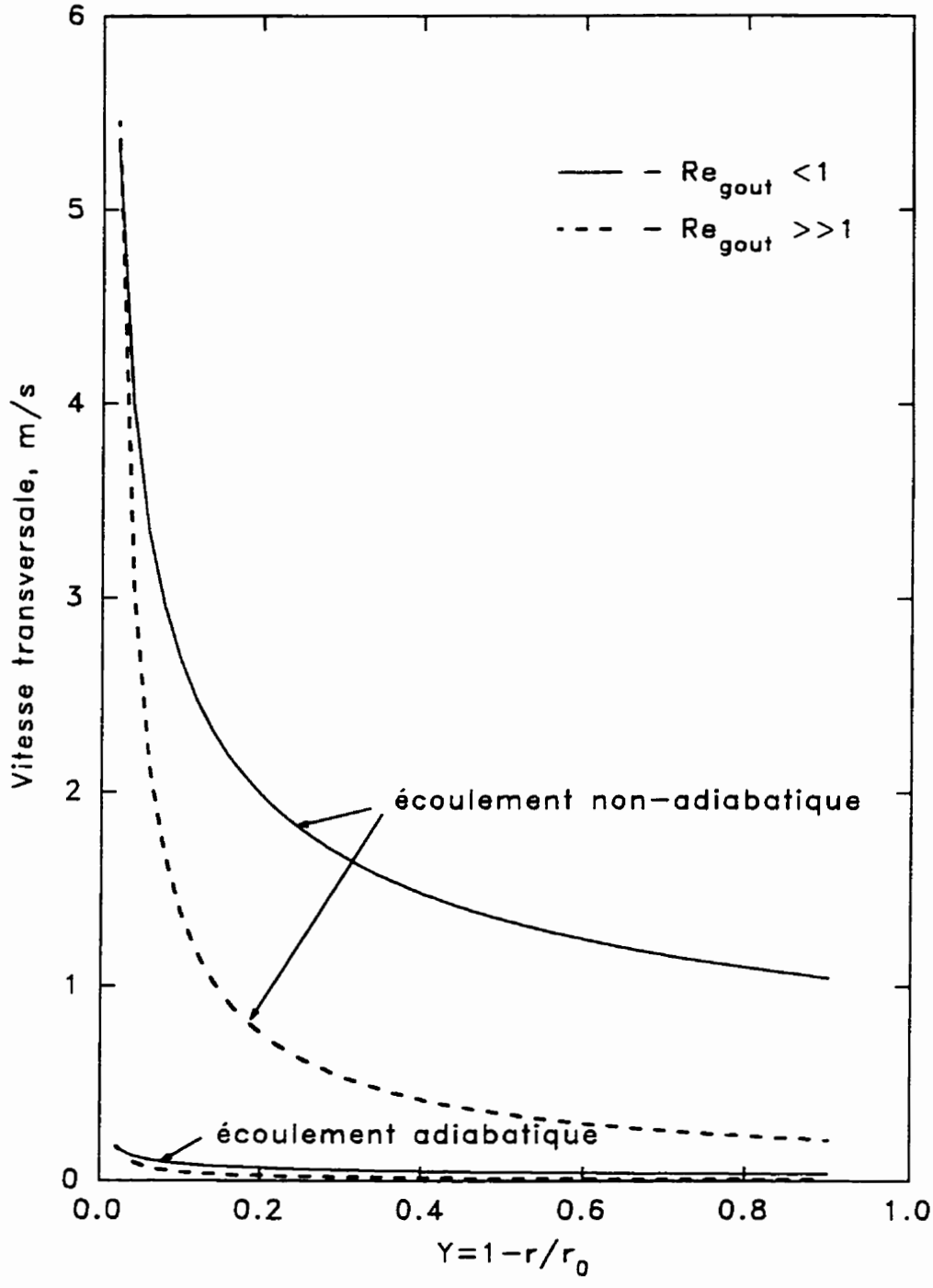


Figure 4.22 Vitesse transversale de la gouttelette de diamètre de 0.1 *mm*

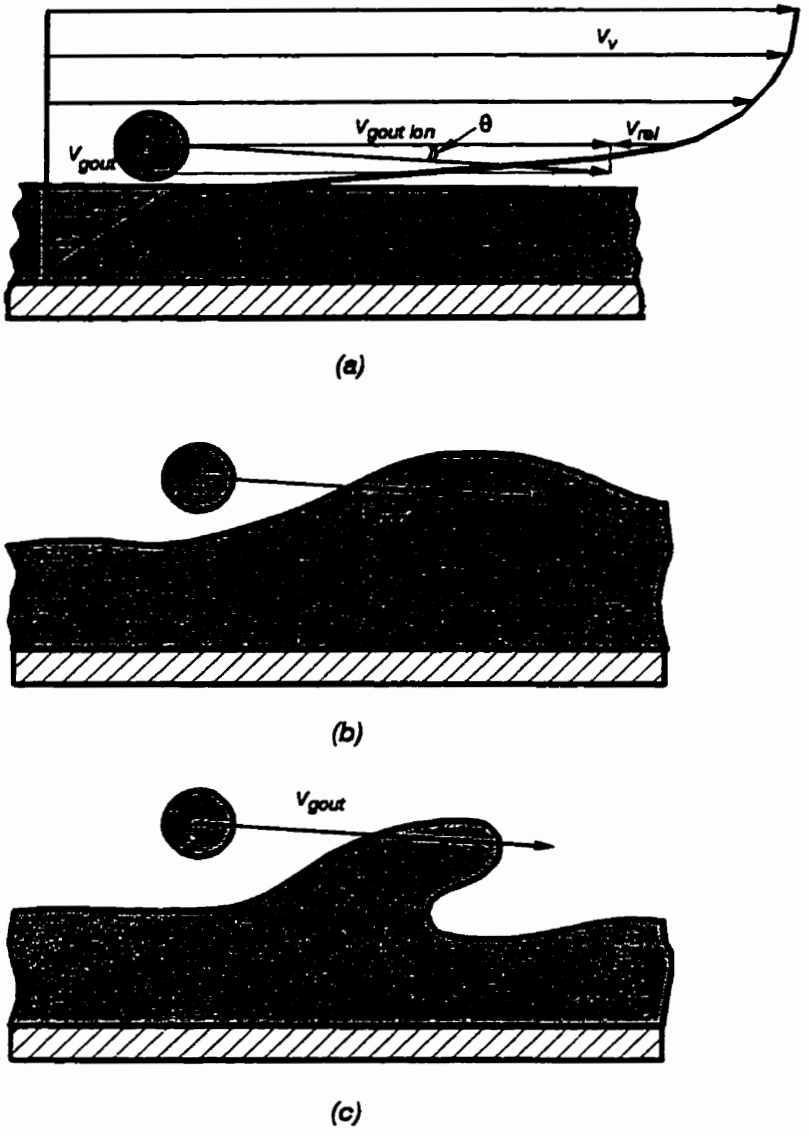


Figure 4.23 Processus d'entraînement relié aux impacts causés par des gouttelettes atteignant le film lors de la précipitation

CHAPITRE V

COMPORTEMENT DE LA TEMPÉRATURE DE LA PAROI LORS DU FLUX DE CHALEUR CRITIQUE

Dans les systèmes où l'on contrôle le flux de chaleur, le FCC se manifeste par une augmentation de la température de la surface chauffée. Mais selon des conditions thermohydrauliques, le comportement concret de la température de la paroi lors du FCC peut être distinct. D'après Groeneveld (1986) et Groeneveld et Borodin (1979), quatre principaux types d'assèchement de la paroi, caractérisés par différents comportements de température, peuvent être distingués (figure 5.1) :

1) Assèchement rapide ("fast dryout") qui se produit dans un régime où la vitesse massique est très élevée et le titre est très faible ou négatif (l'ébullition sous-refroidie). Il est caractérisé par une excursion soudaine de la température de la paroi (figure 5.1.a). Cela correspond à la caléfaction ("departure frome nucleate boiling");

2) Assèchement stable ("stable dryout") est caractérisé par une augmentation rapide mais moins élevée de la température (figure 5.1.b), précédée parfois par quelques fluctuations de la température de la paroi. Cet assèchement se produit dans des conditions typiques du régime annulaire-dispersé pour des titres supérieurs de 10 %;

3) Assèchement instable ("unstable dryout") est distingué par des fluctuations de température qui correspondent à l'apparition et la disparition des surfaces ou des taches sèches ("dry patches") sur la paroi (figure 5.1.c). Selon Groeneveld et Borodin (1979), le processus de remouillage des régions sèches est possible à cause de leur température relativement basses due à des FCC

faibles et des coefficients de transfert de chaleur entre la vapeur et la paroi assez élevés. Le remouillage peut être causé par des déplacements aléatoires de la frontière du film; par le liquide provenant de la desstruction des crêtes des vagues sur la surface du film (Thompson et Murgatroyd, 1970) ou par le ruissellement instable lors de rupture du film (Bergles et Roos, 1968);

4) Assèchement lent ("slow dryout") est caractérisé par une augmentation graduelle de la température en fonction de la puissance appliquée (figure 5.1.d). D'après Groeneveld et Borodin (1979), ce type d'assèchement ne se produit qu'à des vitesses massique élevées ($G > 2700\ kgm^{-2}s^{-1}$) et à des titres supérieurs de 20 % dans les conditions d'un taux élevé de précipitation de gouttelettes du noyau de vapeur sur la paroi. Cette précipitation limite l'augmentation de la température lors du FCC. Selon Groeneveld (1986), l'assèchement lent peut aussi avoir lieu à des vitesses massiques très élevées où la configuration d'un régime d'écoulement en écume peut avoir lieu. Dans ce cas, les fluctuations de température sont présentes, mais leur freéquence est tellement élevée qu'elles ne peuvent pas être détectées avec des thermocouples fixés sur la surface externe du tube à cause de l'inertie thermique de la paroi.

5.1 Concept OID–ODS

Afin d'illustrer la relation entre les paramètres d'écoulement et le caractère du comportement de la température lors du FCC, Groeneveld (1986) a utilisé des courbes d'ébullition en convection forcée qui ne peuvent être tracées entièrement que pour un système où l'on contrôle la température de la paroi. Elles sont schématiquement présentées à la figure 5.2. Quand le titre et le flux massique sont assez faibles, ces courbes ont une pente négative dans la région de l'ébullition par film partiel de vapeur. Seulement à partir du moment où l'ébullition par film de

vapeur s'établit sur toute la surface, la pente de la courbe d'ébullition devient de nouveau positive. Mais à des vitesses massiques et des titres élevés on a, selon Groeneveld, une autre situation : la courbe d'ébullition ne présente aucun minimum et sa pente est toujours positive. Cette différence de l'allure des courbes d'ébullition explique les différents types d'assèchement observés dans des systèmes où l'on contrôle le flux de chaleur : un saut de température à des vitesses et des titres faibles ou une augmentation graduelle de température à des valeurs élevées de G et de x (figure 5.3). Du point de vue de Groeneveld, un changement graduel de la température de la paroi lors du FCC rend invalide le concept d'un unique flux de chaleur critique dans le cas de l'assèchement lent. Étant donné qu'on observe une région de l'assèchement intermittent, ses frontières doivent être définies d'une manière spécifique. Pour cet objectif, Groeneveld a proposé les deux termes suivants :

1) "Début de l'assèchement intermittent" (onset of intermittent dryout - OID) qui se caractérise par un flux de chaleur critique q'_{OID} et une température T_{OID} représentant des valeurs minimum correspondant à la région de l'assèchement intermittent;

2) "Début de l'assèchement permanent" (onset of dry sheath - ODS) qui se détermine par un flux de chaleur critique q'_{ODS} et une température T_{ODS} représentant des valeurs maximum correspondant à cette région.

À vrai dire, cette illustration de Groeneveld est assez discutable. Premièrement, même dans le cas d'un système où l'on contrôle la température de la surface chauffée, la courbe d'ébullition est très conditionnée. Dans la région de l'ébullition par film partiel de vapeur, la variation du flux de chaleur dans le temps à un point donné de la surface peut être très significative. L'utilisation d'une valeur moyenne dans le temps et dans l'espace du flux de chaleur ne reflète des processus physiques que de façon conditionnelle et quantitative. C'est pourquoi, cette courbe peut

être acceptée seulement dans le but d'une simple démonstration; son extrapolation donc sur un autre système physique ayant comme objectif une analyse qualitative des processus réels, est douteuse. Deuxièmement, les courbes d'ébullition tracées imposent une liaison univoque entre le flux de chaleur et la température. Ceci n'admet même pas l'existance des fluctuations de température de la paroi dans le cas d'un flux de chaleur constant (phénomène observé expérimentalement). Ce fait représente un autre défaut de cette illustration.

D'autre part, les raisonements de Groeneveld peuvent également être considérés comme une simple démonstration du changement du comportement de le température de la paroi au moment où le phénomène critique se produit. Dans ce cas, ces raisonnements ne doivent bien sûr pas refléter tous les détails du phénomène considéré. En effet, le concept OID-ODS a été défini en vue d'une application pratique. Présentement, dans l'industrie nucléaire, on utilise la limite inférieure de la région d'assèchement de la paroi (OID) comme critère de sûreté. Pourtant, on vient de voir que pour des flux massiques et/ou titres élevés, il peut exister une région d'assèchement intermittent où la surface est remouillée. Les expériences effectuées sur une réplique conforme d'une grappe de 37 éléments de combustible du CANDU (Groeneveld, 1986) ont démontré une possibilité de l'augmentation de 4 % de sa puissance maximum en utilisant comme critère de sûreté la limite supérieure (ODS) sans aucune conséquence néfaste. Donc, l'objectif principal de ce concept consiste à augmenter la puissance du réacteur (correspondant à une augmentation de la production de l'électricité), tout en conservant un facteur de sûreté appréciable.

Cependant, Groeneveld lui-même souligne que le début d'assèchement lent est très difficile à détecter à cause de l'absence d'une augmentation considérable de température de paroi. C'est pourquoi, la question suivante se pose : qu'est-ce qu'il reflète les données expérimentales obtenues pour cette région dans de différents laboratoires et, par conséquent, les corrélations créées sur leur base : OID ou

ODS? De plus, à des flux de chaleur plus élevés que q'_{ODS} la température continue d'augmenter assez lentement; un critère de sûreté encore meilleur que q'_{ODS} serait donc simplement le flux de chaleur correspondant à l'atteint d'une température maximum admise pour le combustible ou la gaine.

Afin de caractériser la façon dont la température de la paroi se comporte dans les conditions de FCC à de basses pressions et de déterminer, si c'est possible, les paramètres d'écoulement pour lesquels la temperature de paroi augmente d'une manière assez lente, une étude spéciale a été effectuée. Les expériences ont été eefectuées avec la section d'essais de la longueur chauffée de 3.5 m et de l'épaisseur de 2 mm. La disposition des thermocouples utilisée dans une première étape de cette étude, est montrée à la figure 5.4.a. Les thermocouples ayant des numéros pairs et impairs ont été soudés par contact à la même élévation le long de deux génératrices opposées de la surface externe de la section d'essais.

Les figures 5.5 à 5.20 montrent les variations de la température de paroi dans le temps lors de l'augmentation de la puissance appliquée qui est également montrée sur les figures. Dans chaque cas, l'enregistrement a été commencé pour une puissance environ de 1 à 2 kW inférieure à la puissance pour laquelle les premières fluctuations de température de paroi avaient lieu. À cause de leur amplitude faible, ces fluctuations sont presque imperceptibles sur les graphiques; quand même elles avaient lieu dans chacun des cas considérés (figures 5.21 à 5.23). Comme on l'a déjà montré dans le chapitre 4, le film à proximité du point d'assèchement est toujours très mince. C'est pourqoui, ces fluctuations, parfois assez prononcées pour des flux de chaleur un peu plus élevés que le FCC, ne peuvent pas être éxpliquées par l'existence des vagues sur la surface de film. Il est évident que ces vagues, même si elles avaient lieu et leur amplitude était considérablement plus élevée que l'épaisseur moyenne du film, ne pourraient pas provoquer de telles fluctuations de température de la paroi sur une si grande distance. Par exemple, la figure 5.21 montre que les fluctuations de température avait lieu sur la longueur d'au moins

90 mm (la distance entre les thermocouples 1 et 7). Par conséquent, l'origine de ces fluctuations ne peut être reliée qu'à la variation de débit de liquide dans le film laquelle provoque des oscillations de la frontière entre les zones mouillée et sèche.

D'une manière générale, l'analyse des figures 5.5 à 5.20 permet d'aboutir à la conclusion que l'indentification de certains types d'assèchement à partir du comportement de température de paroi n'est pas possible au moins à des pressions faibles et pour des zones chauffées longues (c'est-à-dire, à des FCC relativement faibles). Cette conclusion est basée sur le fait que, malgré la large gamme des paramètres d'écoulement utilisée ($P = 5-40\ bars$; $G = 1000-6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x = 0.29 - 0.75$), aucune tendance dominante dans le comportement de température de la paroi n'a été observé de façon apparente. De plus, le comportement de température sur les côtés opposés du tube chauffé était souvent tellement différent que la classification des types d'assèchement à partir de la mesure de température perd tout son sens. Par exemple, d'après la figure 5.10, la variation de la température $T1$ indique la présence de l'assèchement instable ou même lent, tandis que la variation de la température $T2$ se caractérise par une augmentation de température soudaine typique, selon Groeneveld, pour l'assèchement stable. Ce comportement de température ne peut être expliqué que par une assèchement partiel de la circonférence du tube et par les effets dûs à la conduction thermique axiale et angulaire, aussi bien que par une nature aléatoire du processus d'assèchement. Ces effets s'observent d'une manière la plus flagrante pour des vitesses élevées (figures 5.15, 5.17 et 5.20). Dans ces cas, le comportement de la température de paroi indique l'existance d'un ou plusieurs ruisselets de liquide sur la paroi qui tournent lentement le long de la circonférence du tube. Les caractéristiques de la variation de température à tous les niveaux (figure 5.15) démontre que la longueur de ces ruisselets peut être assez élevée (plus que 90 mm). Pourtant, ce phénomène n'est pas systématique et ne est pas toujours observé (figure 5.16).

Pour étudier plus en détail l'évolution du champ de température de paroi lors de son assèchement, une étude additionnelle a été effectuée. Dans ce cas, la température était mesurée avec 16 thermocouples dont l'emplacement est montrée à la figure 5.4.b. Les résultats de cette étude sont présentés sur les figures 5.24 à 5.38. D'une manière générale, ils confirment les conclusions déjà faites sur le caractère complexe du processus d'assèchement et de l'impossibilité de l'élaboration d'une classification des types d'assèchement seulement se basant sur le comportement de la température de paroi. Ces expériences confirment la présence d'un seul ruisselet de liquide sur la paroi à des vitesses massiques élevées ainsi que sa rotation (figures 5.32, 5.34, 5.35 et 5.38). La comparaison des figures 5.32 et 5.34 montre que cette rotation peut se produire dans les directions différentes ou même plus, le ruisselet peut effectuer des mouvements oscillants complexes (figure 5.38).

Ceci démontre que les déplacements de ruisselet ne sont pas provoqués par une force externe qui est toujours orientée uniquement. Par exemple, la force de Coriolis due à la rotation de la Terre et au mouvement radial de la vapeur qui, de deux côtés opposés du tube, quitte le film en sens opposé ne causait la rotation de la vapeur dans le noyau et, par frottement, la rotation du film de liquide et du ruisselet que dans une seule direction. Il existe alors une ou bien plusieurs autres raisons qui conditionnent la rotation du ruisselet. Parmi ces raisons, c'est la force réactive qui semble être le plus conforme. Cette force apparaît toujours lors de l'évaporation et est réliée à la différence entre les densités de la vapeur et l'eau. Cette différence cause le changement des vitesses et des quantités de mouvement à l'interface et, par conséquent, l'apparition de la force normale à l'interface. La force réactive par l'unité de surface peut être écrite sous la forme suivante (figure 5.39.a) :

$$R = \rho_v v_v (v_v - v_l) = \rho_v {v_v}^2 \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \quad . \tag{5.1}$$

La vitesse de la vapeur est proportionnelle au flux de chaleur :

$$v_v = \frac{q'}{\rho_v h_{fv}} \quad . \tag{5.2}$$

Alors :

$$R = \frac{q'^2}{\rho_v h_{fv}{}^2} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \quad . \tag{5.3}$$

Dans un cas idéal présenté schématiquement à la figure 5.39.a (tube parfaitement rond, paroi lisse, ruisselet absolument symétrique), la résultante générale de cette force est nulle. En réalité (la figure 5.39.b), chaque tube a des défauts inévitables de fabrication comme un certain excentricité ou une certaine variation de l'épaisseur de paroi et, ainsi, le flux de chaleur est légèrement non-uniforme au niveau du périmètre même avant l'apparition du ruisselet. Lorsque le ruisselet se forme, la partie asséchée de la paroi se surchauffe et la transfert angulaire de chaleur apparaît. La distribution du flux de chaleur vers l'intérieur du canal devient très asymétrique. De plus, à cause des assèchements succesifs de la paroi au cours des expériences, une couche de dépôt (par exemple, de magnétite) d'épaisseur variable peut se former à proximité de la sortie de la section chauffée. Cette couche, premièrement, change localement l'état de la surface de la paroi et, deuxièmement, provoque une déformation supplémentaire complexe de la distribution du flux de chaleur due à la résistance thermique variable le long de la circonférence du tube. Notons que la distribution considérée du flux de chaleur peut être différente le long du canal. Ainsi, le flux de chaleur en dessus du ruisselet n'est pas uniforme. La distribution superficielle de la force réactive qui est proportionnelle au carré du flux de chaleur ne sera également pas uniforme. Dans ce cas, la résultante générale de cette force, F_r, ne sera pas non plus nulle. En absence de l'écoulement de la vapeur à l'intérieur du canal, cette force pourrait être compensé par le changement de la forme de l'interface et le ruisselet ne déplacerait pas ou s'arrêterait rapidement. Cependant, ce n'est pas le cas du ruisselet qui est exposé à l'action dynamique du flux de vapeur à des vitesses très élevées qui force le ruisselet d'être symétrique dans le

plan médiateur du canal. Par conséquent, le ruisselet peut être mis en mouvement dont la direction dépend de l'état initial de la surface de la paroi et de la position initiale du ruisselet. Lors de son déplacement le long du périmètre du tube, la magnétite se dépose sur la paroi (surtout intensément aux frontières du ruisselet). Dans ce cas, la direction de sa rotation peut changer après avoir complété un tour ou bien plutôt si le ruisselet atteint une autre particularité sur la paroi.

Quelle que soit la raison de sa rotation la présence d'un ruisselet assez stable sur une paroi partiellement asséchée pose une question importante sur la possibilité de l'existence d'un écoulement annulaires–dispersé avec le film de liquide sur toute la circonférence du tube pour des vitesses massiques et des titres élevés. Si la rupture du film et de la formation d'un ruisselet est un phénomène général pour ces écoulements, il existe alors un autre mécanisme responsable du FCC, qui n'est pas relié à l'évaporisation complète du film. Probablement, dans un tel cas, on peut parler d'un autre titre–frontière au delà duquel la notion du FCC perd son sens parce qu'une partie de la circonférence du tube sera toujours sèche à cause d'une raison hydrodynamique. Ce problème ne peut être résolu qu'en étudiant le FCC dans des tubes considérablement plus longs que ceux utilisés. Cependant, si l'on interprète L_{and} comme la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire–dispersé a le film continu sur toute la circonférence du tube, une corrélation empirique reliant q'_{cr} et L_{and} sera tout à fait fiable. D'autre part, un modèle physique doit obligatoirement tenir compte du phénomène qui amène à un assèchement partiel de la paroi lorsque le débit de liquide dans le film n'est pas nul.

Les expériences effectuées demontrent que, pour le domaine étudié, l'assèchement lent, comme un phénomène physique particulier, n'existe pas. Cela découle également de l'analyse du transfert de masse entre le noyau et le film qui démontre que la précipitation de gouttelettes du noyau vers le film est très limitée ou même absente. Même si cette précipitation devient possible lorsque le film de liquide s'épuise et par conséquent le flux de vapeur qui le quitte disparaît, l'inertie de

gouttelettes fera que l'intensité de ce processus ne sera élevée que très loin en amont du point d'assèchement. D'autre part, à cause de l'accélération élevée du mélange dans le noyau, une telle structure fragile comme celle de l'écoulement par écume ne peut pas exister. Cela découle des raisonnements suivants. La stucture de l'écoulement par écume peut être représentée comme un système consistant de nombreuses cellules de vapeur cubiques identiques à l'arête L séparées par des cloisons de l'épaisseur δ. Le taux de vide du tel système peut être écrit sous la forme suivante :

$$\alpha_{ec} = \frac{L^3}{(L+\delta)^3} = \left(1 + \frac{\delta}{L}\right)^{-3} \quad . \tag{5.4}$$

Alors,

$$\frac{\delta}{L} = \alpha_{ec}^{-\frac{1}{3}} - 1 \quad . \tag{5.5}$$

Dans le cas de l'écoulement par écume, le taux de vide peut être déterminé assez précisement à partir du modèle homogène. À la figure 5.40, le rapport δ/L est présenté en fonction du titre à la sortie du tube pour des pressions différentes. On peut voir qu'à des titres $x \geq 0.5$, pour lesquels, selon Groeneveld (1986), l'assèchement lent est plus probable, $\delta/L \leq 10^{-2}$. En tenant compte que les dimensions des cellules de vapeur ne peuvent pas être trop grandes, les cloisons de l'écume doivent être extrêmement minces. Il est très peu probable que cette stucture soit suffisamment stable pour exister dans les conditions des vitesses et des accélérations du mélange très élevés qui ont lieu à des pressions faibles. Par exemple, pour une pression $P = 5\ bars$ et un flux de chaleur $q' = 2000\ kWm^{-2}$, la variation de vitesse du mélange sur une distance de 1 mm le long du canal chauffé est :

$$\Delta v_{mel} \approx \frac{\Delta x G}{\rho_v} = \frac{4q'\Delta z}{h_{fv} d \rho_v} \approx 0.2\ m/s \quad .$$

Par conséquent, des forces de deformation relativement élevées exercées sur chaque cellule de vapeur doivent amener à ce que l'écoulement par écume ne puisse pas exister sur une grande distance le long du canal à la fin de la zone chauffée.

5.2 Chute de température de la paroi avant le FCC

Analysons maintenant un autre phénomène qui accompagne parfois le FCC : une diminution rapide de température de la paroi de quelques degrés qui se produit un peu avant que l'assèchement ait lieu (Groeneveld, 1975; Beattie et Lawther, 1986). Ce phénomène a été observé à peu près pour le tiers des expériences de FCC dans l'étude actuelle. Cependant, il a été impossible d'identifier un range de paramètres d'écoulement pour lequel ce phénomène a été observée plus fréquemment. Les figures 5.41 à 5.45 donnent quelques exemples de la variation de la température de la surface externe de la paroi au voisinage de la sortie de la section d'essais en fonction de la puissance appliquée. Sur les mêmes figures, les variations de la surchauffe de la surface interne par rapport à la température de saturation sont également présentées. Cette surchauffe était déteminée à partir des expressions suivantes :

$$\Delta t_{surch}^{mes} = t_{mes} - \Delta t_p - t_{sat} \quad , \tag{5.6}$$

$$\Delta t_p = t_{mes} + \frac{1}{b} - \sqrt{\left(\frac{1}{b} + t_{mes}\right)^2 - \frac{q''' d_{ext}^2}{2bk_0}\left[2ln\frac{d_{ext}}{d_{int}} + \left(\frac{d_{int}}{d_{ext}}\right)^2 - 1\right]} \quad . \tag{5.7}$$

$$q''' = \frac{4Q}{\pi(d_{ext} - d_{int})^2 L} \quad , \tag{5.8}$$

où :

t_{mes} : température mesurée de la surface externe de la paroi,

Δt_p : chute de température dans la paroi,

d_{ext} et d_{int} : diamètres externe et interne du tube respectivement,

k_0 et b : paramètres déterminant la dépendance vis-à-vis la température du coefficient de conductivité de l'INCONNEL 600 [$k = k_0(1 + bt)$; $k_0 = 14.23\ Wm^{-1}{}^{\circ}C^{-1}$, $b = 1.095 \cdot 10^{-3}\ {}^{\circ}C^{-1}$].

Il faut noter que les surchauffes déterminées à partir de cette procédure semblent être trop élevées. Ceci peut être expliqué par la présence d'une couche de magnétite

d'une épaisseur indéterminée sur la surface interne du tube qui représente une résistance thermique supplémentaire. La procédure que nous venons de décrire ne tient pas compte de cette couche. Toutefois, cet effet ne doit pas altérer les tendances générales du compotement de la température de paroi pour un essai donné. Soulignons également qu'à partir des raisonnements physiques, la surchauffe de paroi ne peut pas non plus être très petite. Si l'ébullition dans le film n'a pas lieu, toute la vapeur qui quitte le film provient de l'évaporation sur l'interface film-noyau. Par conséquent, pour assurer un flux de vapeur élevé, cette interface doit avoir une température plus élevée que celle de saturation. Alors, la surchauffe de la paroi doit être davantage plus élevée que celle de l'interface.

Les figures 5.41 à 5.43 montrent clairement qu'à une puissance entre 2 et 6 kW moins élevée que celle critique, la température de paroi s'abaisse rapidement et à partir de ce moment-ci, la surchauffe commence à diminuer. Cette diminution de la surchauffe continue jusqu'au FCC. L'examen des figures 5.44 et 5.45 permet d'aboutir à la conclusion que même dans les cas pour lesquels aucune chute de température de paroi n'a été enrégistrée, un changement de la pente de la dépendance de la surchauffe vis–à–vis la puissance appliquée a également lieu.

Présentement, il existe quelques explication de ce phénomène. Par exemple, selon Groeneveld (1975), la chute de température résulte d'une décélération du film de liquide juste en amont de la position de l'assèchement et du commencement de l'ébullition dans le film ralenti. Cette ébullition provoque une augmentation du coefficient de transfert de chaleur et une diminution conséquente de la température de paroi. D'après Beattie et Lawther (1986), l'ébullition dans le film a probablement toujours lieu, mais lorsque le film devient très mince, les bulles de vapeur se restructurent et forment une couche "écumeuse" spécifique. La chute de température de paroi est la conséquence de la restructuration de la couche bouillante dans le film. Malheureusement, les explications des auteurs sur l'origine physique de la formation de cette couche et sur ses propriétés sont trop ambiguës pour en

faire une certaine conclusion. C'est pour cette raison, seulement les hypothèses de Groeneveld (1975) seront analysées.

Si on ne considère pas l'origine du commencement de l'ébullition dans le film de liquide sur la paroi, on peut conclure que Groeneveld postule en réalité le même mécanisme qu'on utilise habituellement pour expliquer une chute de température observée lors du commencement d'ébullition en convection forcée (Collier et Thome, 1994). On suppose que cette chute a également lieu en raison de l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur lors du commencement de l'ébullition. Cette augmentation, pour un flux de chaleur constant, doit provoquer une diminution de la tempéraure de paroi. Cependant, si la surchauffe nécessaire pour que l'ébullition juste commence et la surchauffe de la paroi quand l'ébullition devient déjà plus ou moins développée sont les mêmes, il est alors difficile à expliquer pourquoi l'ébullition ne s'arrête pas tout de suite après cette diminution de température. Dans ce cas, au lieu d'une seule chute de température, un processus oscillatoire devrait probablement avoir lieu. De plus, il faut noter que cette chute de température est caractéristique surtout pour le début de l'ébullition en convection forcée, mais elle ne s'observe pas toujours lors de l'ébullition en réservoir. Dans le dernier cas, cette chute n'a généralement lieu que dans les systèmes où l'ébullition se produit sur des surfaces en absence de sites de nucléation actifs, par exemple, sur des surfaces bien polies ou somises à l'action d'une pression élevée avant d'être chauffée, et son début s'explique plutôt par les effets reliés à l'état métastable du fluide; ou dans les cas particuliers des fluides à des pression anormalement faibles ou des métaux liquides. Pourtant, il est clair que la différence entre les deux coefficients de transfert de chaleur (dû à la convection et dû à l'ébullition) sera plus élevée en absence de convection forcée et ceci devrait entraîner des chutes de température plus prononcées dans le cas de l'ébullition en réservoir. Considérons aussi une autre explication de ce phénomène donnée par Kenning (1977). Il suppose que, pour des liquides bien dégazés avec un angle de contact faible, la chute de température a lieu

immédiatement en aval du point de commencement d'ébullition et est causée par des bulles de vapeur qui passent au–dessus des sites de nucléation instables, les activent et provoquent ainsi une augmentation du coefficient de transfert de chaleur. Mais si la surchauffe nécessaire pour que l'ébullition commence et la surchauffe de la paroi quand l'ébullition devient développée sont identiques, on arrive à la même contradiction : après la diminution de température, tous les sites de nucléation, qui était instables avant le passage des premières bulles "activantes", peuvent devenir de nouveau instables ou même non–actifs.

L'analyse que nous venons de faire montre que l'explication de la diminution de température de paroi simplement à partir du changement brusque du coefficient de transfert de chaleur lors du commencement d'ébullition n'est pas tout à fait correcte. C'est pourquoi, considérerons ce processus plus en détail. La condition de la croissanse d'un embryon de bulle de vapeur à l'intérieur d'une cavité de paroi demande une surchauffe du liquide au–dessus de cet embryon (donc une surchauffe de la paroi) à cause de l'excès de la pression dans la cavité dû à la courbure de l'interface liquide–vapeur. Dans le cas d'un fluide immobile, cette courbure et la surchauffe nécessaire peuvent être déterminées directement à partir du rayon de la cavité, r_c, et de l'angle de contact, θ (figure 5.46.a). Toutefois, ce n'est pas le cas pour l'ébullition en convection forcée. À une vitesse élevée du fluide, la surface de l'embryon en croissance peut se déformer, même si le rayon de cavité est assez petit (figure 5.46.b). Dans ce cas, la surface de l'embryon sur le côté exposé à l'écoulement du fluide sera assez plate, mais la pression en dessous de cette surface sera quand même plus élevée en raison de la poussée dynamique du fluide. Sur l'autre côté de l'embryon de bulle, le rayon de courbure moyenne donné par :

$$r_{courb} \approx 2\left(\frac{1}{r_c} + \frac{1}{r_*}\right)^{-1} = \frac{2r_* r_c}{r_* + r_c}$$

sera plus petit que celui qui aura lieu en absence de l'écoulement. Ainsi, on peut conclure que dans le cas de l'écoulement du liquide, la pression à l'intérieur des

embryons de bulle en croissance et, par conséquent, la surchauffe de paroi doivent être plus élevées.

Cependant, le processus de la croissance des embryons de bulles ne représent que la première étape du commencement de l'ébullition. Pour être arrachées, les bulles de vapeur doivent d'abord s'agrandir considérablement. Il est clair que les processus de croissance des bulles seront fort distincts sans et avec l'écoulement de liquide (figure 5.47). Lors de l'ébullition en réservoir, la vaporisation du liquide a généralement lieu dans une microcouche de liquide qui se forme entre la paroi et la bulle en croissance (figure 5.47.a). Dans le cas de l'ébullition en convection forcée à des vitesses élevées, la formation de ces microcouches n'est probable que sur le côté non-exposé à l'écoulement (figure 5.47.b). Pourtant, la frontière paroi-liquide-vapeur peut être déplacée et même expulcée de la cavité dans la direction de l'écoulement par la poussée dynamique. On a donc la situation semblable à celle qui a lieu lors de l'ébullition des liquides sur des surfaces hydrophobes. Dans ce cas, la chaleur de la surface se transmet, de façon générale, directement à la vapeur ce qui amène à sa surchauffe et à une diminution significative de l'évaporation du liquide sur l'interface vapeur-liquide (figure 5.47.c). Par conséquent, dans les systèmes à des surfaces hydrophobes, la surchauffe de la surface lors de l'ébullition est plus élevée, tandis que le taux de transfert de chaleur est significativement plus basse.

Un autre mécanisme qui peut amener à une surchauffe supplémentaire de la vapeur dans les bulles en croissance lors de l'ébullition en convection forcée c'est une circulation interne de vapeur dans la cavité induite en raison de la mobilité de l'interface vapeur-liquide (figure 5.47.b). Dans ce cas, la chaleur à l'intérieur de la cavité peut se transmettre par convection. Ce phénomène doit être surtout important si la surface est couverte de couche de dépôt à faible coefficient de conductivité et donc à un gradient de température interne très élevé.

L'analyse que nous venons de faire montre que la surchauffe réelle nécessaire

pour que l'ébullition en convection forcée commence dépend fortement de l'état concret de la surface chauffée. Cela rend presque impossible l'analyse quantatative des processus considérés. Quoi qu'il en soit, la conclusion qualitative que la surchauffe de paroi nécessaire pour que l'ébullition commence doit augmenter avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement ou, plus correctement, du gradient de vitesse du fluide sur la paroi, semble la plus logique.

Analysons maintenant les processus qui se produisent à proximité de la paroi dès que l'ébullition commence dans les conditions de la convection forcée. Juste avant de l'arrachement des premières bulles de vapeur, le liquide près de la paroi peut être significativement surchauffé par rapport à la température de saturation. D'autre part, à partir des principes géométriques (les embryons de bulles représentent une espèce de sphéroïdes aplatis par l'écoulement comme le montre la figure 5.47.b), il est clair que le rayon equivalent de la bulle arrachée du site de nucléation peut être plus grand que le rayon minimum de courbure de l'interface liquide–vapeur avant son arrachement. Dans ce cas, la pression de vapeur à l'intérieur de la bulle sera plus petites qu'avant. Par conséquent, la vaporisation du liquide sur l'interface de cette bulle doit continuer à avoir lieu malgré que la bulle s'éloigne de la paroi et que la température de liquide l'entourant diminue vers le centre du canal. Cela amène à ce que, durant un certain temps après son arrachement, le volume de la bulle et son rayon de courbure augmenterons. Par conséquent, la pression interne de vapeur diminuera et provoquera une augmentation du taux d'évaporation du liquide sur l'interface. Cette évaporation sera plus intense sur le côté de la bulle orienté vers la paroi où la température du liquide est plus élevée. Ainsi, lors du mouvement de cette bulle le long de la surface chauffée, une composante transversale de la vitesse de liquide dans la direction de la paroi apparaît. Bien sûr, cette composante est extrêmament petite et peut provoquer un certain effet sur d'autres sites de nucléation seulement dans le cas où la bulle passe tout près d'eux. Cependant, avec l'activation des premiers sites de nucléation, d'autres

mécanismes qui perturbent l'écoulement près de la paroi apparaissent. Il s'agit, premièrement, d'une perturbation locale du champ de vitesse de liquide autour d'une bulle de vapeur et, deuxièmement, d'une diminution de la vitesse moyenne de liquide près de la paroi accompagnée d'une augmentation dans la zone centrale du canal dues au changement de la section de passage pour la phase liquide. Tout cela entraîne que, à proximité de la paroi, l'écoulement cesse d'être unidirectionnel, tandis que le gradient de la vitesse axiale diminue. Par conséquent, la poussée dynamique de la part du liquide sur les embryons de bulles de vapeur s'afaiblit et donc la surchauffe nécessaire pour que ces sites de nucléation soient actifs diminue. Alors, on a une espèce de réaction en chaîne qui, dans les conditions du liquide qui avait une surchauffé initiale plus élevée que celle observée lors de l'ébullition en réservoir, conditionne le développement très rapide de l'ébullition. Dans ce cas, la température de paroi peut diminuer à cause d'une augmentation du coefficient de transfert de chaleur, mais l'ébullition continuera quand même d'avoir lieu. La raison en est que la surchauffe nécessaire pour maintenir une certaine intensité d'ébulition correspondant au flux de chaleur et à la vitesse d'écoulement données diminuera au fur et à mesure que l'ébullition se développe jusqu'au moment où la surchauffe atteint une valeur d'équilibre.

Il faut tenir compte qu'une augmentation prononcée de la surchauffe de paroi nécessaire pour que l'ébullition commance doit correspondre à des vitesses assez élevées. Cela découle de la considération de l'interaction entre l'écoulement de liquide et les bulles de vapeur sur la paroi. La poussée dynamique de la part de l'écoulement sur les bulles, P_{dyn}, peut être représentée sous la forme suivante :

$$P_{dyn} \sim \rho_l \overline{u_l}^2,$$

où $\overline{u_l}$ est une vitesse moyenne de liquide sur la distance égale à la dimension moyenne de la partie d'un embryon de bulle sailliant hors de la paroi. L'ordre de grandeur de cette dimension caractéristique n'excède probablement pas quelques

microns. Alors, pour que cette poussée dynamique produisse un certain, le gradient de vitesse près de la paroi doit être très élevé.

En reprenant la considération des écoulements annulaires-dispersés analysons la variation du gradient de vitesse du liquide dans le film le long du canal. En utilisant la procédure décrite dans le chapitre 4, le gradient de vitesse près de la paroi peut être facilement calculé à partir de l'expression suivante :

$$\frac{dv}{dy} = \frac{\tau_w}{\mu_l} \quad . \tag{5.9}$$

Les figures 5.48 et 5.49 représentent des exemples de la variation de dv/dy, ainsi que de l'épaisseur du film le long du canal lors du FCC pour les mêmes pressions et vitesses massiques, mais pour des longueurs chauffées différentes. On peut voir que le gradient de vitesse augmente constamment le long du canal et sa valeur à la sortie de la section peut être très élevée. Par exemple, la valeur du gradient de vitesse égale à $1.6 \times 10^6 s^{-1}$ correspond à une vitesse moyenne sur la distance de 1 μ de la paroi de 0.8 ms^{-1}. Les calculs montrent aussi qu'une augmentation de la vitesse massique provoque une augmentation générale du gradient de vitesse malgré la diminution correspondante du titre thermodynamique à la sortie de la zone chauffée. Ce sont probablement ces valeurs extrêmement élevées du gradient de vitesse près de la paroi qui conditionnent la suppression de l'ébullition après la formation d'un écoulement annulaire-dispersé. Mais à partir des figures 5.48 et 5.49, on peut tirer une autre conclusion, plus importante dans le cas considéré : si au fur et à mesure que le flux de chaleur approche du FCC, l'ébullition dans le film de liquide commence quand même à avoir lieu, cela doit se produire en amont de la sortie du canal, dans la zone où le gradient de vitesse est plus petit. Alors, si le commencement d'ébullition ne détruisait pas le film et entraînait une chute de température de la paroi, lors de l'augmentation de la puissance appliquée, elle devrait s'observer d'abord en amont et, seulement après, à la sortie de la zone chauffée. Pourtant, c'est une tendance contraire qui a été constatée au cours de

nos expériences (figure 5.50).

Revenons maintenant à l'explication de la chute de température donnée par Groeneveld (1975). Selon lui, la chute de température résulte d'une décélération du film de liquide à proximité d'une zone sèche et du commencement de l'ébullition dans le film ralenti. Cette conclusion est basée sur l'étude photographique de Parsons et Bundrett (1972) qui ont observé le commencement d'ébullition juste en amont de la position de l'assèchement. Analysons également ces observations. Le commencement d'ébullition dans le film a été observé lors des essais effectués à des vitesses massiques très faibles ($G = 270\ kgm^{-2}s^{-1}$). Dans ce cas, le gradient de vitesse près de la paroi ne peut pas être très important même pour des titres d'écoulement élevés. Donc l'ébullition dans le film est plus probable. Mais la chose la plus importante est que cette ébullition a été observée juste en amont de la position de l'assèchement, c'est-à-dire, déjà dans les conditions du FCC. Cependant, les figures 5.41 à 5.43 montrent clairement que la chute de température a lieu aux flux de chaleur significativement inférieurs aux FCC. Cette chute peut même être considérée comme un précurseur du FCC. Notons que, d'après Beattie et Lawther (1986), la chute de température a été considérée de manière analogue par les opérateurs des installations expérimentales des laboratoires de la Commission de l'Énergie Atomique de l'Australie. En analysant les courbes d'ébullition présentées par Groeneveld (1975) pour le fréon, on peut également voir qu'une diminution de température commence à avoir lieu à des flux de chaleur inférieurs aux FCC de 10 à 20 %.

Par conséquent, il doit exister une autre raison physique responsable de la chute de température avant l'assèchement de la paroi. Selon l'auteur, ce ne peut être que l'amincissement du film de liquide sur la paroi jusqu'au point où le transfert de chaleur par conduction devient prédominant. Dans ce cas, la résistance thermique du film et, par conséquent, la surchauffe de la paroi diminue simultanément avec la diminution de l'épaisseur du film causée par l'augmentation de la puissance ap-

pliquée. Soulignons que seulement ce mécanisme permet d'expliquer la diminution de la surchauffe de la paroi avec l'augmentation de la puissance (figures 5.41 à 5.43), car lors de l'ébullition, la surchauffe continuerait d'augmenter et c'est seulement la pente de cette augmentation qui serait plus faible.

Pour démontrer cette hypothèse, supposons que la distribution de vitesse dans le film de liquide est semblable à celle qui a lieu dans un écoulement monophasique turbulent dont la contrainte de cisaillement est la même. Il est connu que pour un écoulement monophasique du fluide dont le nombre de Prandtl (qui caractérise le rapport entre le transfert de quantité de mouvement et celui de chaleur) est égal à 1, les distributions de vitesse et de température sont presque identiques (Ibragimov et al., 1978). Pour l'eau, le nombre de Prandtl est très proche de 1 dans une grande gamme de pressions. Alors, la distribution de température à l'intérieur du film peut être représentée par le profil de vitesse pour un écoulement monophasique turbulent dont la contrainte de cisaillement est la même. Supposons également que la température à l'interface du côté du liquide est égale à t_{sat}. À la figure 5.51, les distributions de température à l'intérieur du film sont schématiquement présentées pour deux épaisseurs de film différentes. L'analyse de cette figure permet de conclure que, pour des films relativement épais, la valeur de la surchauffe de la paroi $\Delta t_{surch} = t_p - t_{sat}$ est assez proche de la valeur de la différence de température $\Delta t_{conv} = t_p - \bar{t}$ qui est utilisée pour caractériser le transfert de chaleur en convection forcée : $q' = h(t_p - \bar{t})$. Par exemple, si le profil de température dans le film se décrit par la fonction $(1 - 2r/d)^{0.1}$, la différence entre Δt_{conv} et Δt_{surch} n'excède pas 20 % pour toutes les épaisseurs du film à partir de 0.1 mm ($d = 8$ mm). Ainsi, la condition à laquelle le transfert de chaleur par conduction devient prédominant peut être déterminée par comparaison entre Δt_{conv} pour un écoulement monophasique turbulent dont la contrainte de cisaillement est la même que pour l'écoulement annulaire–dispersé, et la surchauffe de la paroi Δt_{cond} qui aurait lieu si la chaleur se transférait à travers le film seulement par conduction. La valeur minimum de

ces deux différences de température correspondra approximativement à la valeur réelle de la surchauffe de la paroi.

La surchauffe de la paroi peut être évaluée à partir des relations suivantes :

$$\Delta t_{surch}^{ev} = min\,(\Delta t_{conv}, \Delta t_{cond}) \quad , \tag{5.10}$$

$$\Delta t_{conv} = \frac{q'd}{Nuk_l} \quad . \tag{5.11}$$

$$Nu = 0.023 Re_e^{0.8} Pr^{0.4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_{lw}}\right)^{0.11} \quad , \tag{5.12}$$

$$Re_e = \frac{\rho_l \overline{v}_e d}{\mu_l} \quad , \tag{5.13}$$

$$\Delta t_{cond} = \frac{q'd}{2k_l} ln \frac{d}{d-2\delta} \quad , \tag{5.14}$$

où $\overline{v}_e$ est une vitesse équivalente moyenne d'un écoulement monophasique turbulent dont la contrainte de cisaillement est la même que pour l'écoulement annulaire–dispersé. Elle peut être déterminée à partir de la relation de Blasius :

$$\overline{v}_e = (25\tau_w)^{4/7} \left(\frac{d}{\mu_l}\right)^{1/7} \rho_l^{-3/7} \quad . \tag{5.15}$$

Supposons également que tous les paramètres du film (le débit de liquide dans le film, son épaisseur, la contrainte de cisaillement, etc.) à la sortie de la zone chauffée aux flux de chaleur q' légèrement moins élevés que ceux critiques q'_{cr} peuvent être reliés à ceux qui ont lieu au moment du FCC, mais à une certaine distance en amont de la sortie par les relations suivantes :

$$A_{sor}(q') = A_z(q'_{cr}) \quad , \tag{5.16}$$

$$z = L\frac{q'}{q'_{cr}} \quad , \tag{5.17}$$

où A_{sor} et A_z désignent chacun des paramètres d'écoulement dans le film. Cette supposition simplifie beaucoup la détermination des caractéristiques du film et permet d'utiliser les procédures de calcul déjà développés auparavant.

Les surchauffes de la paroi calculées selon cette procédure sont présentées aux figures 5.52 à 5.56 par des lignes solides. Sur les mêmes figures, les surchauffes effectives Δt^{eff}_{surch} que la paroi aurait, si elle était couverte d'une couche de magnétite d'une épaisseur δ_m, sont également présentées par des lignes à traits. L'épaisseur de cette couche hypothétique était calculée à partir de la formule suivante :

$$\delta_m = \frac{d}{2}\left\{1 - exp\left[\frac{2k_m\,(\Delta t^{mes\ max}_{surch} - \Delta t^{ev}_{surch})}{q'd}\right]\right\} \quad . \tag{5.18}$$

Le coefficient de conductivité thermique de la magnétite k_m a été posé égal à 1 $W\ m^{-1o}\ C^{-1}$. Les valeurs de δ_m sont indiquées également aux figures 5.52 à 5.56.

Il faut noter que même en absence d'une couche de dépôt sur la paroi, entre cette dernière et l'écoulement, il existe toujours une certaine résistance thermique effective en raison des cavités de la surface de paroi remplies de mélange d'air et de vapeur. Par conséquent, il existe toujours une certaine surchauffe de la paroi, surtout à des flux de chaleur élevés. Puisque les coefficients de conductivité thermique de l'air et de la vapeur sont considérablement plus faibles que celui de la magnétite, les épaisseurs calculées ne représentent qu'une éstimation supérieure. En réalité, les épaisseurs des couches de dépôt sur la paroi peuvent être plus minces. D'autre par, l'épaisseur de paroi elle–même se caractérise par une certaine tolérance (au cours de la présente étude, on a utilisé les tubes dont la tolérance sur l'épaisseur est de 5 %). Il existe aussi une incertitude dans la mesure de température causée par le contact thermique entre le thermocouple et la paroi. Mis à part l'incertitude de la mesure de la surchauffe, il existe encore plusieurs facteurs qui influencent les résultats. Parmi eux, on peut énumérer la variation de puissance appliquée par paliers; la dispersion des valeurs instantanées de la puissance; les fluctuations naturelles de l'épaisseur du film et son assymétrie angulaire et le fait que l'épaisseur du film avant son épuisement complet devient du même ordre de grandeur que les dimensions caractéristiques des aspérités de la surface chauffée. Ainsi, l'introduction de cette couche de magnétite hypothetique

représente l'un des moyens possibles pour comparer des surchauffes mesurées avec celles calculées.

L'épaisseur de la couche de magnétite, δ_m, a été également utilisée dans le calcul de la surchauffe nécessaire pour que l'ébullition ait lieu :

$$\Delta t_{surch}^{eb} = \frac{q'd}{2k_m} ln \frac{d}{d-2\delta_m} + \left(\frac{0.9234q'}{P^{1.156} 1.8^{2.16/P^{0.0234}}} \right)^{P^{0.0234}/2.16} \quad , \qquad (5.19)$$

où le deuxième terme représente la surchauffe nécessaire pour que l'ébullition ait lieu. Ce terme a été obtenu à partir de la corrélation de Bergles et Rohsenow (1964) qui donne le flux de chaleur nécessaire pour le commencement d'ébullition :

$$q' = 1.083 P^{1.156} (1.8 \Delta t_{surch})^{2.16/P^{0.0234}} \quad . \qquad (5.20)$$

Ces surchauffes qui ont été calculées à titre de comparaison sont présentées aux figures 5.52 à 5.56 par des lignes à traits et points.

L'analyse des figures 5.52 à 5.56 permet de tirer les conclusions suivantes :

- la surchauffe réelle de la paroi est toujours plus élevée que celle qui, d'après la corrélation de Bergles et Rohsenow, est nécessaire pour que l'ébullition ait lieu;

- dans la plupart des cas considérés, la surchauffe de la paroi, calculée à partir de la suppositon que l'épaisseur du film s'amincit et la conductivité thermique devient prédominante, commence à diminuer rapidement presque aux mêmes puissances pour lesquelles la chute de température de la paroi avant le FCC et la diminution consécutive de la surchauffe sont observées.

Selon la prémière conclusion, l'ébullition dans le film doit avoir lieu bien avant que le FCC se produise et sur toute la longueur du canal où l'écoulement annulaire–dispersé existe. Ceci n'est pas confirmé par des études expérimentales sur ce sujet. D'ailleurs, il est très difficile de supposer qu'une ébullition intense peut

être présente dans le film extrêmement mince sans le détruire presque immédiatement après l'apparition de l'écoulement annulaire–dispersé. Ainsi, c'est la corrélation de Bergles et Rohsenow, qui n'est pas valide aux conditions des écoulements annulaires–dispersés où le gradient de vitesse près de la paroi est très élevé.

Quant à la deuxième conclusion, elle ne représente que l'indication permettant de déduire que le mécanisme responsable de la chute de température avant le FCC a été correctement déterminé. Le problème consiste en ce que la chute de température avant le FCC est toujours brusque tandis que la diminution de la surchauffe de la paroi due au fait que l'épaisseur du film s'amincit lors de l'augmentation de puissance, étant assez abrupte dans le système des coordonnées $(\Delta t_{surch}, Q)$, peut être assez graduelle dans le temps car elle dépend de l'allure de l'augmentation de puissance. Ainsi, avant le FCC, un certain processus doit se produire qui entraîne un amincissement du film à la sortie de la zone chauffée.

On peut envisager deux possibilités. Premièrement, cela peut être un processus qui a lieu à l'extérieur de la zone chauffée. Par exemple, la surchauffe élevée de la paroi et du liquide dans le film peut entraîner que l'assèchement de la paroi se produise d'abord en aval de la sortie de la zone chauffée. Si le conduit est convenablement isolé thermiquement et les pertes de chaleur sont absentes ou très limitées, l'évaporation intense du liquide au niveau de l'interface film–vapeur continuera d'avoir lieu en aval de la zone chauffée. De plus, le titre d'écoulement ainsi que le gradient de pression sont les plus élevés à la sortie du conduit. Alors, l'évaporation du liquide due à une diminution de la température de saturation le long du canal en aval de la zone chauffée est également la plus élevée. D'autre part, même si la précipitation de gouttelettes du noyau de vapeur peut recommancer lorsque le flux de chaleur disparaît, l'inertie des gouttelettes rend presque impossible une alimentation intense du film immédiatement après la zone chauffée. Ainsi, un tarissement partiel du film et l'apparition de surfaces sèches peuvent se produire en aval de la zone chauffée. Ceci doit entraîner une restructuration rapide du film et selon

toute probabilité la formation d'un ruisselet de liquide sur la paroi en aval de la zone chauffée. Cette formation du ruisselet peut s'accompagner de l'apparition en amont, dans la zone chauffée, d'une distribution angulaire non-uniforme du débit. Dans ce cas, le débit de liquide peut diminiuer localement, ce qui causera une diminution rapide de l'épaisseur du film et ainsi une chute de température de la paroi. Cependant, il est peu probable que cette restructuration du film ait lieu à plusieurs reprises. Une fois que le changement de la forme d'écoulement s'est produit, le comportement de température de la paroi doit être assez graduel. On ne peut pas donc expliquer des chutes consécutives de température (figure 5.50). Si toutefois quelques restructurations du film ont bien lieu en aval de la zone chauffée, ceci devrait entraîner des chutes simultanées de température partout le long de la zone affectée une fois que le phénomène a été redéclenché. Ceci n'est pas observé puisqu'aucune chute additionnelle de température ne se produit à l'endroit où la première chute a été observée (figure 5.50), indiquant par là qu'il n'y a pas de propagation axiale d'un phénomène qui s'est produit en aval de la zone chauffée. Il peut également sembler que l'assèchement en aval de la zone chauffée pourrait être la raison d'un ralentissement du film et du commencement de l'ébullition comme cela a été proposé par Groeneveld (1975). Cependant, ce ne semble pas être le cas. La longueur de la partie adiabatique du tube entre la fin de la zone chauffée et la tuyauterie de la boucle était de l'ordre de 200 *mm*. Supposons que l'étendue de la surface partiellement asséchée pouvait être de 150 *mm*. Dans ce cas, la distance entre la fin de la zone chauffée et la surface sèche était de 50 *mm*. Pour un film dont l'épaisseur est de 0.1 *mm* cette distance est extrêmement élevée et aucun ralentissement appréciable, même si le film s'arrête complètement à la fin, ne peut se produire.

Deuxièmement, cela peut être un processus qui a lieu directement dans la zone chauffée. Analysons qualitativement l'amincissemnent du film de liquide à la sortie d'un canal chauffé uniformément. En absence du transfert de masse entre le noyau

de vapeur et le film de liquide, la diminution de l'épaisseur du film est linéaire partout à l'exception d'une région étroite à proximité de la fin de la zone chauffée (figure 5.57.a). Dans cette région, même si le conduit est bien isolé thermiquement, il existe un flux de chaleur axial, q'_{ax1}, dû à la différence de température à l'intérieur de la paroi. Alors, le taux d'évaporation juste à la fin de la zone chauffée est plus faible qu'en amont; ce qui rend la diminution de l'épaisseur plus graduelle. Un processus semblable doit également avoir lieu à l'endroit où la surchauffe de la paroi commence à diminuer à cause de la diminution de l'épaisseur du film. Par exemple, d'après la figure 5.57.a, $\Delta t_1 \approx \Delta t_2 \approx \Delta t_3$, tandis que $\Delta t_3 > \Delta t_4$. Par conséquent, entre les points z_3 et z_4, un flux de chaleur axial, q'_{ax2}, apparaît. Ce dernier cause une redistribution de la chaleur transférée de la paroi vers le film qui entraîne une diminution du taux d'évaporation entre les points z_2 et z_3 et, au contraire, son augmentation entre z_3 et z_4. L'augmentation du taux d'évaporation entre les points z_3 et z_4 cause à cet endroit la diminution de l'épaisseur du film et une baisse additionnelle de la température. Cette dernière entraîne une augmentation consécutive du flux de chaleur axial. Ainsi, on a une rétroaction positive qui peut causer la formation d'une légère ondulation, d'une ride, à la surface du film (figure 5.57.b). Il existe aussi un autre mécanisme qui contribue à la formation de cette ride : la tension superficielle du liquide. Comme on l'a déjà mentionné, pour assurer un flux de vapeur élevé en absence de l'ébullition, l'interface du côté du liquide doit avoir une température supérieure à celle de saturation. Plus le flux de chaleur est élevé, plus le flux de vapeur et, par conséquent, la température de l'interface sont élevés. Alors, la tension superficielle entre les points z_2 et z_3 doit être davantage plus élevée que celle entre z_3 et z_4. Ceci attire le liquide vers la crête de la ride. Probablement, dans certains cas, le processus de la formation de cette ride se termine par l'assèchement local de la paroi, c'est-à-dire par le FCC. Cependant, la redistribution de la chaleur transférée de la paroi vers le film entraîne également le changement du champ de température à l'intérieur de la paroi : avec

l'augmentation de q'_{ax2}, une température moyenne au point z_4 doit avoir tendance à croître, la température au point z_3 - à diminuer. Ceci doit rendre la distribution de température plus uniforme et, par conséquent, le film plus lisse. De plus, la poussée dynamique de la part de l'écoulement de la vapeur empêche un développement excessif de la ride. Ces deux mécanismes représentent une rétroaction négative lors de la formation de la ride. Un équilibre dynamo-thermique peut être atteint. Dans ce cas, une ride immobile, probablement pas très large, qui se caractérise par des gradients de température élevés, peut finalement se former. Il est probable que la formation de cette ride débute directement à la sortie de la zone chauffée et se termine à une certaine distance en amont. Lors du déplacement de la ride qui est en train de se former le long du canal, une diminution rapide de la température de la paroi doit être observée. Si on augmente la puissance appliquée sans atteindre quand même le FCC, la ride peut se déplacer vers l'amont et même s'agrandir. Alors, la chute plus prononcée de la température de paroi doit être observée à une plus grande distance de la sortie (figure 5.50). Au fur et à mesure que la puissance appliquée augmente, les conditions nécessaires pour l'apparition d'une autre ride sur la surface du film peuvent se créer. Dans ce cas, une autre chute de température peut avoir lieu à la fin de la zone chauffée, ce qui a été observé à quelques reprises (figure 5.58). Notons qu'une deuxième chute de température au même endroit du conduit chauffé ne peut absolument pas être expliqué à partir de l'hypothèse de Groeneveld (1975). Ainsi, la formation des rides sur la surface du film permet au moins d'expliquer qualitativement des observations expérimentales.

5.3 Apparition du FCC en amont de la sortie de la zone chauffée

Waters et al. (1972) ont été les premiers à remarquer que dans les conditions de vitesses massiques très élevées, le FCC ne se produisait pas à la sortie de la zone chauffée mais à différents endroits en amont. Depuis ce temps, plusieurs articles

ont été publiés rapportant l'occurence du FCC en amont pour le fréon et l'eau (Groeneveld, 1974; Katto et Yokoya, 1982). Toutes ces études ont été effectuées à des pressions (pour l'eau) ou à des rapports de densité ρ_v/ρ_l (pour le fréon) assez élevés. C'est probablement cela qui a fait conclure que ce phénomène n'a lieu qu'à de hautes pressions.

Cependant, le FCC en amont de la sortie de la zone chauffée a été observé à plusieures reprises au cours de la présente étude à des pressions $P \leq 30$ *bars* et à des vitesses massiques $G \geq 4000$ $kgm^{-2}s^{-1}$. Normalement, l'assèchement de la paroi ne se produisait pas loin de la sortie de la zone chauffée (en règle générale, à quelques centimètres de la sortie et seulement deux ou trois fois sur la distance de 100 à 200 *mm*). Parfois, ces assèchements causaient des déformations de la section d'essais (des arcures à petit rayon de courbure). Ces déformations provoquaient des changements dans les tendances générales du FCC même dans les cas des vitesses faibles pour lesquelles l'assèchement avait lieu à la sortie de la section. Alors, la section d'essais était remplacée et ces expériences étaient répétées. L'occurrence du FCC en amont de la sortie de la zone chauffée n'étaient pas très fréquente ($<$ 3 % de toutes les expériences effectuées). De plus, comme on l'a déjà mentionné, les distances entre la sortie et l'endroit où l'assèchement initial se produisait étaient assez courtes. C'est pour cette raison qu'aucun traitement spécial pour ces points expérimentaux lors de leur présentation dans des différents systèmes des coordonnées n'a été utilisé. D'ailleurs, aucune irrégularité de comportement de ces points n'a été non plus constatée.

Toutefois, dans une expérience effectuée à une pression $P = 30$ *bars*, à une vitesse massique $G = 7200$ $kgm^{-2}s^{-1}$ et à une température d'entrée $t_{ent} = 235°C$, l'assèchement de la paroi a été enrégistré presqu'au milieu de la zone chauffée d'une longueur de 2.5 *m*. Afin d'étudier ce phénomène, une expérience spéciale a été effectuée. La disposition correspondante des thermocouples le long de la section d'essais est présentée à la figure 5.59. Le comportement dans le temps

des paramètres principaux d'écoulement est présenté à la figure 5.60. Malgré que la fréquence du système d'acquisition des données soit faible pour enrégistrer ce phénomène rapide en détail et que la puissance appliquée ait été abaissée presquée instantanément pour protéger la section d'essais, la figure 5.60 permet de tirer les conclusions suivantes :

- la première excursion de température de la paroi, T_p, a lieu au milieu de la section d'essais (température $T1$), après le front de température se propage vers la sortie;

- l'assèchement de la paroi est accompagné d'une baisse de la pression d'entrée et d'une augmentation de la vitesse massique (pour cette expérience, le système de contrôle de débit a été débranché), mais en tenant compte de l'inertie thermique de la paroi du tube, ainsi que de l'inertie des appareils de mesure, il est impossible à conclure lequel de ces phénomènes se produit le premier;

- le titre thermodynamique x_1 à l'endroit où l'assèchement de la paroi se produit initialement ($\sim 1.1\ m$ en amont de la sortie) est assez élevé et ($x_1 \approx 0.11$).

À la deuxième étape de cette étude, l'isolation thermique de la section d'essais a été ôtée et le développement de ce processus a été enrégistré avec une caméra vidéo. L'augmentation de température de paroi jusqu'à $700 - 800°C$ et le changement subséquent de couleur de la zone chauffée ont permis de bien visualiser et étudier ce phénomène. L'analyse a confirmé la première conclusion que l'assèchement de paroi a lieu d'abord au milieu de la zone chauffée et après se propage très rapidement vers la sortie. Cependant, aucun déplacement de la zone asséchée vers l'entrée de la section d'essais n'a été observé. L'analyse du film vidéo a également montré qu'il existe une frontière bien prononcée entre la zone mouillée et celle asséchée du tube. À peu près dans le même moment où la paroi devient sèche à la sortie de la zone chauffée, cette frontière se déplace assez rapidement vers la sortie sur la distance

égale à quelques diamètres de tube. Ce fait est sans doute relié à une diminution des pertes de pression dans la section d'essais asséchée et à une augmentation conséquente du débit d'eau à l'entrée.

Selon Groeneveld (1974), le FCC en amont de la sortie d'une zone chauffée est relié à une diminution de l'intensité de transfert de chaleur due à une augmentation du taux de vide local près de la paroi qui a lieu pour l'écoulement en écume à des vitesse massiques élevées. Il est plausible que dans certains cas, c'est ce mécanisme qui régit l'assèchement de la paroi en amont de la sortie. Cependant, il est peu probable qu'il soit unique et, bien plus, prédominant. Analysons, d'abord les résultats de l'expérience effectuée dans le cadre de la présente étude. Premièrement, d'après l'estimation, le titre thermodynamique à l'endroit où l'assèchement initial a eu lieu est égale 0.11, c'est–à–dire de quatre fois plus élevé que le titre correspondant au début de l'écoulement annulaire–dispersé calculé à partir de la corrélation de Levitan et Borevskiy (1.1). En tenant compte que cette corrélation a été développée à partir d'une étude systématique des écoulements diphasiques adiabatiques à l'aide d'une technique holographique, elle est l'une des meilleures dans son genre. Comme on l'a déjà mentionné à plusieures reprises, pour les écoulements non–adiabatiques, la frontière entre l'écoulement en écume et celui annulaire–dispersé semble se déplacer vers des titres thermodynamiques moins élevés. C'est pourquoi, il est très peu probable que l'écoulement en écume peut avoir lieu dans le cas considéré. Deuxièmement, si l'assèchement initial de la paroi s'était produit à l'endroit où existait une structure écumeuse et, par conséquent, presque homogène dans une certaine partie de la zone chauffée, l'assèchement aurait dû se produire également en amont de cet endroit. Supposons que la longueur de la partie de la zone chauffée qui pouvait être asséchée en amont correspond au changement de titre de 0.01. Pour le cas considéré, cela signifie qu'une augmentation considérable de la température de paroi doit être également observée sur une distance de 0.1 m en amont de l'endroit de l'assèchement initial. En réalité, comme on l'a déjà noté, aucune propagation

du front de température vers l'entrée n'a été constatée.

Analysons maintenant des données de Waters et al. (1972). La figure 5.61 représente le FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée d'une section d'essais tubulaire d'une longueur de 3.66 m et de diamètre interne de 11.2 mm chauffée uniformément pour une pression à la sortie $P_{sor} = 104\ bars$. La figure 5.62 représente les mêmes données mais dans le système des coordonnées (x_{sor}, q'_{cr}). Dans les deux cas, les FCC observés en amont de la sortie sont désignés par des symboles plains. On peut voir que l'assèchement de paroi en amont de la sortie change radicalement la liaison entre le FCC et le sous-refroidissement ou le titre : les valeurs de FCC commencent à augmenter avec la diminution du sous-refroidissement et avec l'augmentation du titre. Les mêmes tendances ont été observé dans les essais de Groeneveld (1974) et Katto et Yokoya (1982) effectués avec des fréons. Ce comportement démontre clairement que le FCC en amont de la sortie n'est pas relié à l'écoulement en écume. En réalité, si c'était le cas, l'augmentation simultanée du FCC et du titre à la sortie ne serait pas possible, parce que quelque part en amont, à un titre moins élevé, existerait un écoulement par écume qui devrait entraîner l'assèchement de paroi à un flux de chaleur également moins élevé. Si la raison de l'assèchement en amont était l'écoulement en écume, il serait plus probable d'avoir un FCC constant à partir d'un certaine sous-refroidissement à l'entrée.

Notons également un autre aspect important découlant de l'analyse des figures 5.61 et 5.62. Il est clair que le changement des tendances générales du comportement du FCC en fonction de Δh_{sre} et x est reliée au changement des mécanismes physiques qui régissent le phénomène critique. La figure 5.63 montre les données de Waters et al. (1972) présentées dans le système de coordonnées $[L_{and}(P_{sor}), q'_{cr}]$ où la longueur d'ébullition a été déterminée à partir de x_{sor} et x_{and} calculé à partir de la corrélation de Levitan et Borevskiy (1.1). On peut voir que cette représentation de données subit également une modificaion substantielle qui peut entraîner certaines complications lors du développement d'une corrélation dans le système

de coordonnées $[L_{and}(P_{sor}), q'_{cr}]$.

L'analyse effectuée démontre que l'écoulement en écume ne semble pas être la raison qui pourrait causer le FCC en amont de la sortie de la zone chauffée. Ainsi, ce phénomène doit être relié à certains processus qui peuvent avoir lieu dans les conditions d'écoulement annulaire–dispersé. Les plus probables parmi eux sont, premièrement, le recommencement de l'ébullition dans le film à proximité du point de sa formation où le gradient de la vitesse près de la paroi est minimum (figures 5.48 et 5.49), ce qui peut provoquer la destruction prématurée du film, et, deuxièmement, la rupture du film à cause de certains mécanismes hydrodynamiques y ayant lieu.

Pour l'expérience effectuée dans le cadre de la présente étude (figure 5.60), la probabilité d'occurence du premier de ces processus peut être qualitativement évaluée à partir des raisonnements suivants. La procédure utilisée pour la détermination des caractéristiques du film se basait sur le fait que dans le moment de l'assèchement à la sortie de la zone chauffée, l'épaisseur du film et son débit sont nuls; ceci n'est pas vrai pour le FCC qui a lieu en amont de la sortie. Pour l'expérience considérée, le débit de liquide dans le film à la sortie de la zone chauffée peut être estimé avec les relations suivantes :

$$W_f = W\beta \approx W(1 - x_{sor} - \gamma^*) \quad , \tag{5.21}$$

$$\gamma^* = 1 - x^*_{cr} \quad , \tag{5.22}$$

où γ^* et x^*_{cr} sont le taux de liquide dans le noyau et le titre thermodynamique que l'on aurait à la sortie de la zone chauffée si l'assèchement de la paroi avait un caractère normal et avait lieu à la sortie. Ces relations sont basées sur la supposition que pour une pression et une vitesse massique données, le taux de liquide à la sortie de la zone chauffée est un paramètre presque constant.

Le titre x^*_{cr} peut être déterminé par voie d'extrapolation de la fonction $x_{cr} = f(G)$ pour les mêmes longueur chauffée, pression et sous–refroidissement à l'entrée

que dans le cas considéré ($L = 2.5\ m$, $P_{sor} = 30\ bars$, $\Delta h_{src} \approx 0$). D'après cette fonction qui est présentée à la figure 5.64, pour le cas considéré, $x''_{cr} \approx 0.271$ et, par conséquent, $\beta \approx 0.031$. À partir de cette valeur de β et en supposant que le transfert mécanique de masse entre le noyau et le film est absent, les variations de l'épaisseur du film et de la vitesse équivalente $\overline{v}_e$ le long de la partie du canal dans laquelle l'écoulement annulaire-dispersé a lieu ont été calculées. La figure 5.65 représente ces variations, ainsi que celles calculées pour la vitesse massique $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$ et la température d'entrée $t_{ent} = 190°C$. Dans le dernier cas, la valeur du FCC a été presque la même, mais l'assèchement s'est produit à la sortie de la zone chauffée et avait un caractère tout à fait normal, même sans excursion de température brusque. La figure 5.65 montre clairement que dans les deux cas, l'épaisseur du film partout le long du canal est presque la même, tandis que la vitesse équivalente et, par conséquent, le gradient de vitesse près de la paroi sont plus élevés à $G = 7200\ kgm^{-2}s^{-1}$. Ainsi, si pour $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$, l'ébullition dans le film avait quand même lieu en amont de la sortie, mais elle n'avait pas pu provoquer la destruction du film, il serait peu probable que cela aurait pu se passer à $G = 7200\ kgm^{-2}s^{-1}$.

Alors, au moins dans le cas considéré, le FCC en amont de la sortie de la zone chauffée ne peut être provoqué que par la rupture du film à cause de certains mécanismes hydrodynamiques y ayant lieu. Analysons les structures de deux écoulements non-adiabatiques dans le cas d'une vitesse massique identique, mais à deux sous-refroidissements différents : l'un assez élevé afin de ne pas avoir l'ébullition directement à l'entrée de la zone chauffée jusqu'au FCC (figure 5.66.a) et l'autre très proche de zéro (figure 5.66.b). Il est évident que les conditions du développement d'écoulement lors de l'augmentation de la puissance appliqée seront fort distinctes. Dans le cas du sous-refroidissement élevé, le développement d'écoulement se produira sur une grande distance, assez graduellement. À $\Delta h \approx 0$, l'ébullition intense peut avoir lieu directement à l'entrée de la zone chauffée à partir

des flux de chaleur assez faibles. Au fur et à mesure que le flux de chaleur augmente, le point de formation de l'écoulement annulaire–dispersé se déplace également vers l'entrée en diminuant ainsi la distance L_{tr} sur laquelle la transformation de l'écoulement monophasique à celui annulaire–dispersé peut se produire. Selon la corrélation de Levitan et Borevskiy (1.1), le titre correspondant au début de l'écoulement annulaire–dispersé diminue avec l'augmentation de la vitesse massique (figure 1.24). Ceci signifie qu'à des sous–refroidissements faibles et à des vitesses élevées, la distance L_{tr} sera moindre. Mais d'autre part, notamment pour des vitesses massiques élevées, la distance nécessaire pour l'établissement d'un profil de vitesse doit, en raison de l'inertie, être plus élevée. Alors, pour des vitesses massiques élevées, le processus de transformation de l'écoulement monophasique à celui annulaire–dispersé doit obligatoirement être accompagné de grandes perturbations et, par conséquent, des pulsations significatives du débit de liquide dans le film dont l'intensité de doit être plus élevée pour des sous–refroidissements faibles.

Les vagues qui se forment sur la surface du film en raison des pulsations de débit sonts distinctes de celles caractérisant l'instabilité de Kelvin - Helmholtz. Ces dernières représentent un mouvement ondulatoire "classique" dans lequel les molécules du liquide se déplacent en s'accélérant et se décélérant consécutivement, tandis que le débit de liquide reste constant à chaque point du canal. La figure 5.67.a donne un exemple de ce mouvement ondulatoire pour deux fluides idéaux pour lesquels la notion de l'instabilité de Kelvin - Helmholtz est vraiment applicable. Ceci n'est pas le cas pour des fluides réels et surtout pour les vagues reliées aux fluctuations du débit dans le film. À cause de leur forme, ces vagues subissent l'influence d'une force de la part de la vapeur plus grande par rapport à un film lisse (figure 5.67.b) et, si leur amplitude est assez élevée, elles peuvent se déplacer indépendamment du film en glissant sur la surface. Lors de son déplacement le long du canal, une partie du liquide qui est constitué de vagues peut se répandre sur le film, les vagues peuvent se déformer ou changer la distribtution de vitesse dans

le film, mais au moins une chose est claire : pendant un certain temps après son apparition, leur vitesse de propagation doit être plus élevée que la vitesse moyenne du film.

Dans le cas des écoulements non-adiabatiques, un autre facteur apparaît : l'accélération de la vapeur dans le noyau et du liquide dans le film. Analysons qualitativement le mouvement de deux grandes vagues sur la surface de film qui se sont formées à cause des fluctuations de débit dans le film près du point de formation de l'écoulement annulaire-dispersé dans un bref intervalle de temps l'une après l'autre (figure 5.68.a). Comme l'accélération du liquide augmente progressivement le long du canal, on peut conclure que les accélérations locales de ce système conservent la relation suivante : $a_4 > a_3 > a_2$. Le rapport entre les accélérations a_1 et a_2 est peu déterminable, mais, en tenant compte que la position de ces accélérations est assez arbitraire, quelque part dans la vallée entre les vagues, il existe une zone où l'accélération locale a_2 est plus élevée que a_1. Ainsi, lors de la propagation de ces vagues le long du canal, la distance entre elles doit augmenter (figure 5.68.b). Le débit du liquide se trouvant dans la vallée (entre les points correspondant à a_2 et a_3) et étant initialement minimum diminuera à cause de l'évaporation. Ainsi, l'assèchement de la paroi peut avoir lieu en amont de la sortie de la zone chauffée en raison d'un tarissement complet du film dans la vallée (figure 5.68.c). Après l'apparition de la première tache sèche sur la paroi, le film se rompt. La partie du canal en aval s'assèche au fur et à mesure que le film restant s'écoule du canal. En amont de cette tache, le film de liquide sur la paroi varie d'une façon continue d'un film épais dans les moments de l'arrivée d'une vague suivante à un film mince lors de l'arrivéée d'une vallée (figures 5.68.d et 5.68.e). Dans le premier cas, il est probable que la partie supérieure du film est entraînée sous forme de gouttelettes (figures 5.68.d).

Cependant, si le rapport entre les débits dans les vallées et dans les crêtes des vagues se conservait partout le long du canal, l'assèchement de la paroi pour-

rait se produire loin en amont de la sortie de la zone chauffée seulement à la condition qu'une diminution sporadique du débit de film, considérablement plus élevée que toutes les diminutions antérieures dues aux fluctuations de débit lors de l'augmentation de la puissance, ait lieu. Dans le cas contraire, l'assèchement entre les vagues sur la surface du film se produirait quand même à la sortie ou près de la sortie de la zone chauffée, mais à des flux de chaleur moins élevés qu'en absence des fluctuations de débit dans le film. Si l'on admet pourtant que les diminutions très fortes et irrégulières du débit de film puissent avoir lieu, il faut accepter que, dans le cas de la conservation du rapport entre les débits dans les vallées et dans les crêtes, l'assèchement se produise n'importe où le long du canal. Cependant, pour l'expérience effectuée dans le cadre de la présente étude (figure 5.60), l'assèchement de la paroi a toujours été observé presqu'au même endroit de la zone chauffée. Bien sûr, cette régularité peut être expliquée par le fait que déjà le premier assèchement y a provoqué une certaine déformation faible de la paroi ou l'apparition d'une zone avec la couche du dépôt qui entraînait le FCC prématuré. Toutefois, la probabilité de ce que le FCC avait été déclanché par des diminutions de débit sporadiques et par conséquent d'amplitudes très différentes est très faible.

Cette contradiction apparante peut se résorber si l'on analyse le mouvement des vagues sur la surface du film plus en détail. À cause de l'accélération du liquide dans le film, la vitesse du front avant de la vague est plus élevée que celle du front arrière. Ceci entraîne l'aplatissement des vagues sur la surface du film au fur et à mesure qu'elles se propagent le long du canal. Dès que les vagues s'aplatissent assez pour ne pas être capables de se déformer et se déplacer indépendamment du film, la poussée dynamique sur les vagues de la part de la vapeur commence, d'après le principe de continuité, à égaliser les débits dans le film ou, plus correctement, à les mettre en concordance avec un débit qui aurait lieu à cette position du canal chauffé s'il n'y avait pas de fluctuations de débit. Autrement dit, à partir d'un certain moment, les crêtes des vagues commencent à alimenter les vallées. Alors,

le long du canal, on a deux zones particulières. Premièrement, c'est une zone où le débit du film dans les vallées reste moins grand que le débit moyen et, deuxièmement, la zone de la sortie du canal chauffé où le débit dans le film est presque constant dans le temps, mais minimum. Le FCC aura lieu à l'un ou à l'autre endroit, ce qui dépend de l'amplitude des fluctuations du débit près du point de formation de l'écoulement annulaire–dispersé, du flux de chaleur et du processus d'aplatissement des vagues. Si le flux de chaleur nécessaire pour évaporer le film à la sortie de la zone chauffée n'est pas suffisant pour l'évaporation complète du film entre les vagues, l'assèchement aura lieu à la sortie. Au contraire, si le débit dans les vallées entre les vagues est très faible par rapport au débit dans les crêtes, le FCC peut se produire bien en amont de la sortie. Quant à l'assèchement à une distance courte de la fin de la zone chauffée, il peut avoir lieu si les fluctuations de débit sont assez élevées et le processus d'aplatissement des vagues ne s'achève pas complètement à la sortie. Dans ce cas, une diminution du débit dans une vallée entre les vagues qui excède suffisamment l'amplitude moyenne des fluctuations de débit peut entraîner l'assèchement un peu en amont de la sortie. L'occurence de cet assèchement dépend, premièrement, de la fréquence d'apparition de ces ces grandes fluctuations qui, étant probablement assez faible, peut dépendre du flux de chaleur et, deuxièmement, de l'allure d'augmentation de la puissance appliquée. Selon l'analyse effectuée, la diminution du sous-refroidissement à l'entrée de la zone chauffée augmente l'intensité des fluctuations du débit dans le film. Par conséquent, si la puissance est augmentée relativement vite (les intervalles du changement de puissance sont moins élevés que le temps caractéristique de l'apparition des grandes fluctuations), la diminution Δh_{sre} peut entraîner le déplacement de l'endroit de l'assèchement en amont de la sortie vers l'entrée de la section. C'est notamment ces tendances qui ont été observées par Katto et Yokoya (1982). Notons qu'en étant un processus aléatoire, pour les mêmes sous–refroidissements, l'assèchement peut également avoir lieu directement à la sortie de la zone chauffée, ce qui a été

observé par Waters et al. (1972) (figure 5.61).

Ce scénario de FCC en amont de la sortie de la zone chauffée permet d'expliquer un autre fait observé par Waters et al. (1972). Supposons que l'augmentation des fluctuations du débit de liquide dans le film avec une diminution de Δh_{sre} s'accompagne d'une augmentation du débit moyen dans le film. Alors, en absence du transfert de masse entre le noyau et le film, cette augmentation du débit de liquide dans le film nécessiterait l'application d'un flux de chaleur plus élevé pour évaporer ce liquide et, par conséquent, entraînerait l'augmentation du titre thermodynamique à la sortie. Quant à l'assèchement de la paroi, il peut avoir lieu à la sortie ou en amont, dépendant des conditions concrètes du développement de l'écoulement. Ainsi, le fait d'une augmentation simultané du FCC et du titre thermodynamique devient au moins compréhensible.

Analysons encore un autre phénomène intéressant observé par Groeneveld (1974) pour le fréon : l'apparition des zones sèches d'une longueur de 5 à 40 *cm* au milieu de la zone chauffée, tandis que le reste du tube était mouillé. Pour les FCC faibles, comme ceci a lieu dans le cas des fréons, si le film n'est pas tout à fait symétrique le long du périmètre du canal, ce n'est qu'un assèchement partiel de la surface chauffée et la formation d'un ruisselet de liquide sur la paroi qui se produisent. Dans ce cas, une alimentation du film en aval du point de cet assèchement partiel aura quand même lieu. En tenant compte que le long du canal, le titre d'écoulement et, par conséquent, l'action dynamique des forces de la part du noyau de vapeur sur le film augmentent, le film peut se conserver sur le pourtour du tube en aval. En tenant également compte que dans cette étude de Groeneveld (1974), un seul thermocouple à chaque position le long du canal a été utilisé et que, comme on l'a déjà démontré auparavant, le ruisselet de liquide sur la paroi peut coexister avec la surface sèche et surchauffée, cette dernière peut être interprétée comme une zone complètement sèche.

Ainsi, cette considération permet au moins d'expliquer qualitativement les ob-

servations expérimentales. Pourtant, une analyse quantitative de ce phénomène n'est possible qu'après un étude plus profondie.

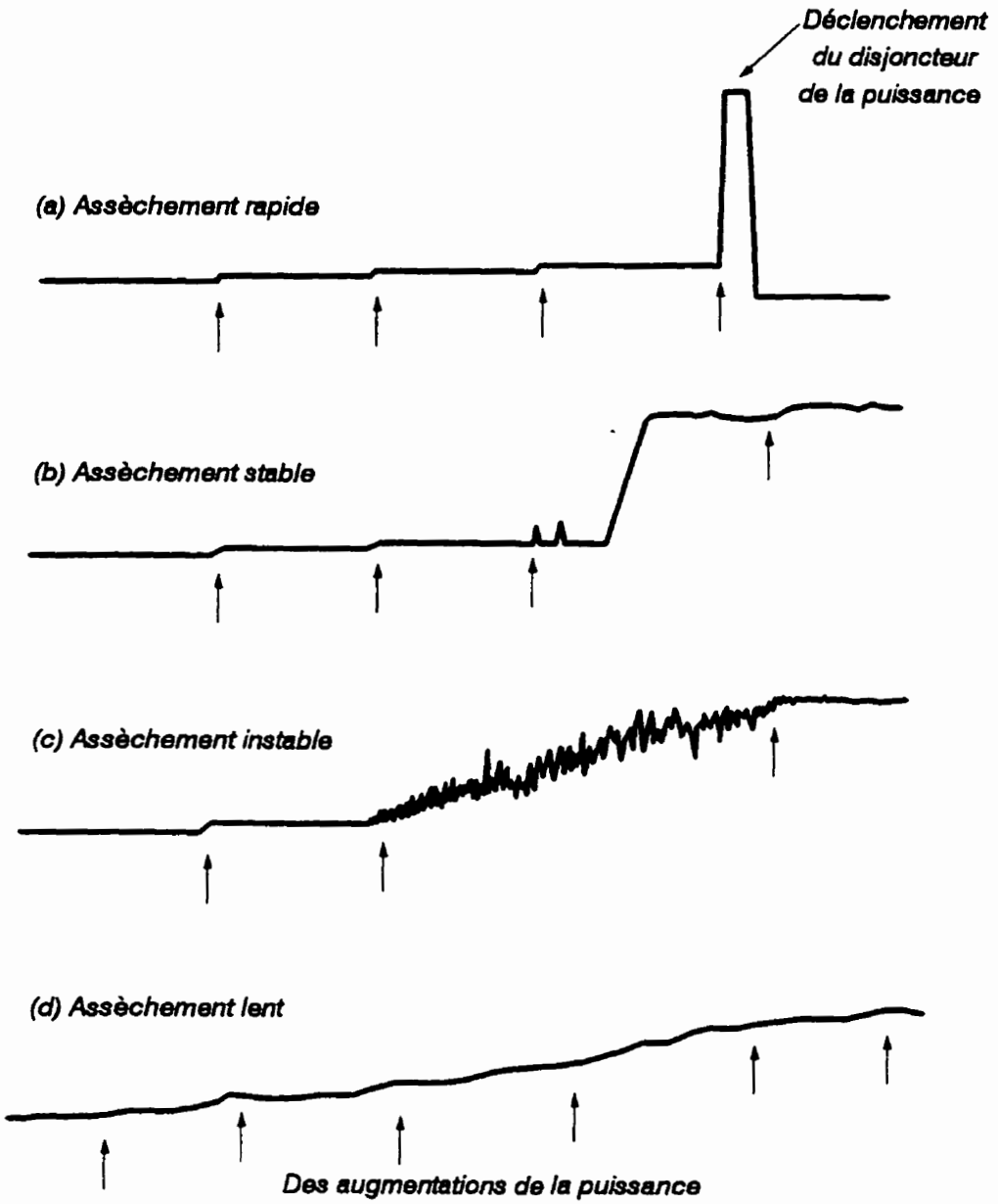
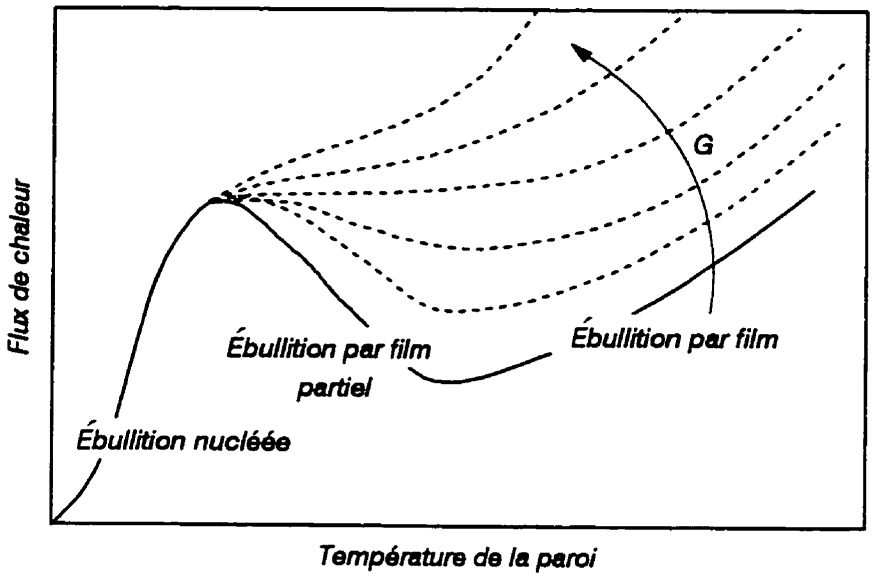
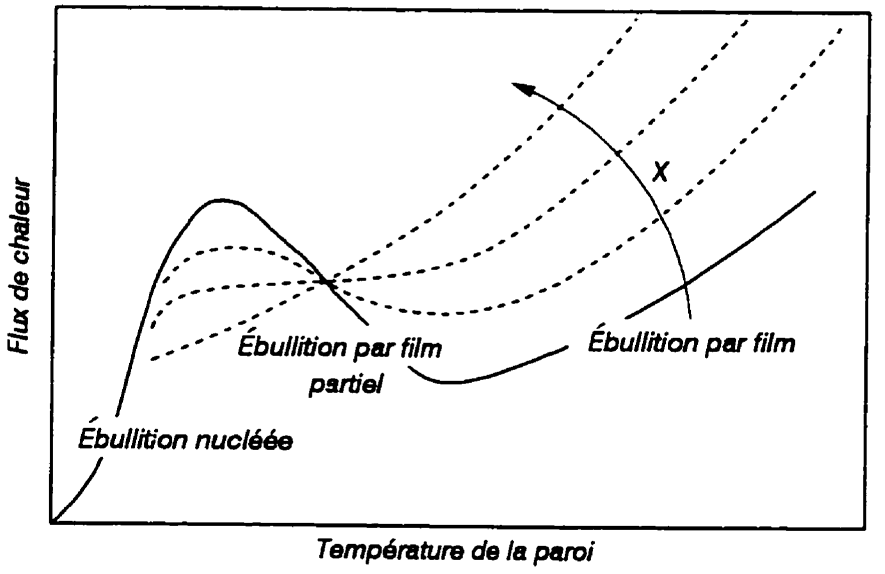


Figure 5.1 Classification des types de FCC selon le comportement de la température de paroi d'après Groeneveld (1986)



(a)



(b)

Figure 5.2 Effet de la vitesse massique et du titre thermodynamique sur la courbe d'ébullition en convection forcée d'après Groeneveld (1986)

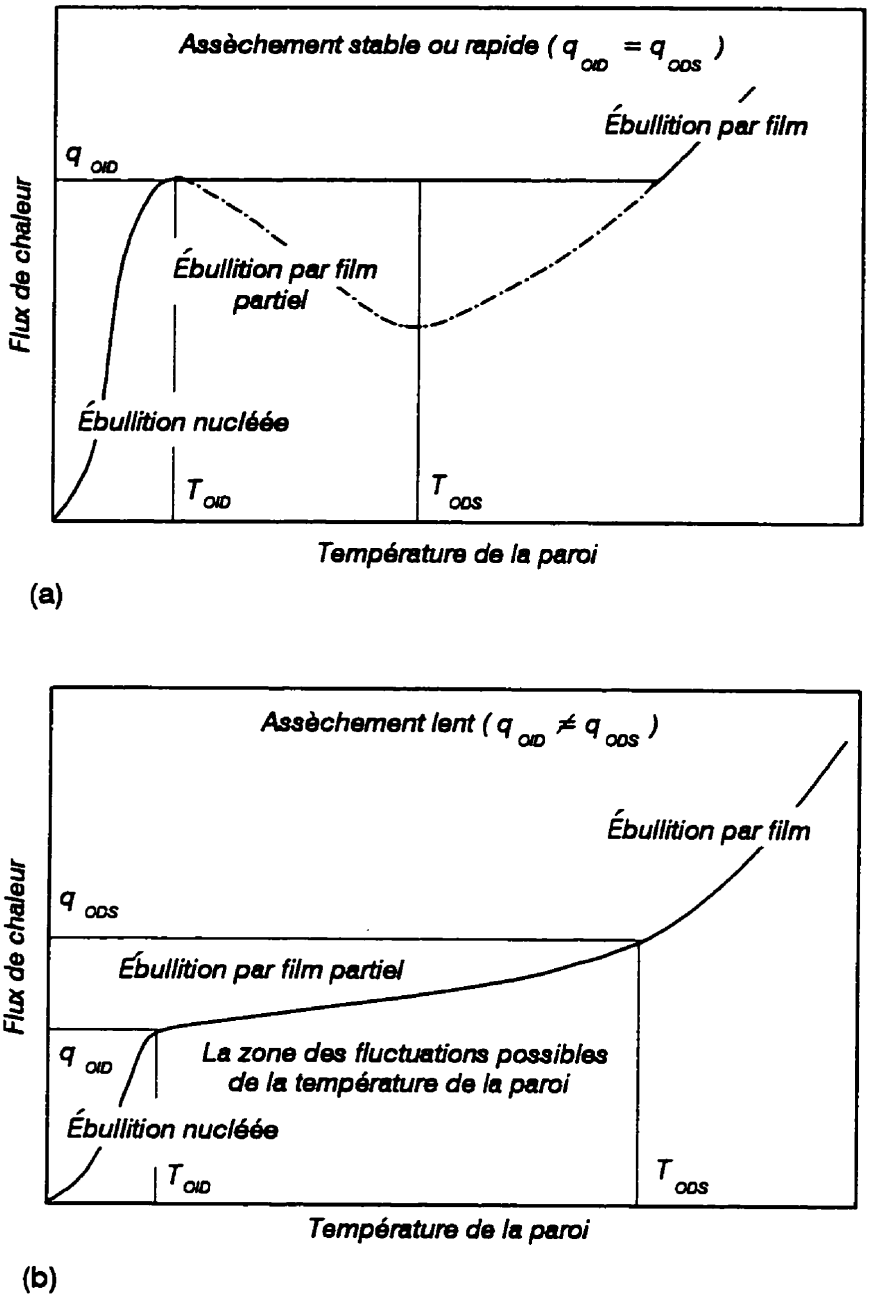


Figure 5.3 Courbes d'ébullition en convection forcée et des types différents d'assèchement d'après Groeneveld (1986)

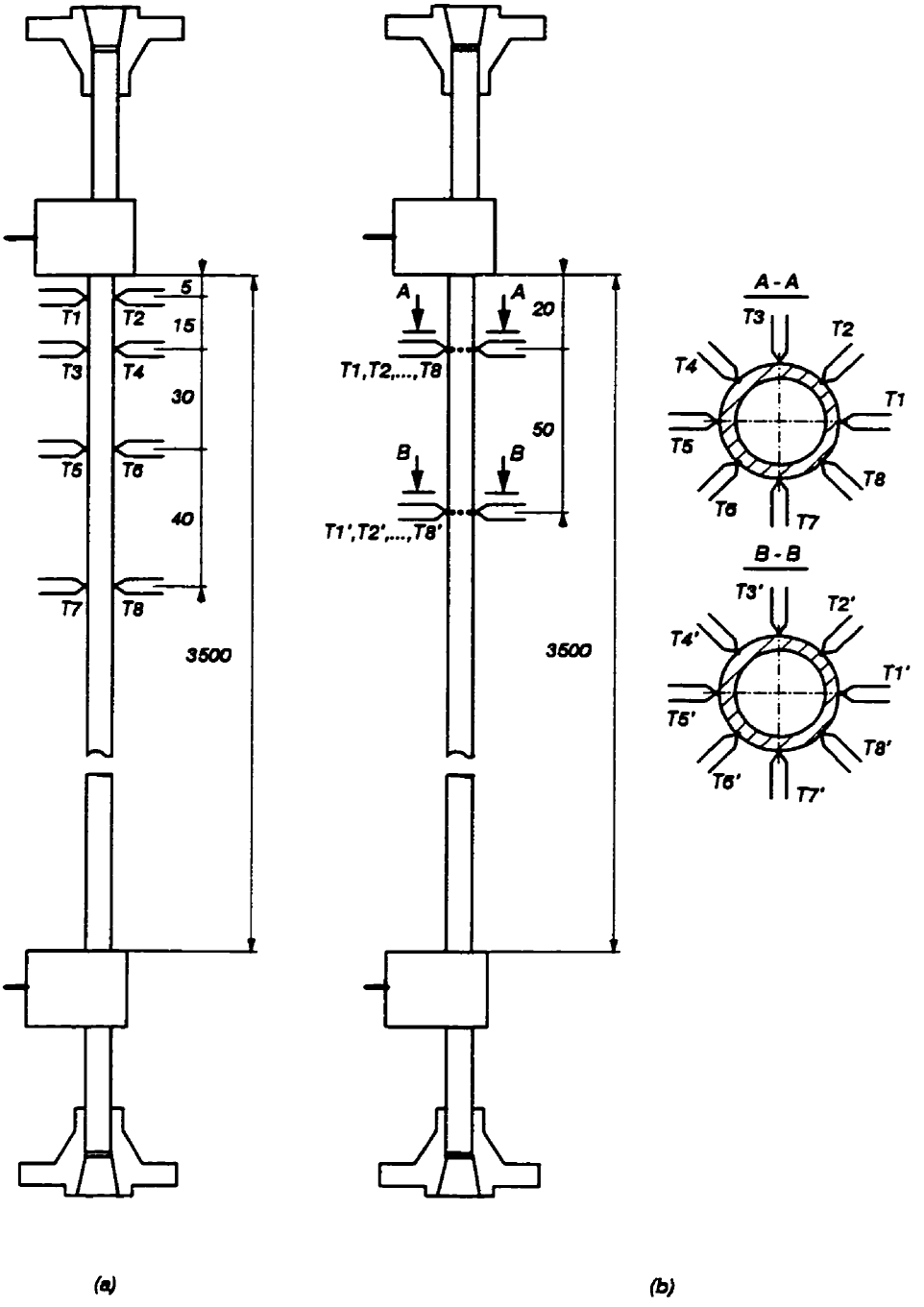


Figure 5.4 Section d'essais

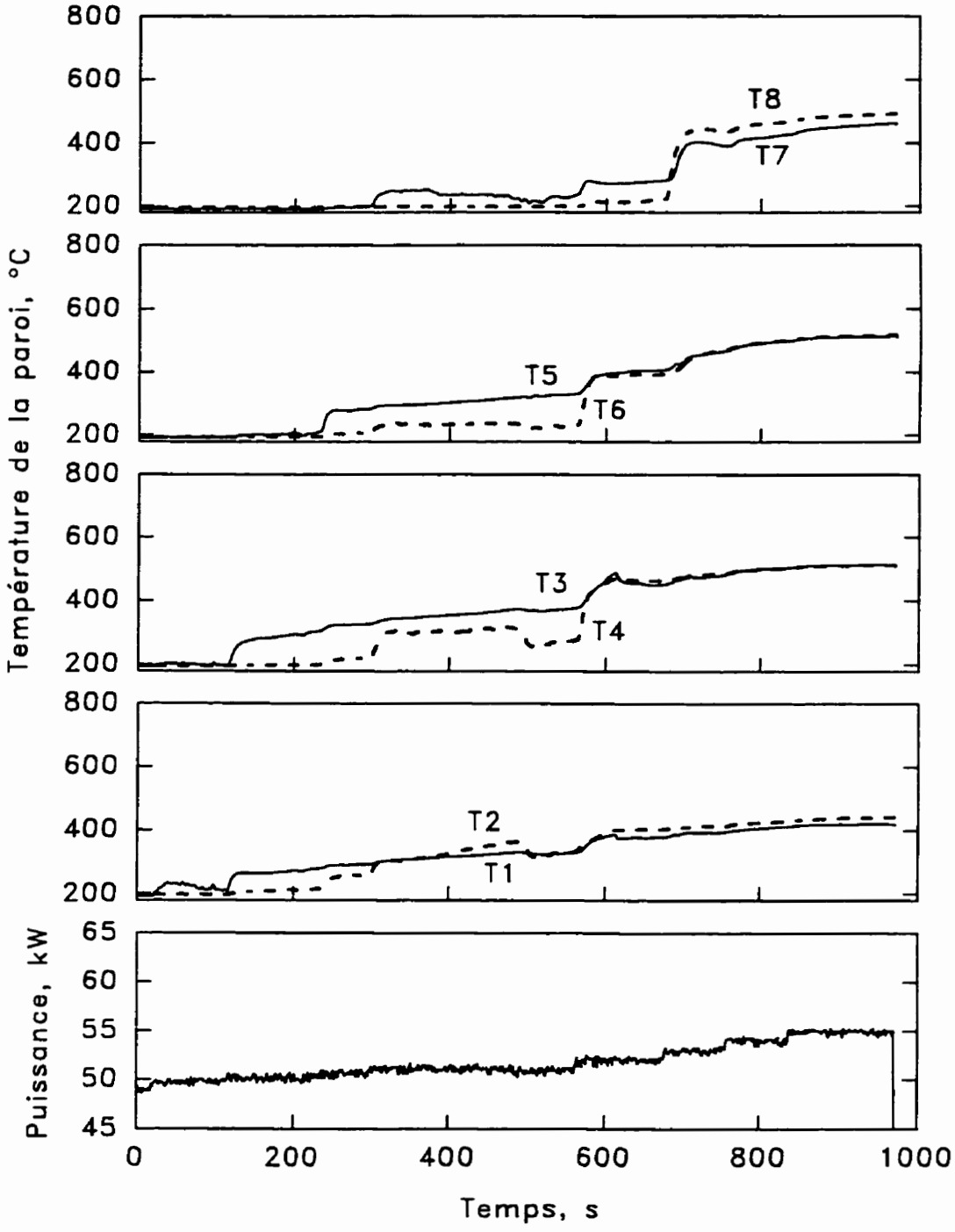


Figure 5.5 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 5.1\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 150°C$; $x_{cr} = 0.458$)

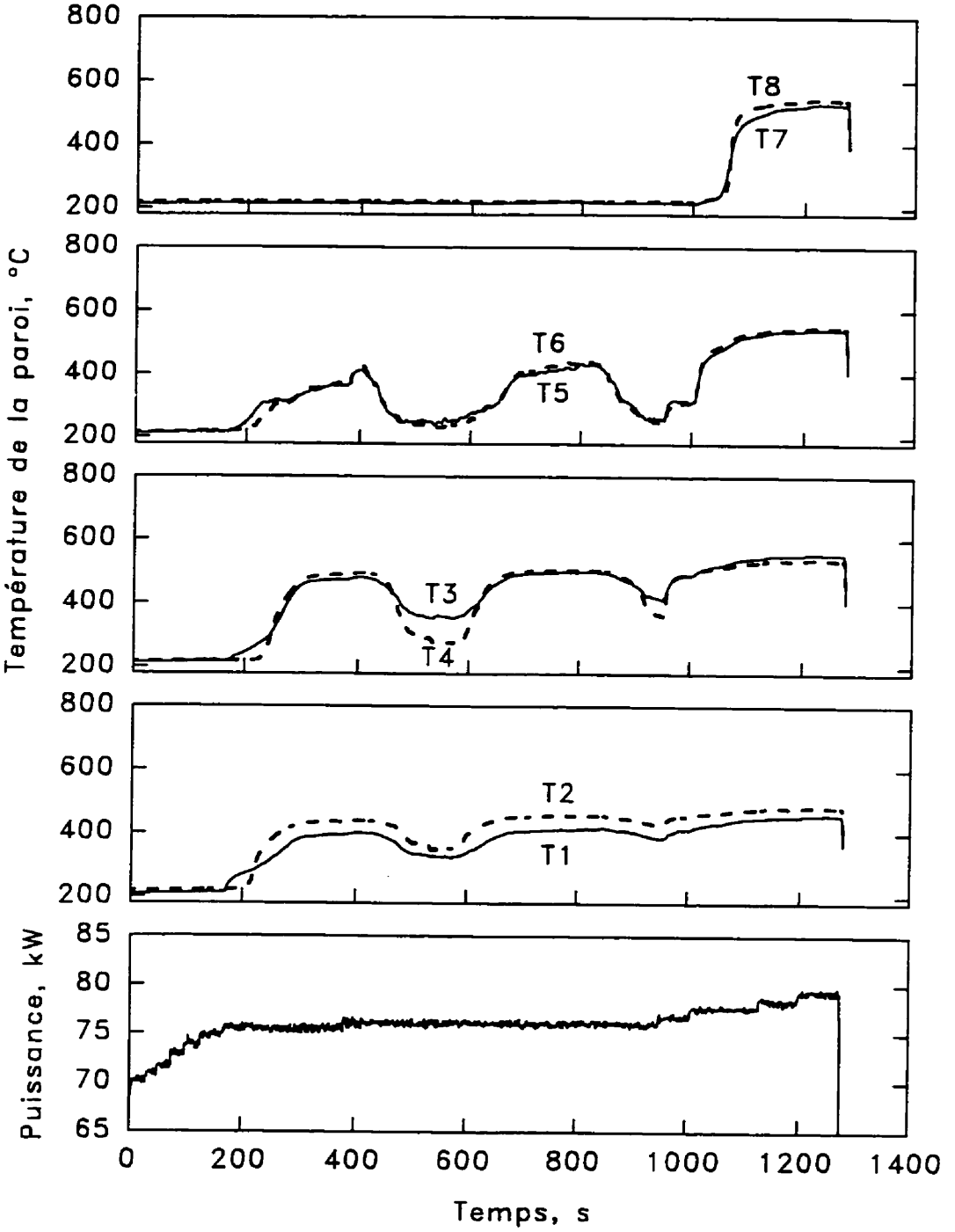


Figure 5.6 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 5.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 165°C$; $x_{cr} = 0.355$)

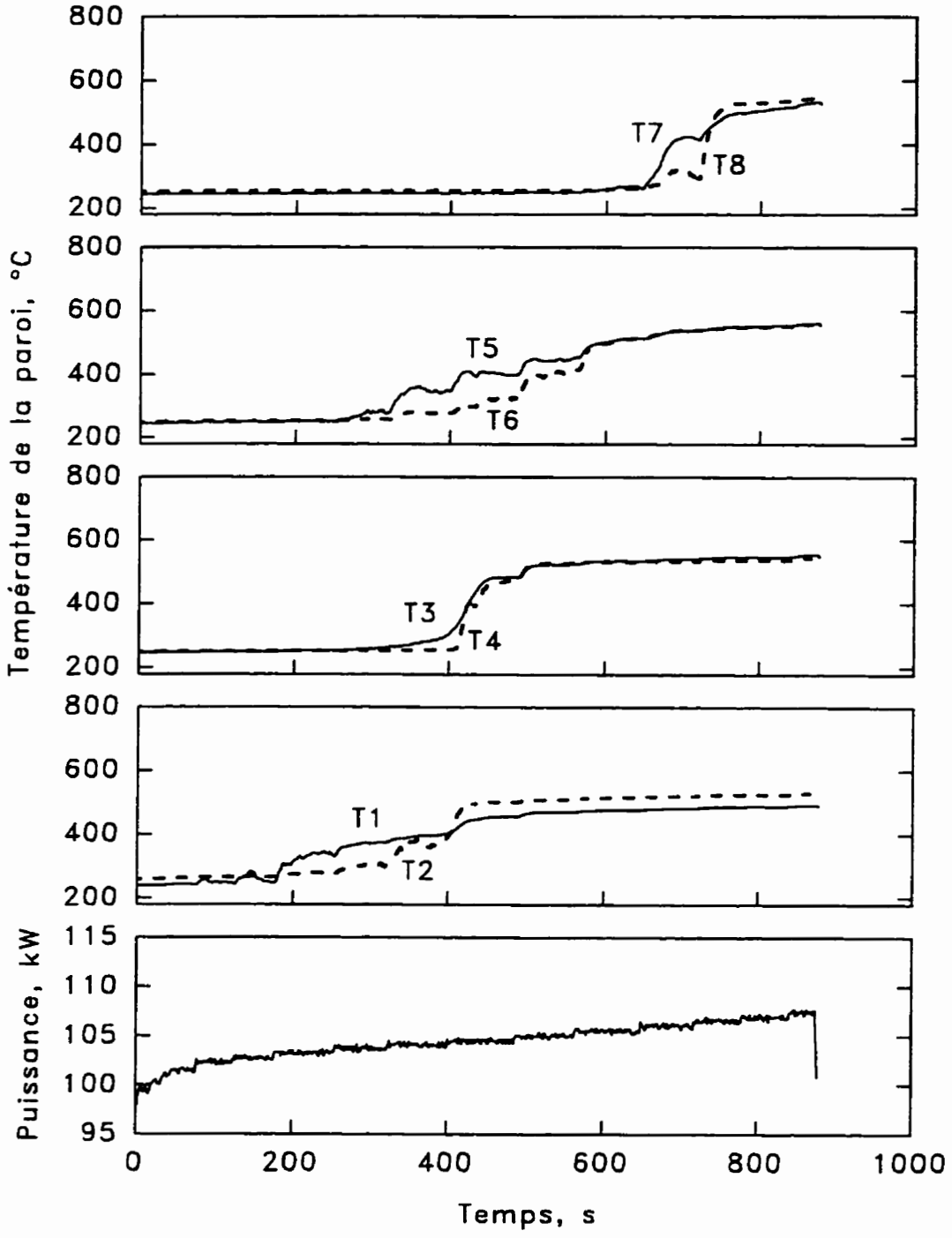


Figure 5.7 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 7.8\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 175°C$; $x_{cr} = 0.333$)

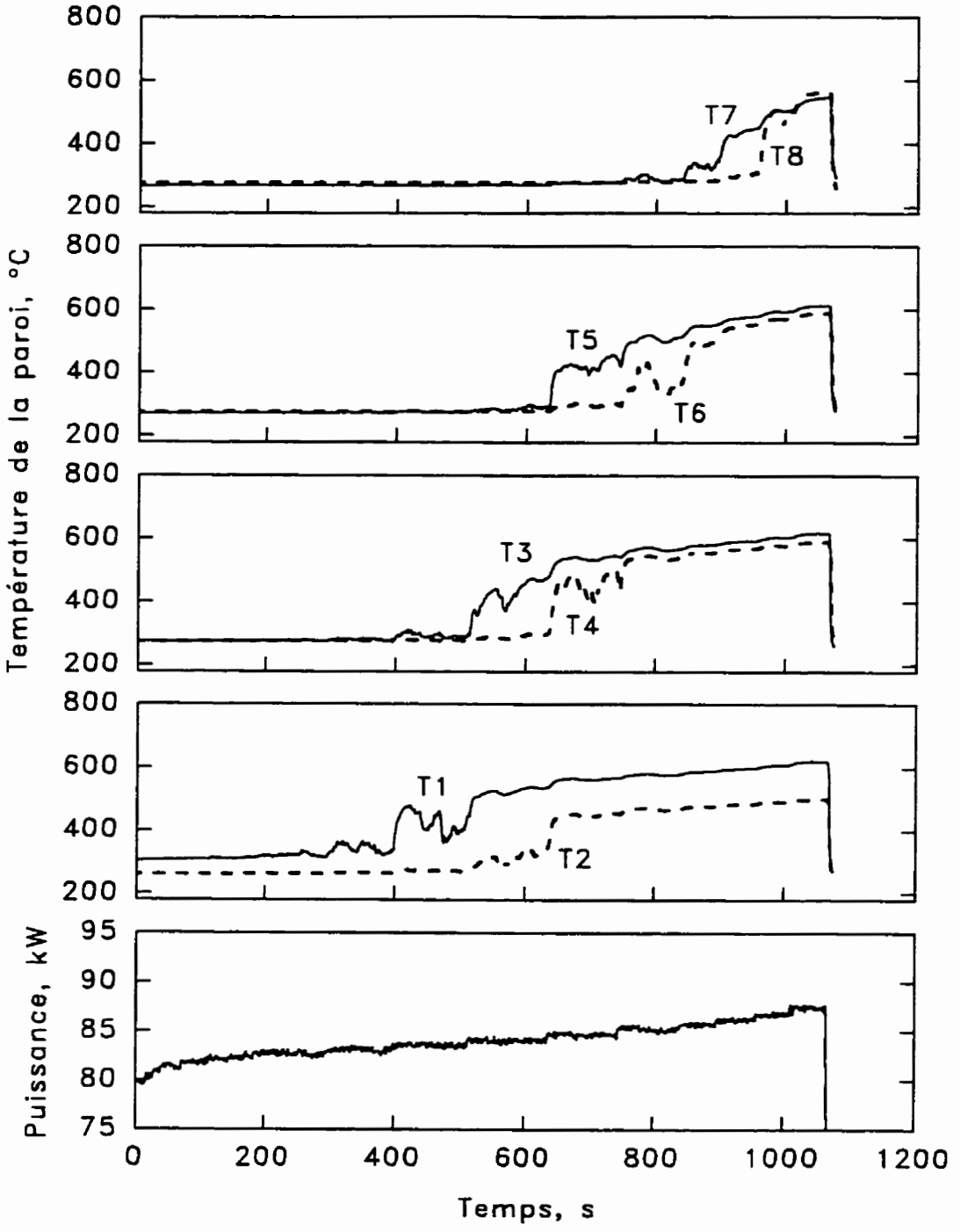


Figure 5.8 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.416$)

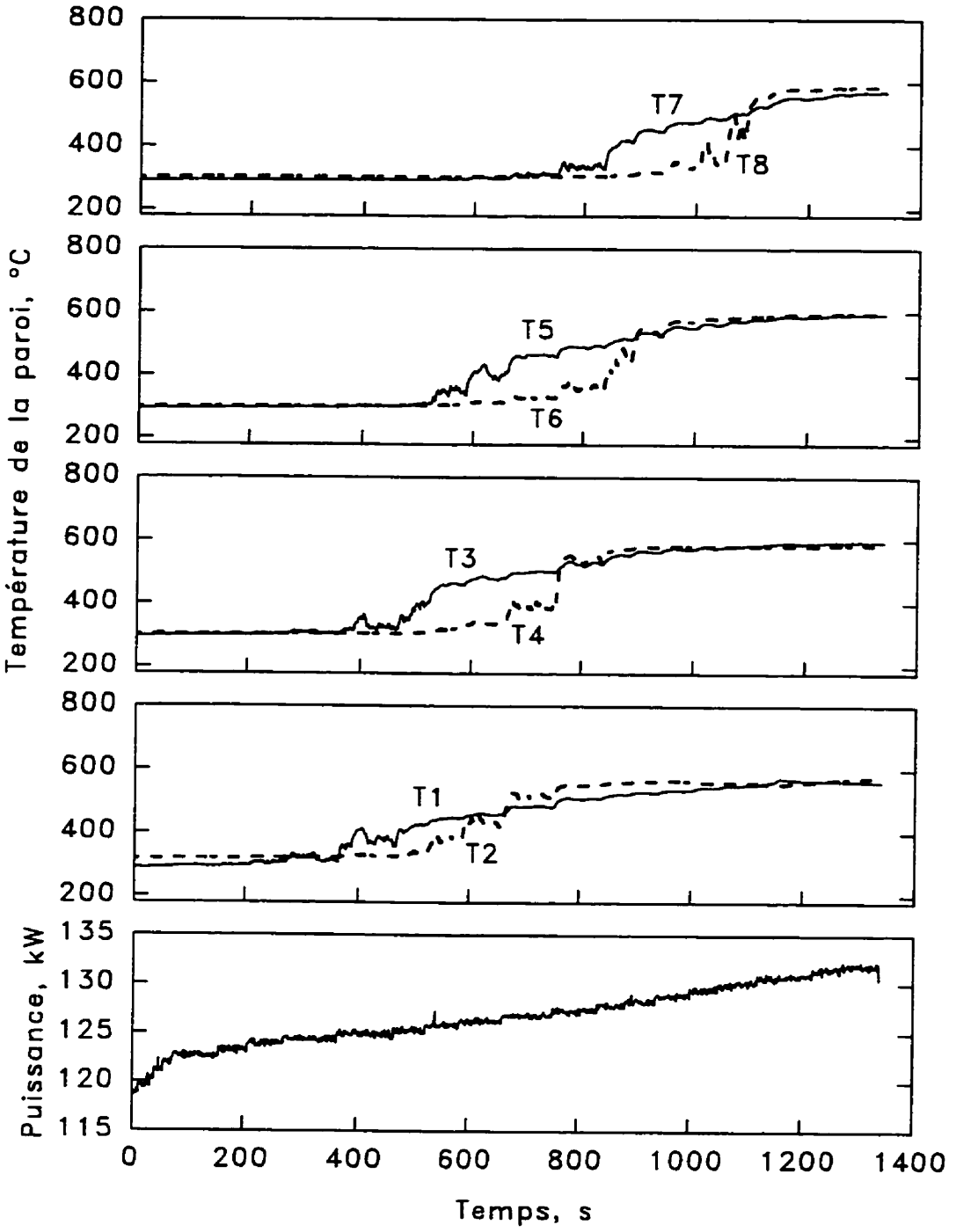


Figure 5.9 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 20$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.308$)

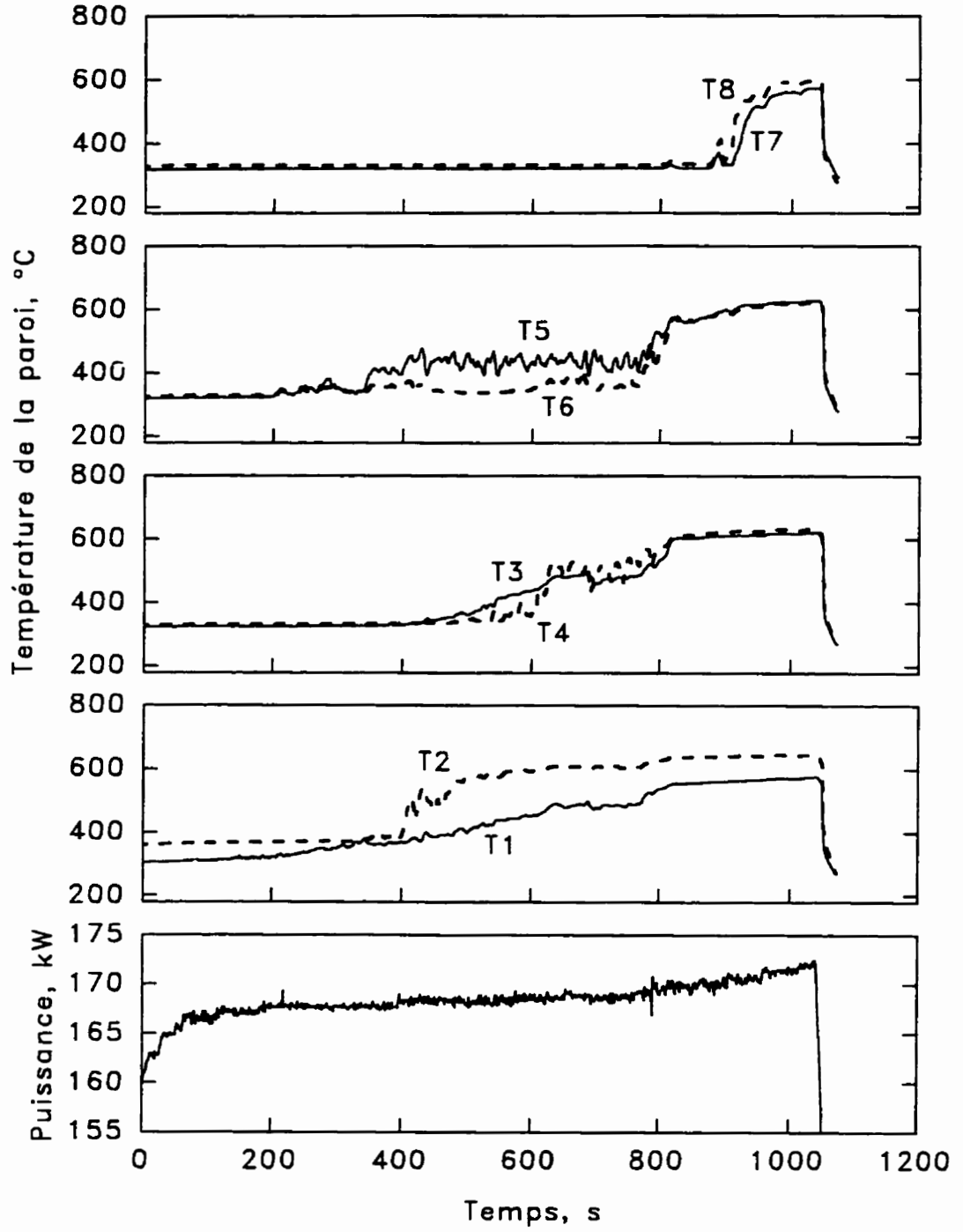


Figure 5.10 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 20 *bars*; G = 5500 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 210°C; x_{cr} = 0.305)

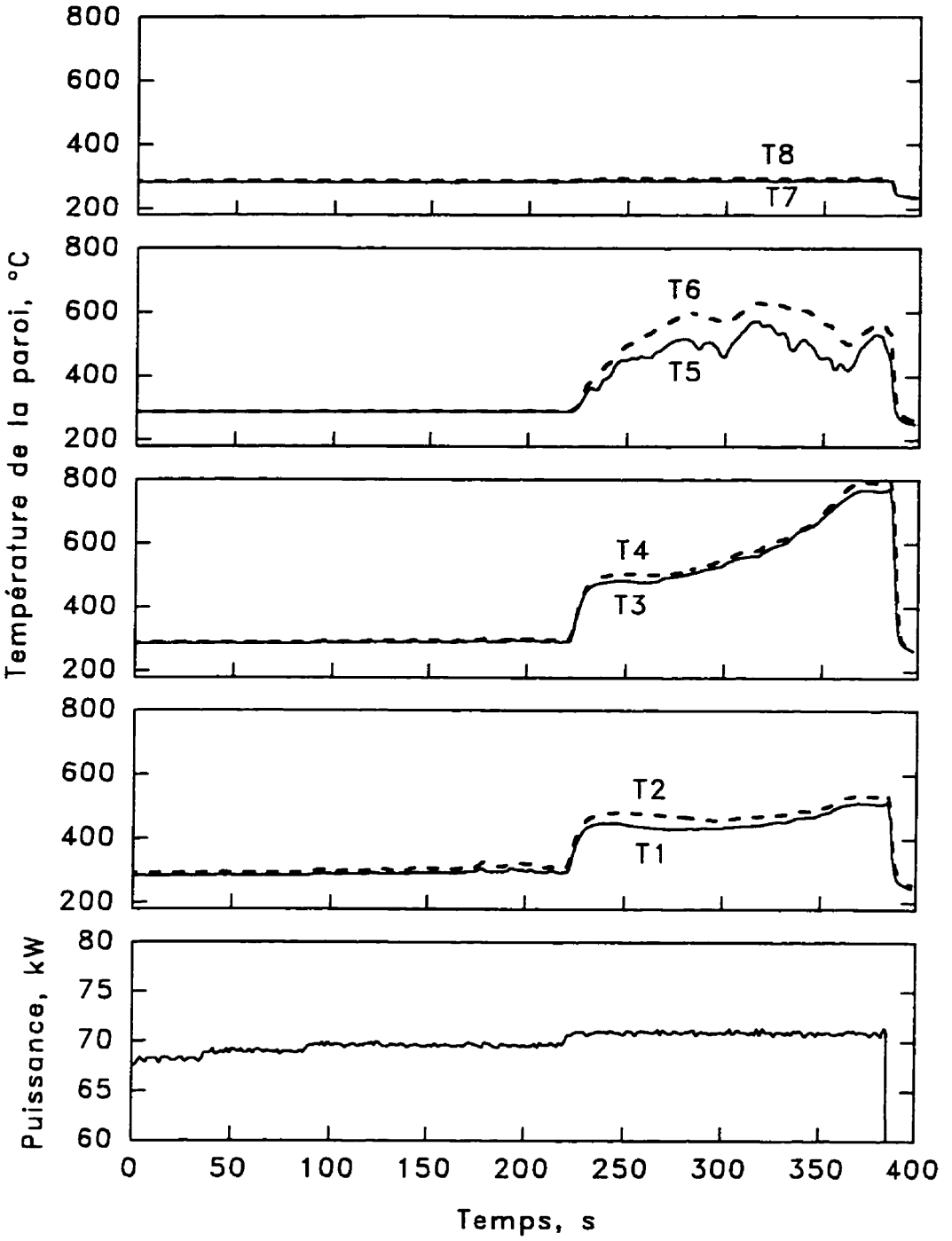


Figure 5.11 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 230°C; x_{cr} = 0.745)

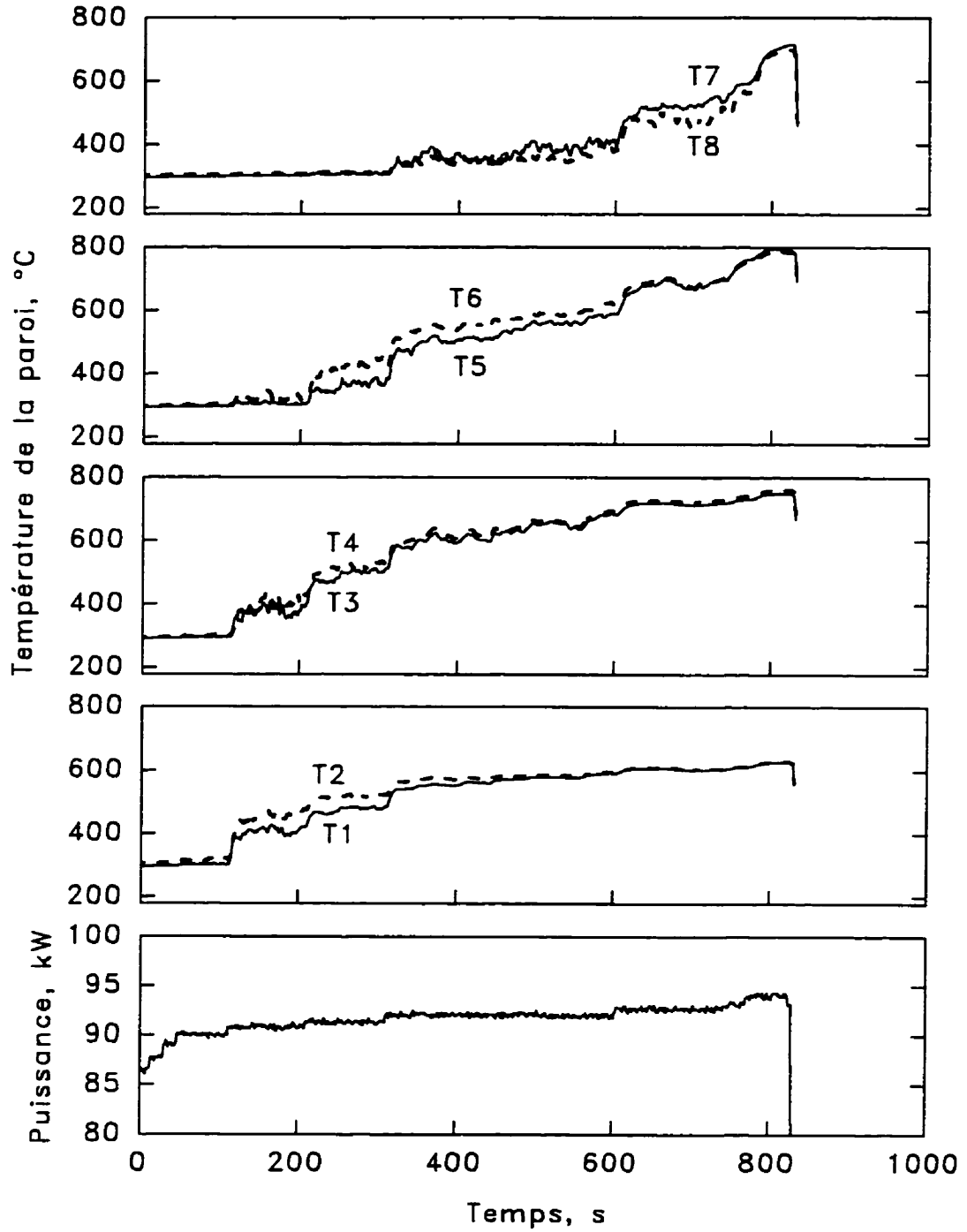


Figure 5.12 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.473$)

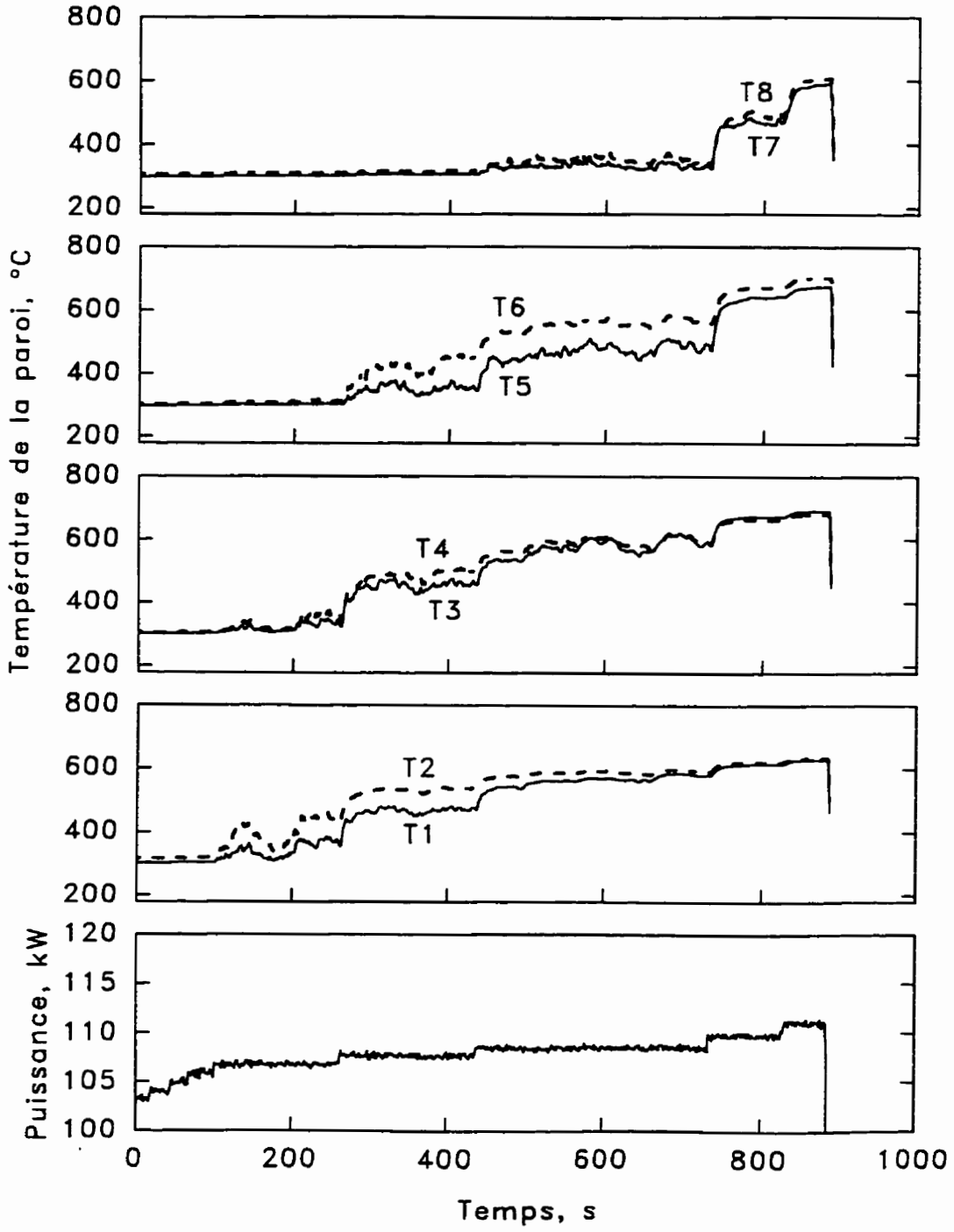


Figure 5.13 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30$ *bars*; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.371$)

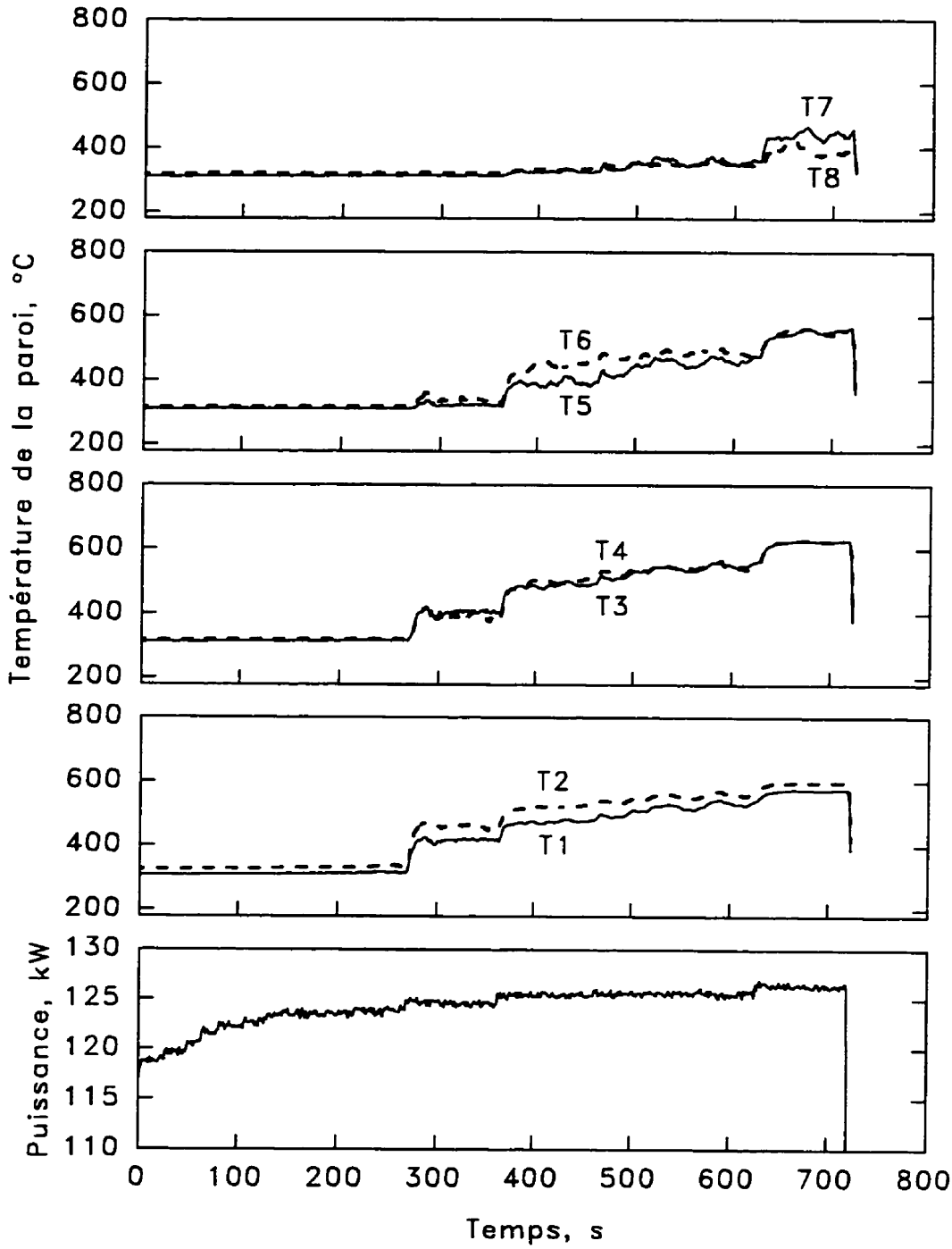


Figure 5.14 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.329$)

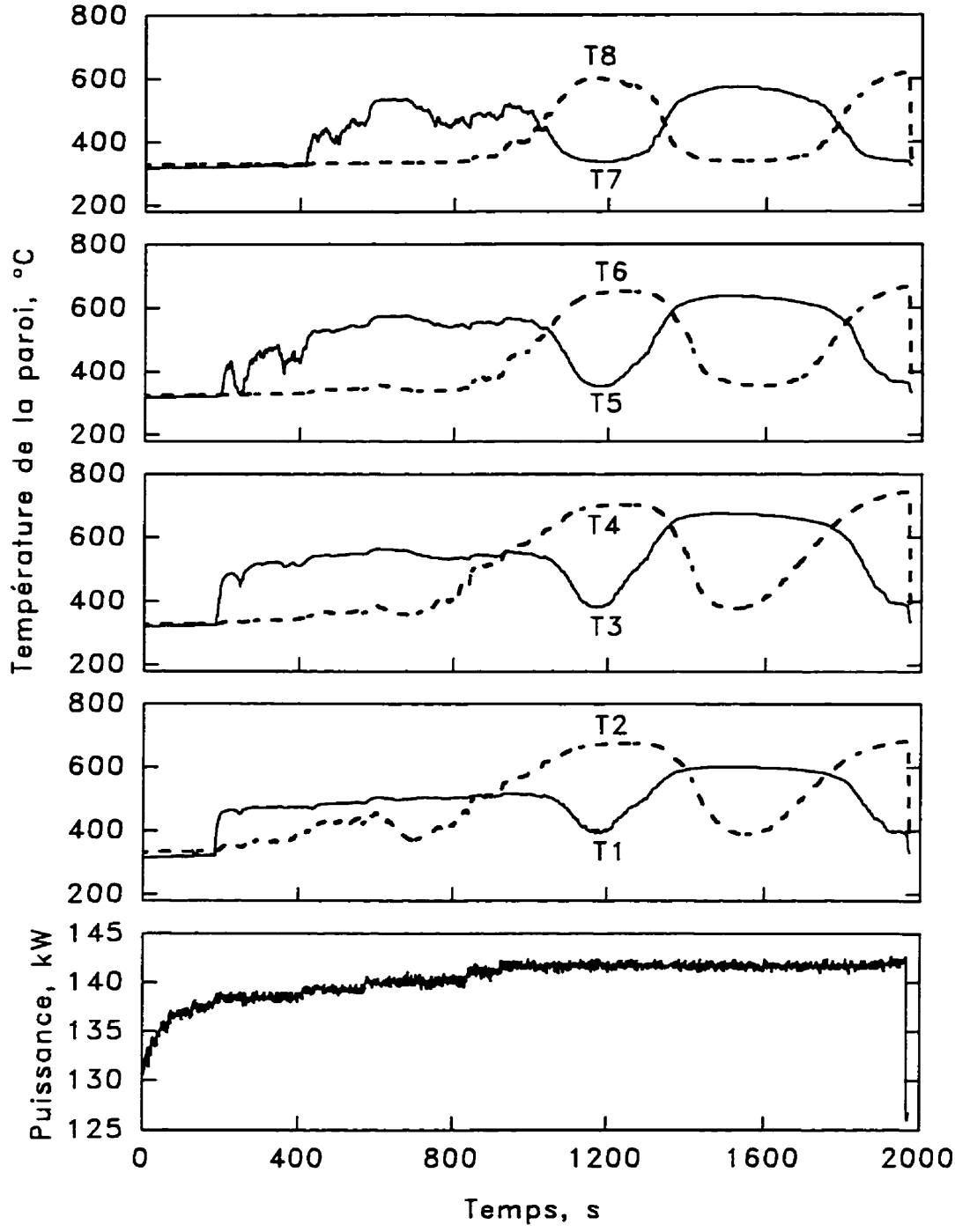


Figure 5.15 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 5000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 230°C; x_{cr} = 0.300)

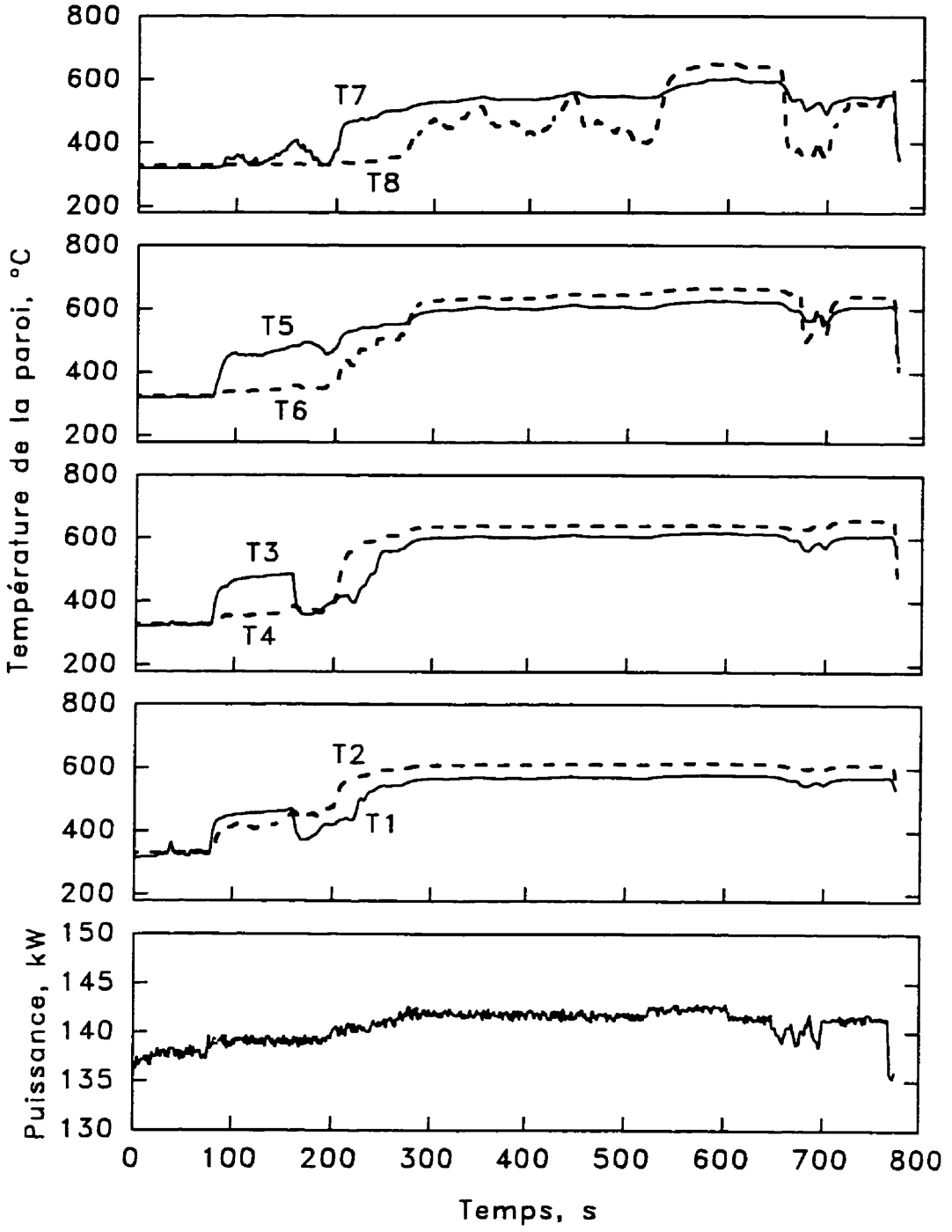


Figure 5.16 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 5000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 230°C; x_{cr} = 0.300)

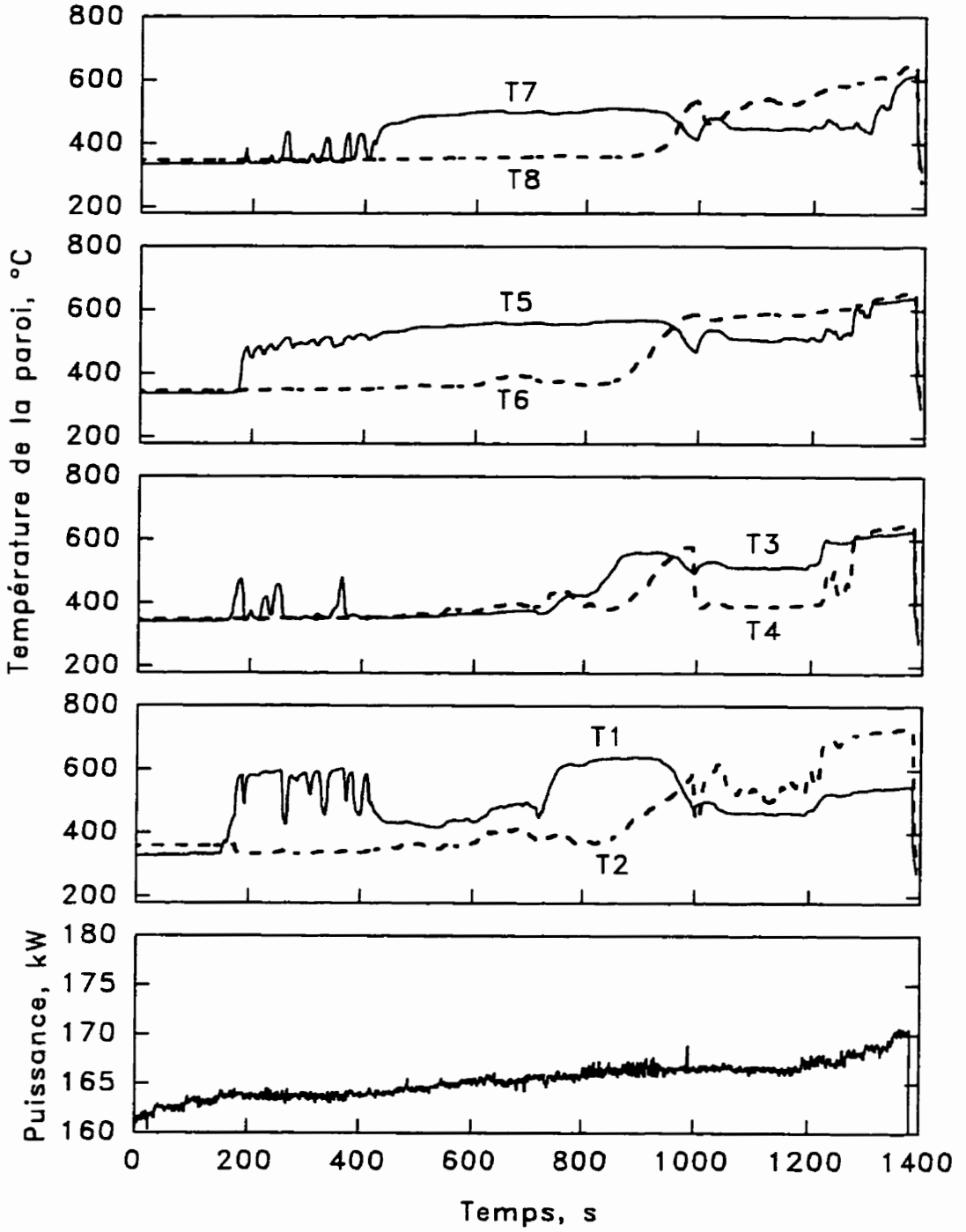


Figure 5.17 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30$ *bars*; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.290$)

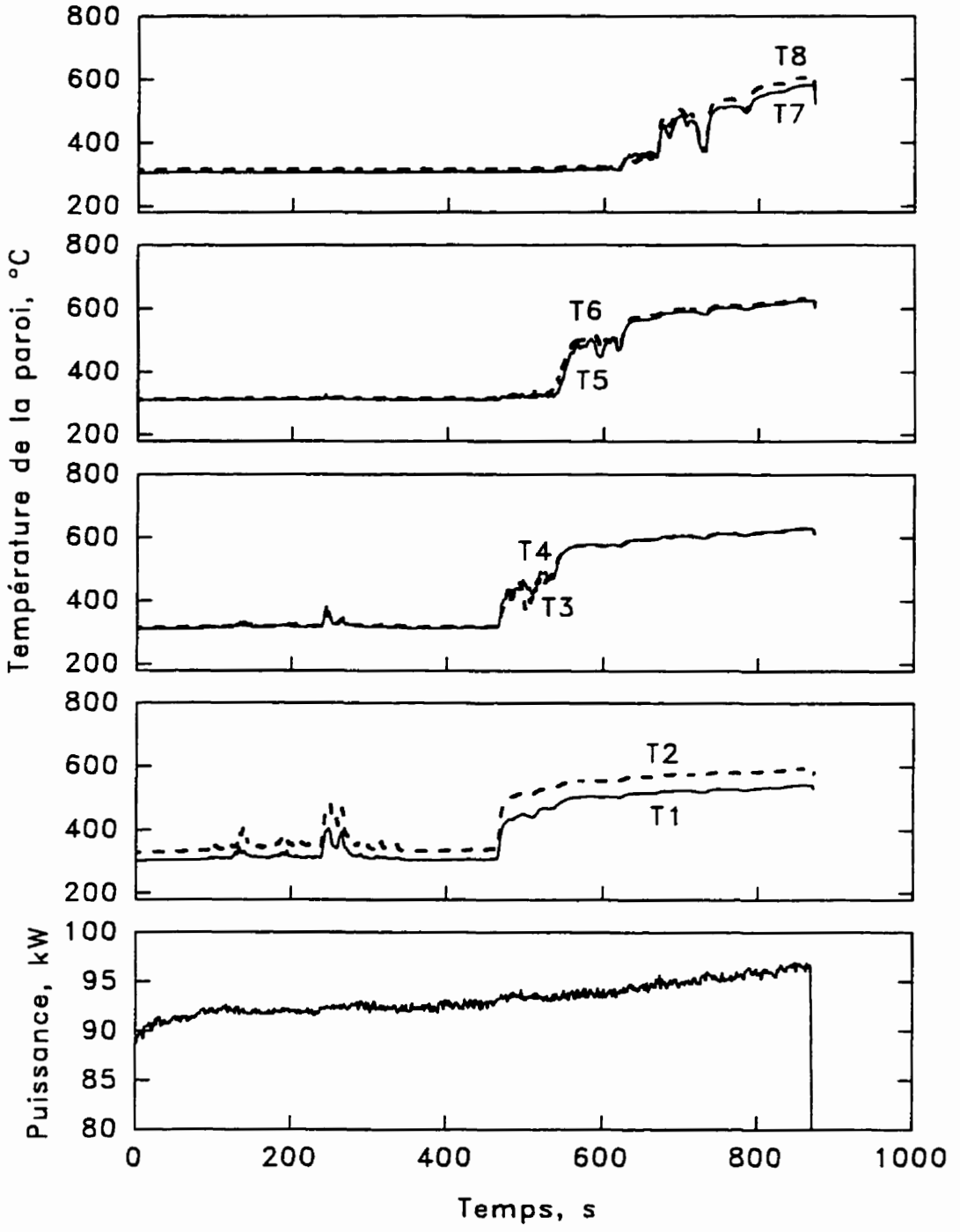


Figure 5.18 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 40\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.508$)

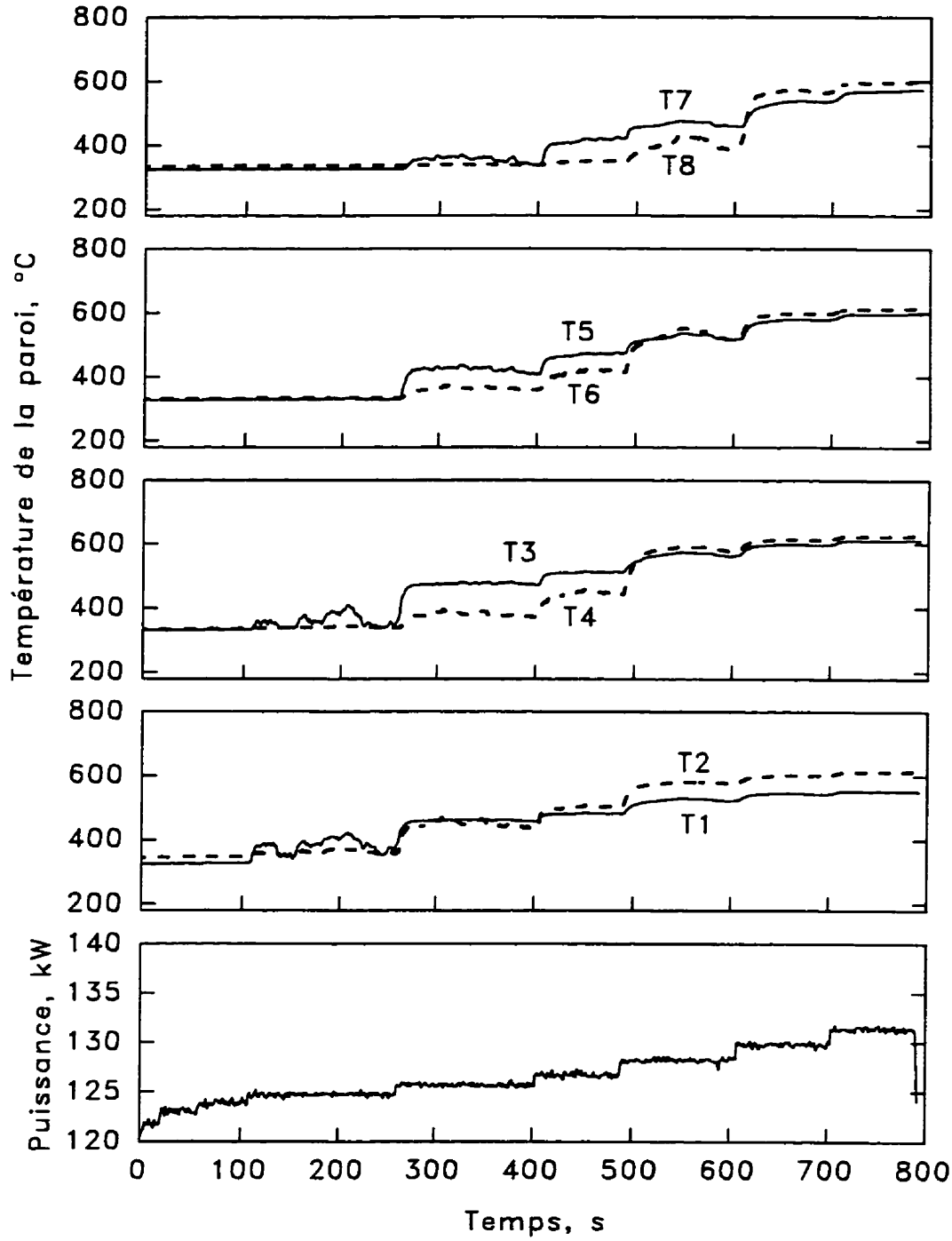


Figure 5.19 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 40\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.340$)

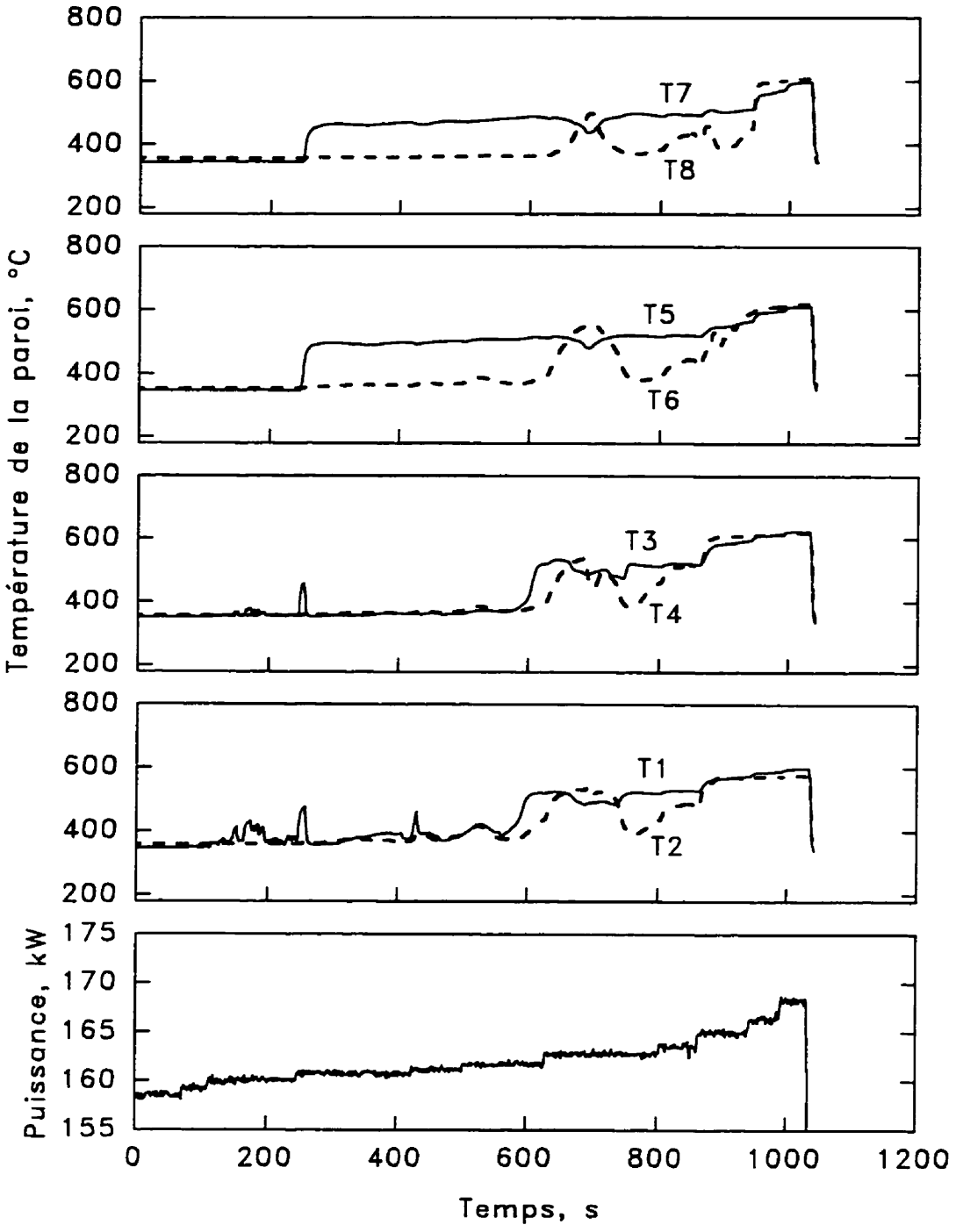


Figure 5.20 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 40\ bars$; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.293$)

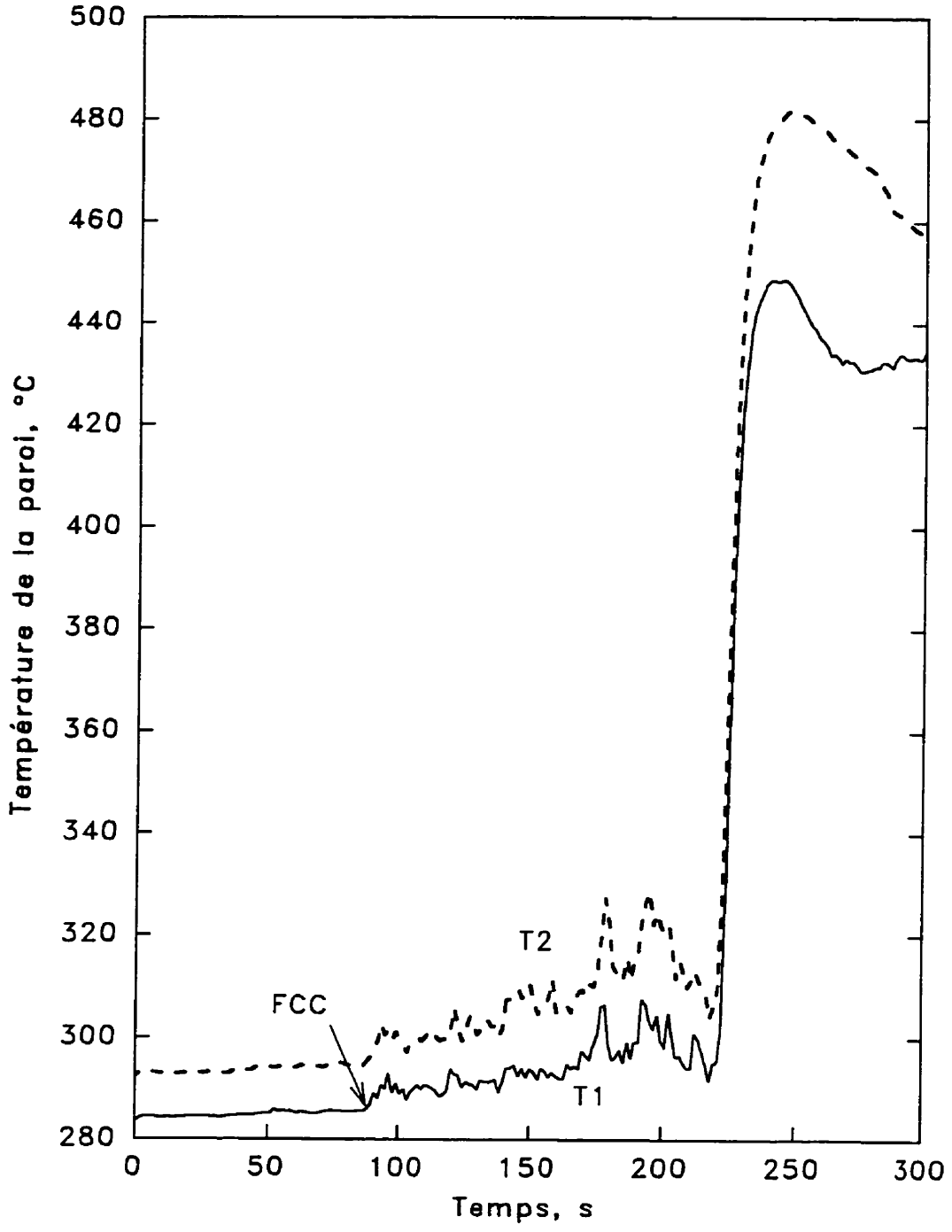


Figure 5.21 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 230°C; x_{cr} = 0.745)

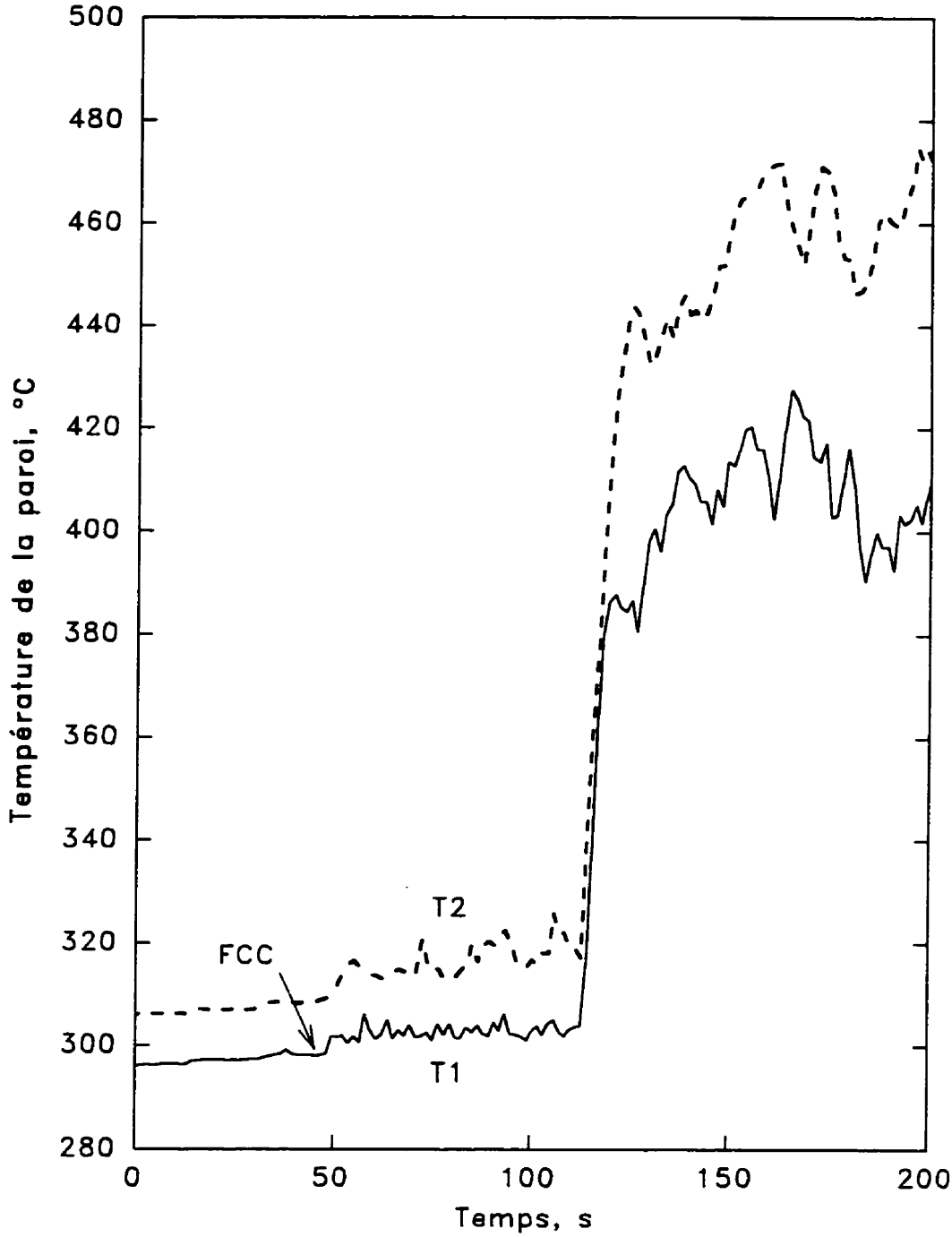


Figure 5.22 Variation de la température de paroi à des niveaux axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$; $x_{cr} = 0.473$)

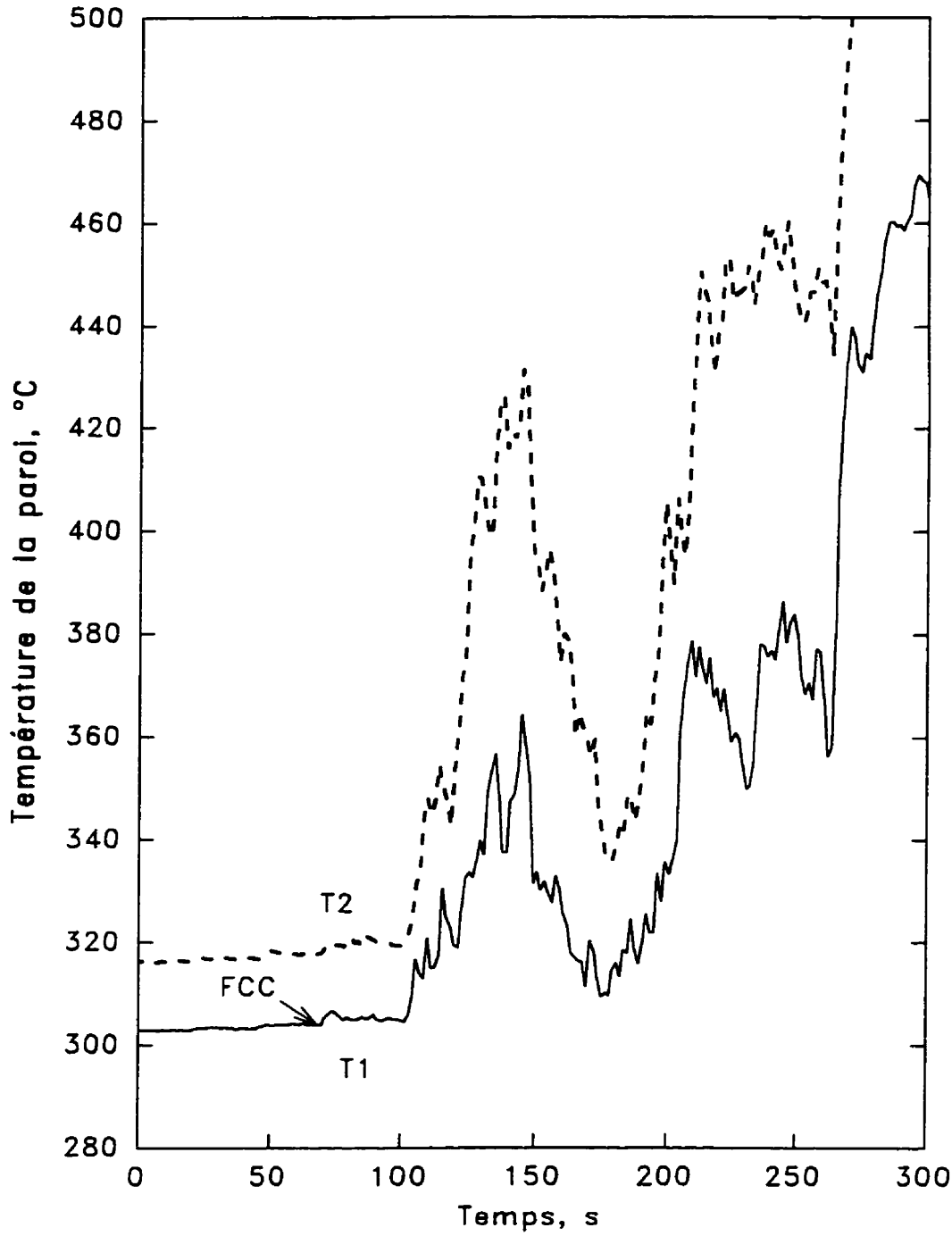


Figure 5.23 Variation de la température de paroi à des niveuax axiaux différents de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 $bars$; G = 3000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 230°C; x_{cr} = 0.371)

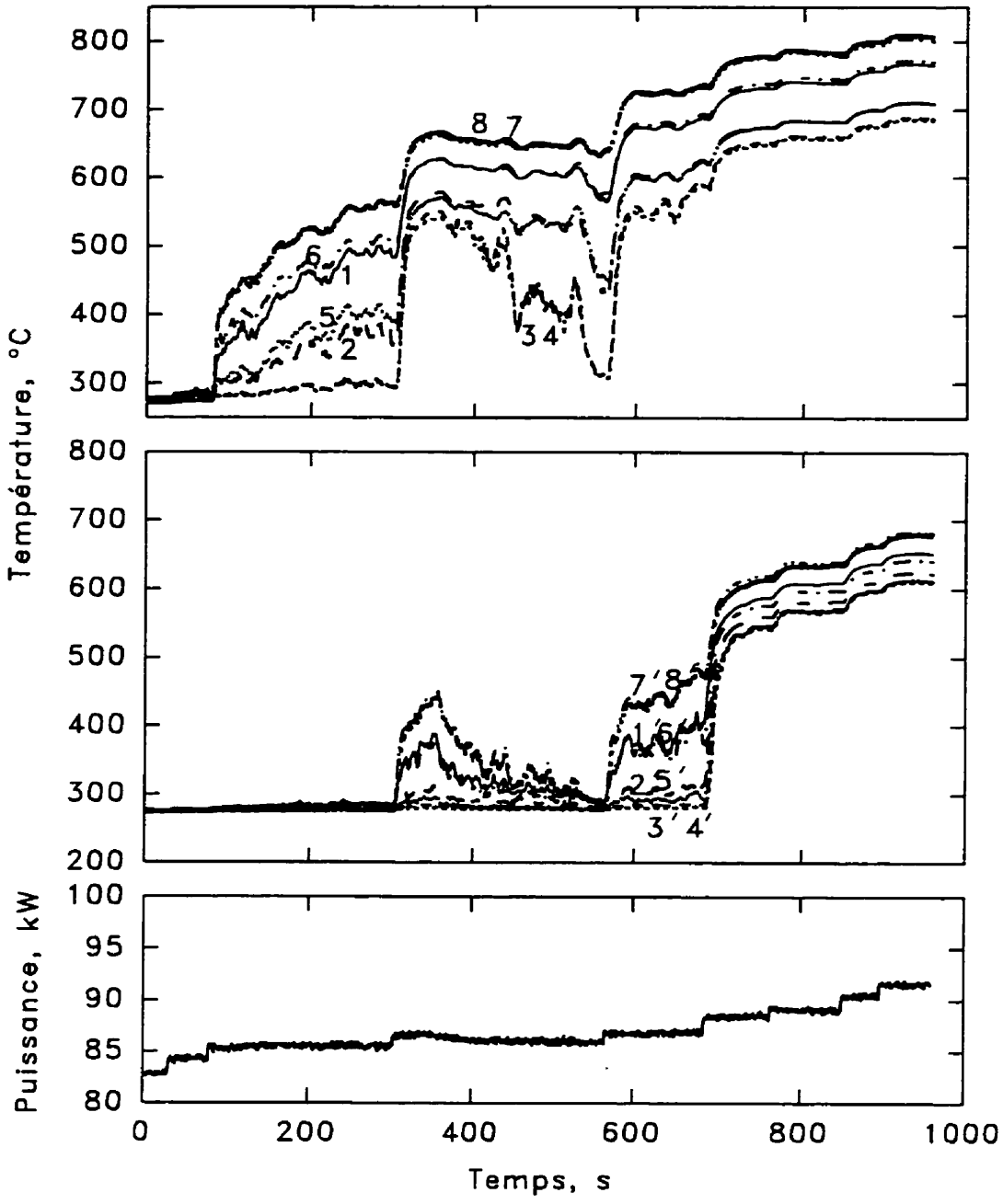


Figure 5.24 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 20 *bars*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.435$)

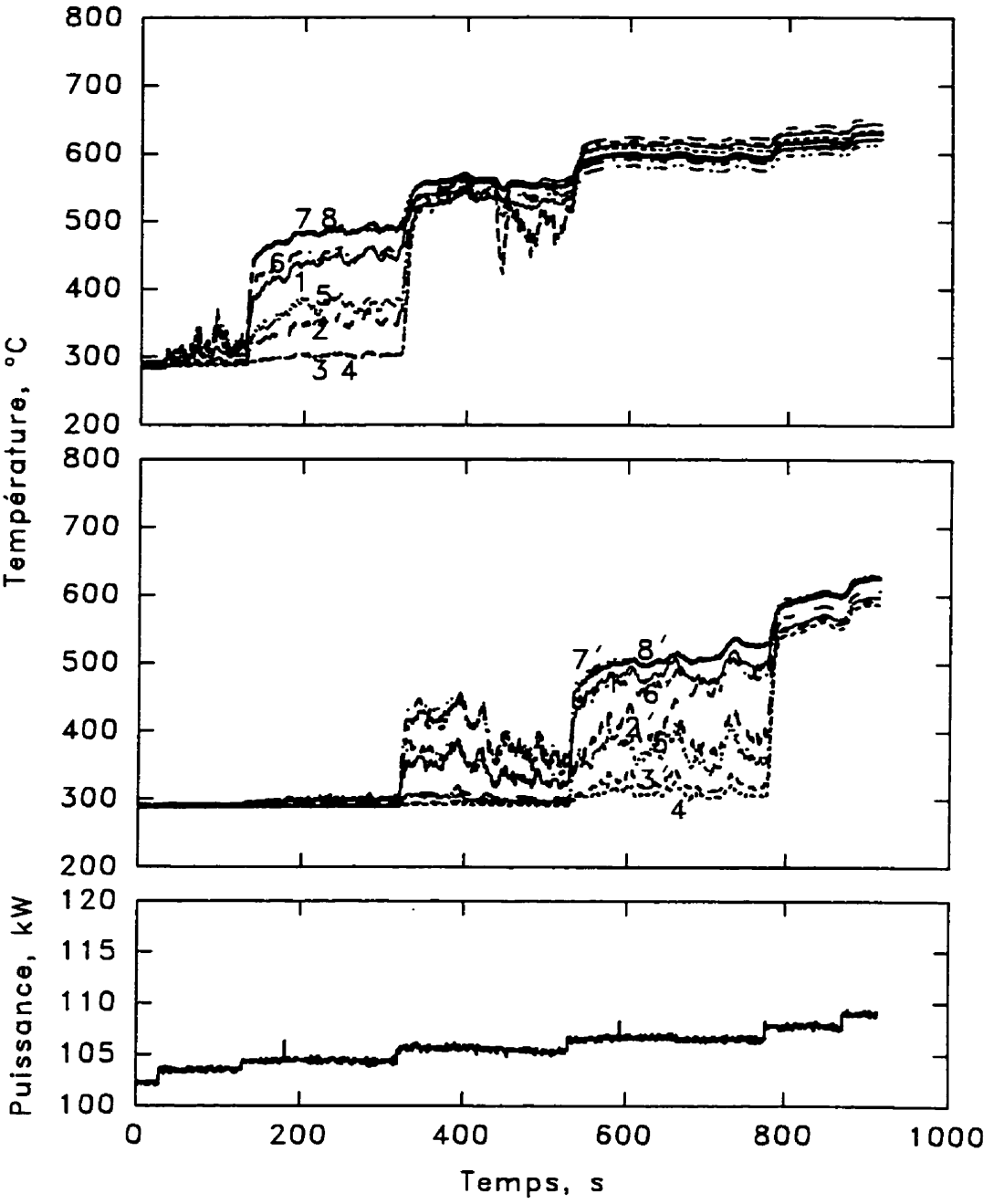


Figure 5.25 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 20 *bars*; G = 3000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.356$)

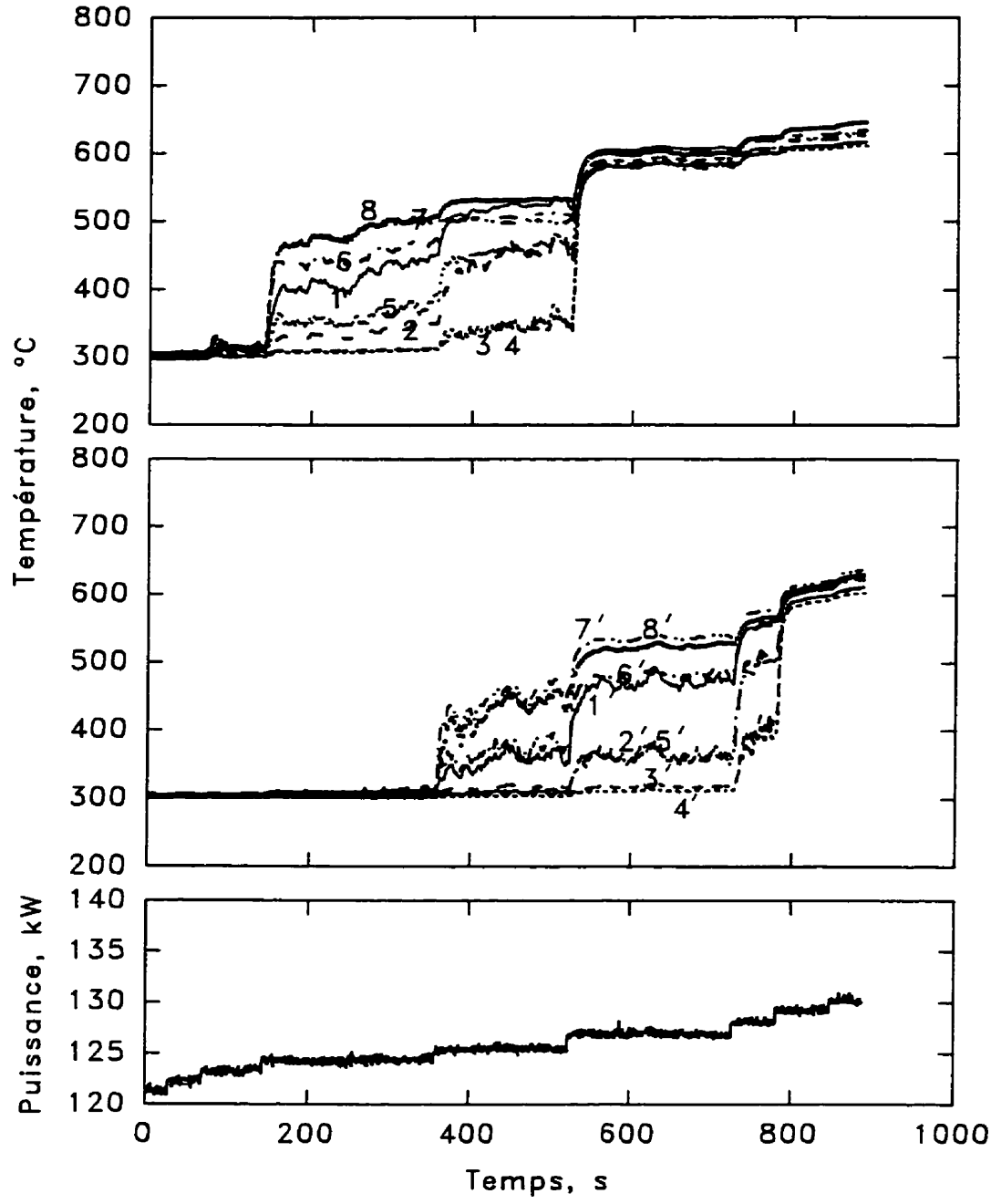


Figure 5.26 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 20 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.315$)

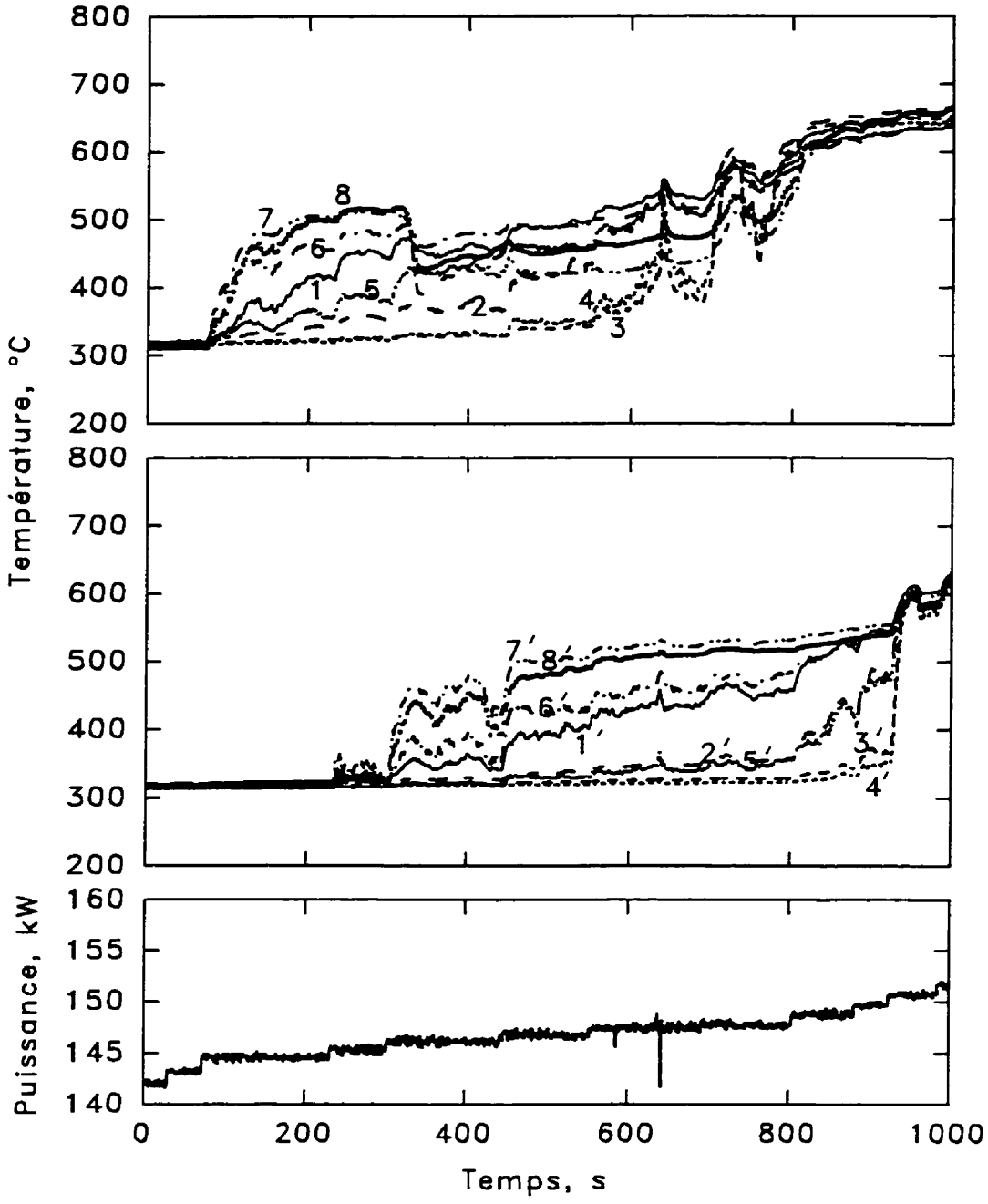


Figure 5.27 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 20 *bars*; G = 5000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.295$)

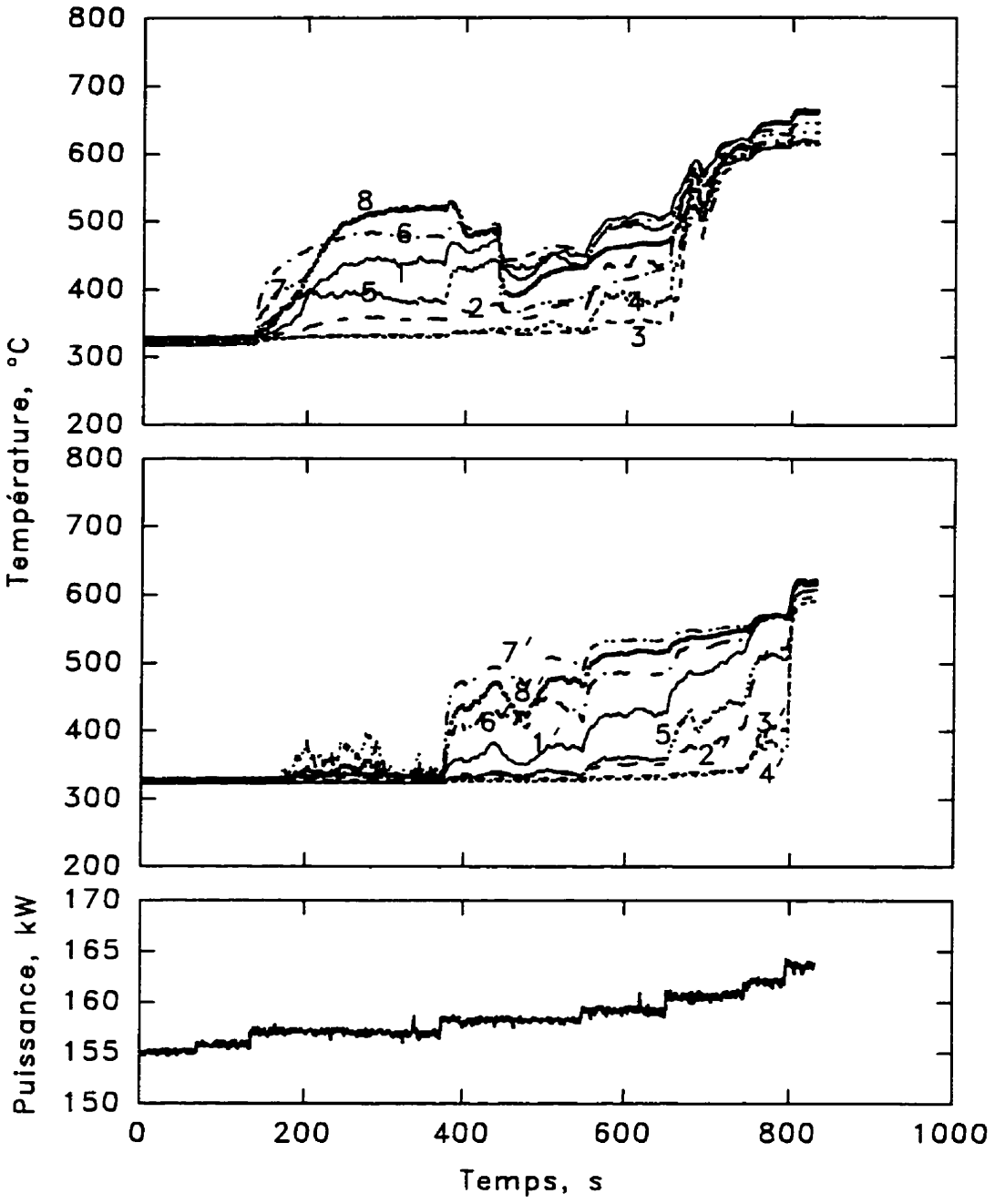


Figure 5.28 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 20 *bars*; G = 5700 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$; $x_{cr} = 0.293$)

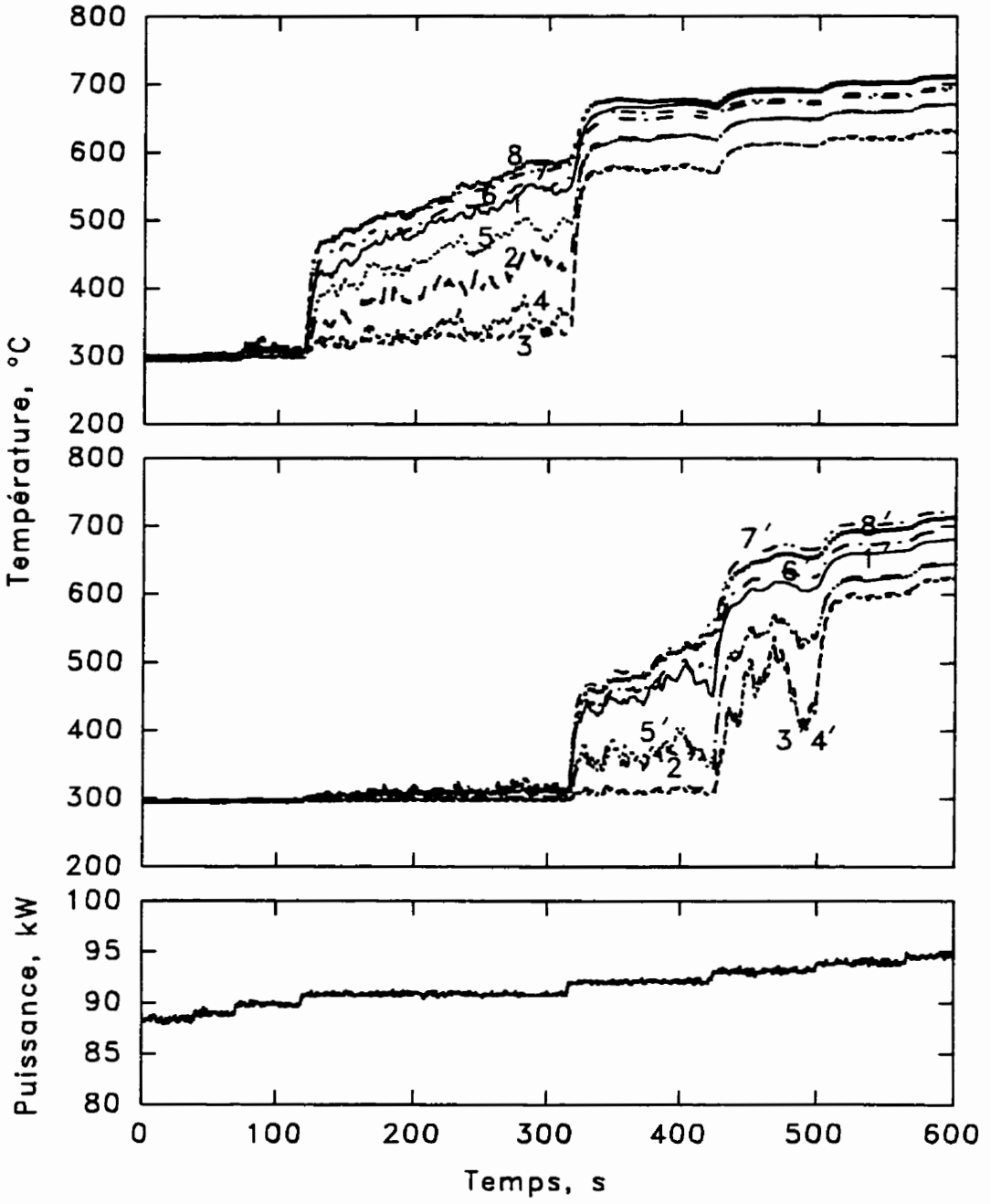


Figure 5.29 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.491$)

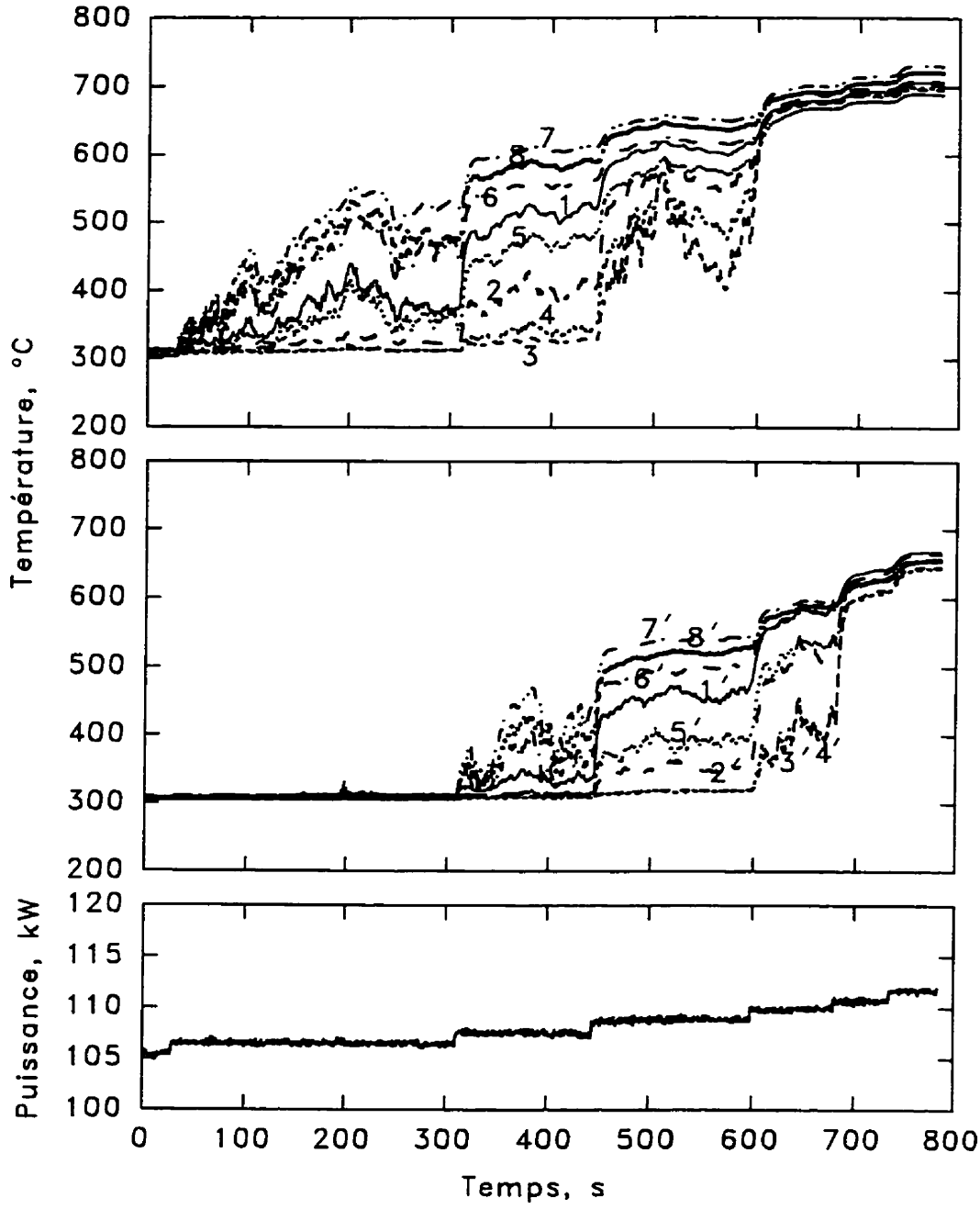


Figure 5.30 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 3000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.390$)

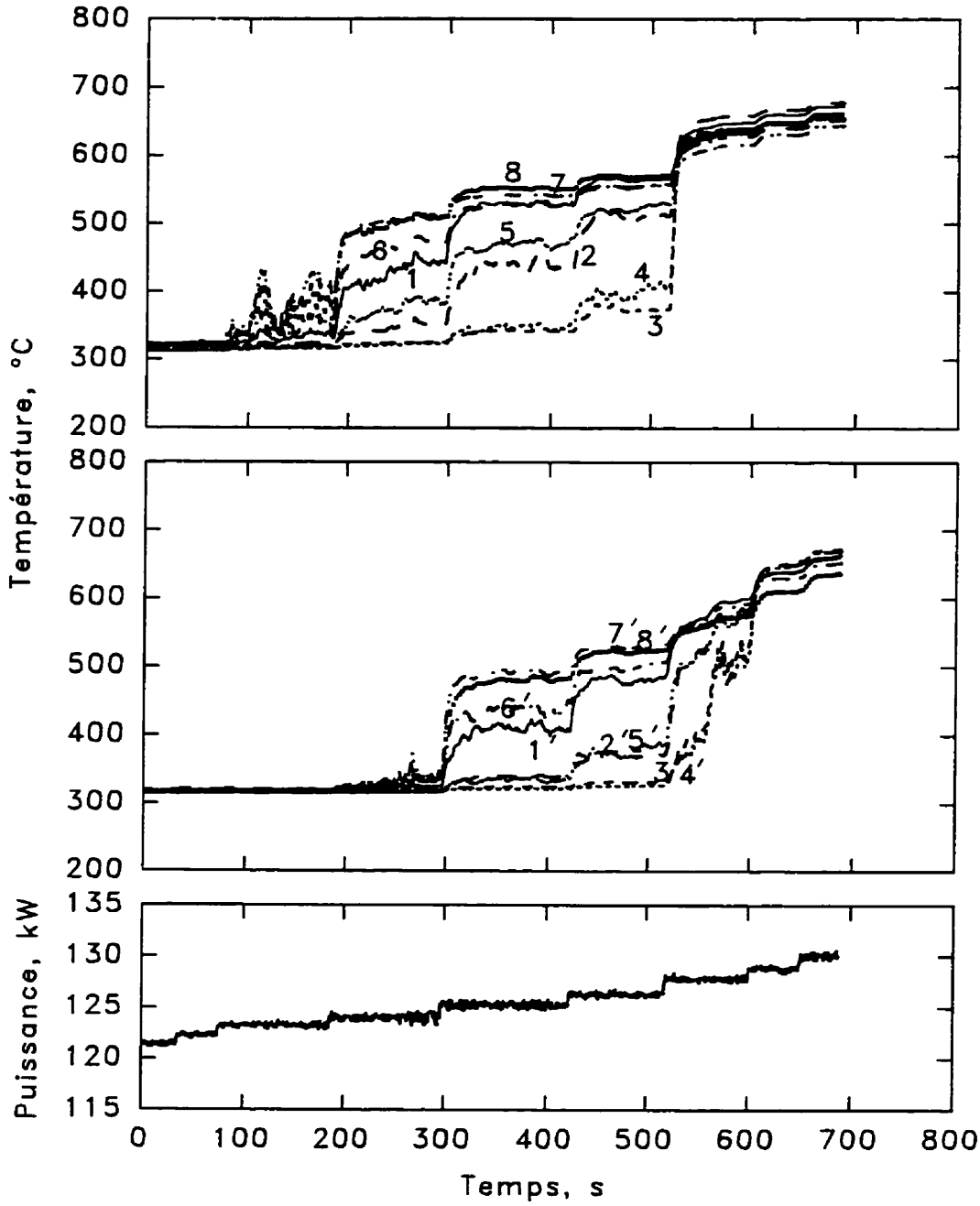


Figure 5.31 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.334$)

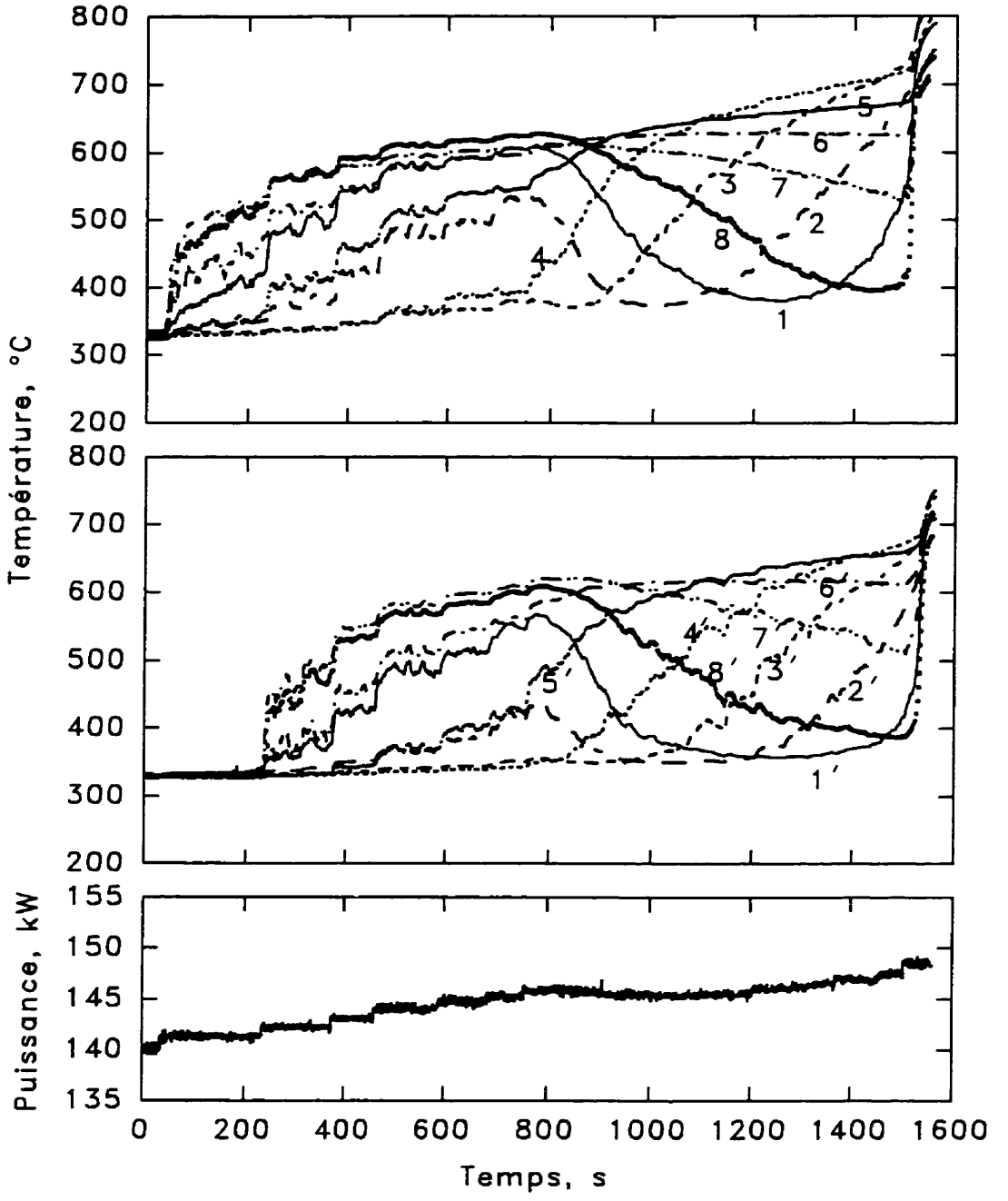


Figure 5.32 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 5000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.306$)

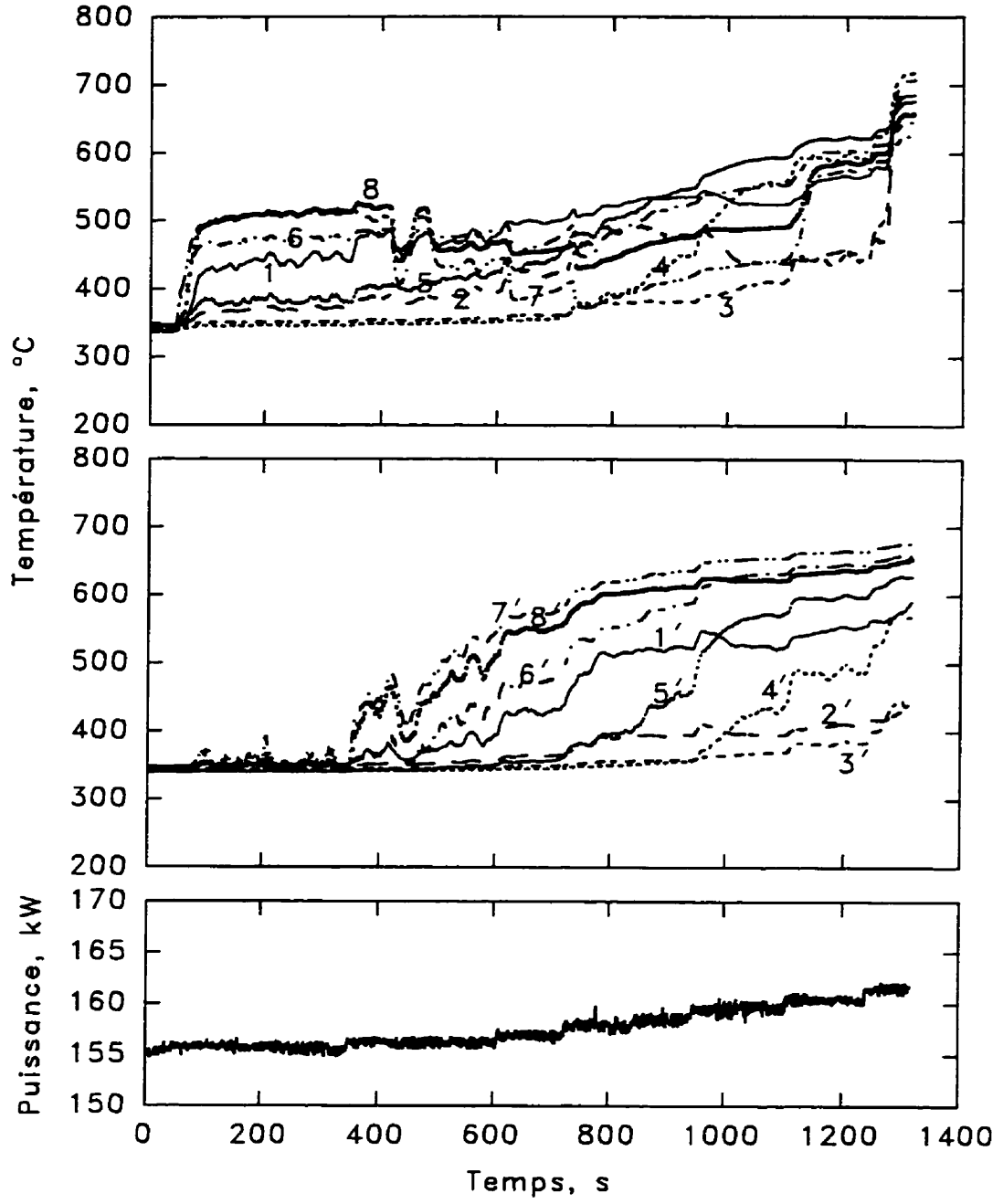


Figure 5.33 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC ($P_{sor} = 30$ *bars*; $G = 6000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.291$)

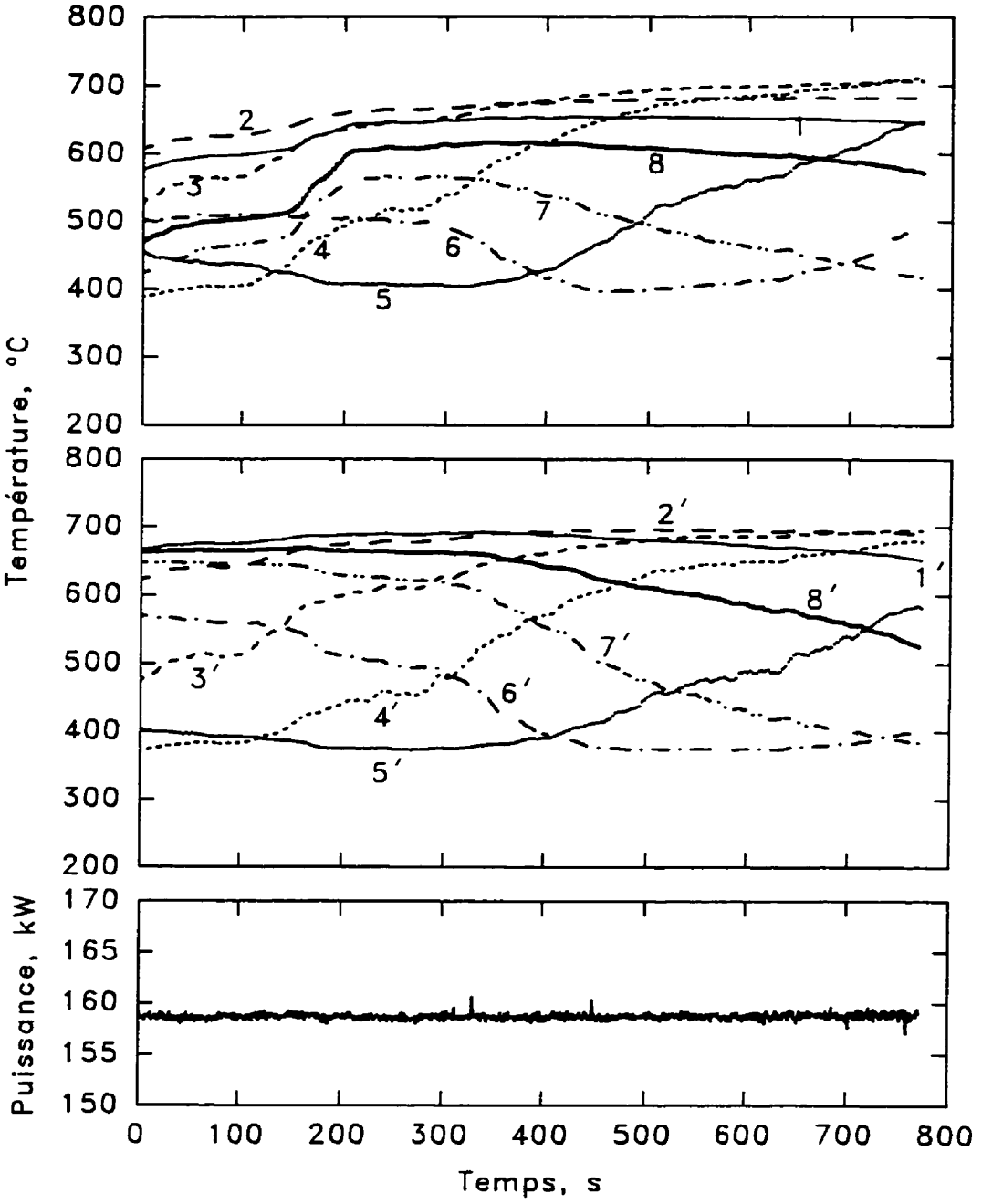


Figure 5.34 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 6000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.291$)

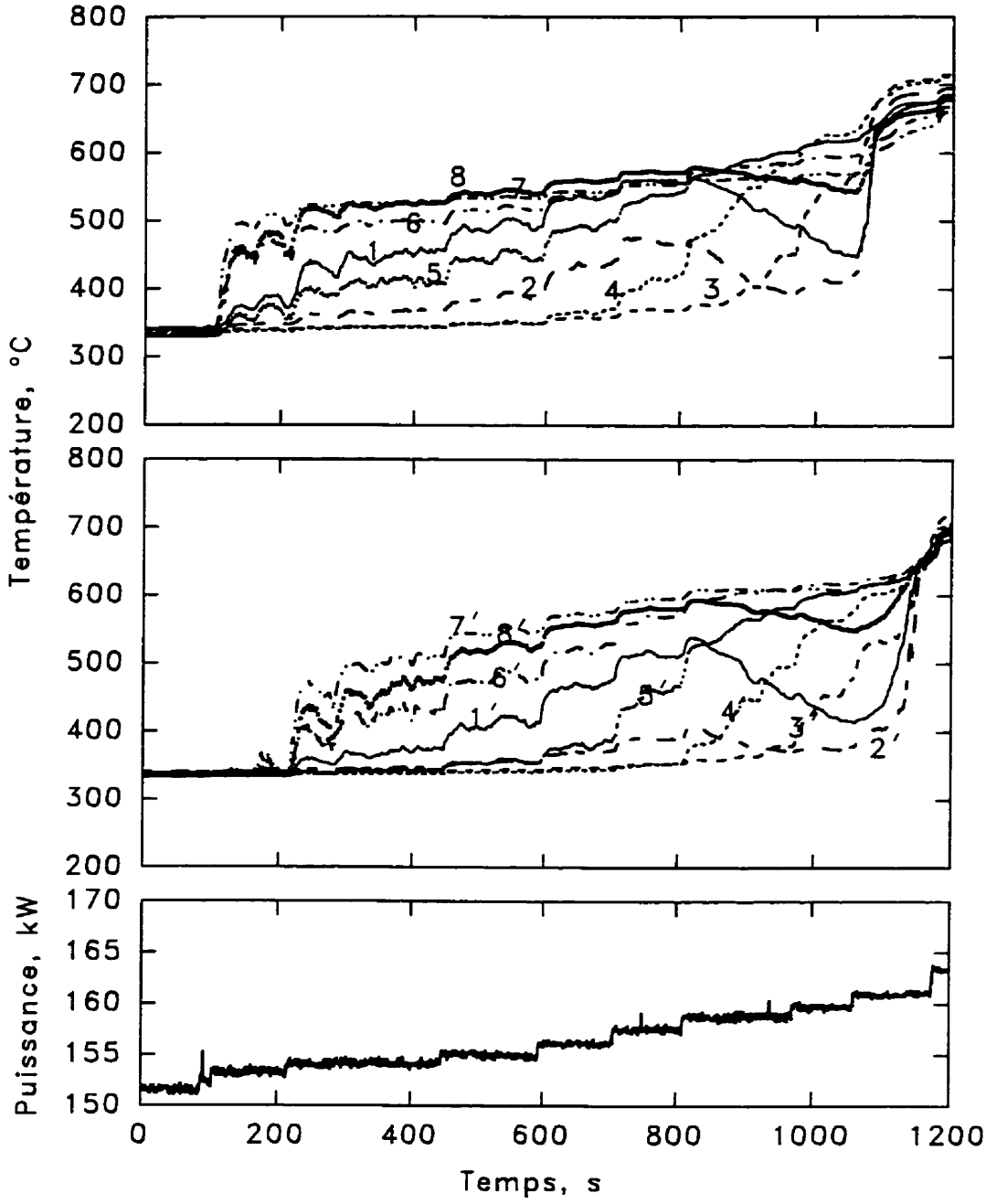


Figure 5.35 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 30 *bars*; G = 6100 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$; $x_{cr} = 0.289$)

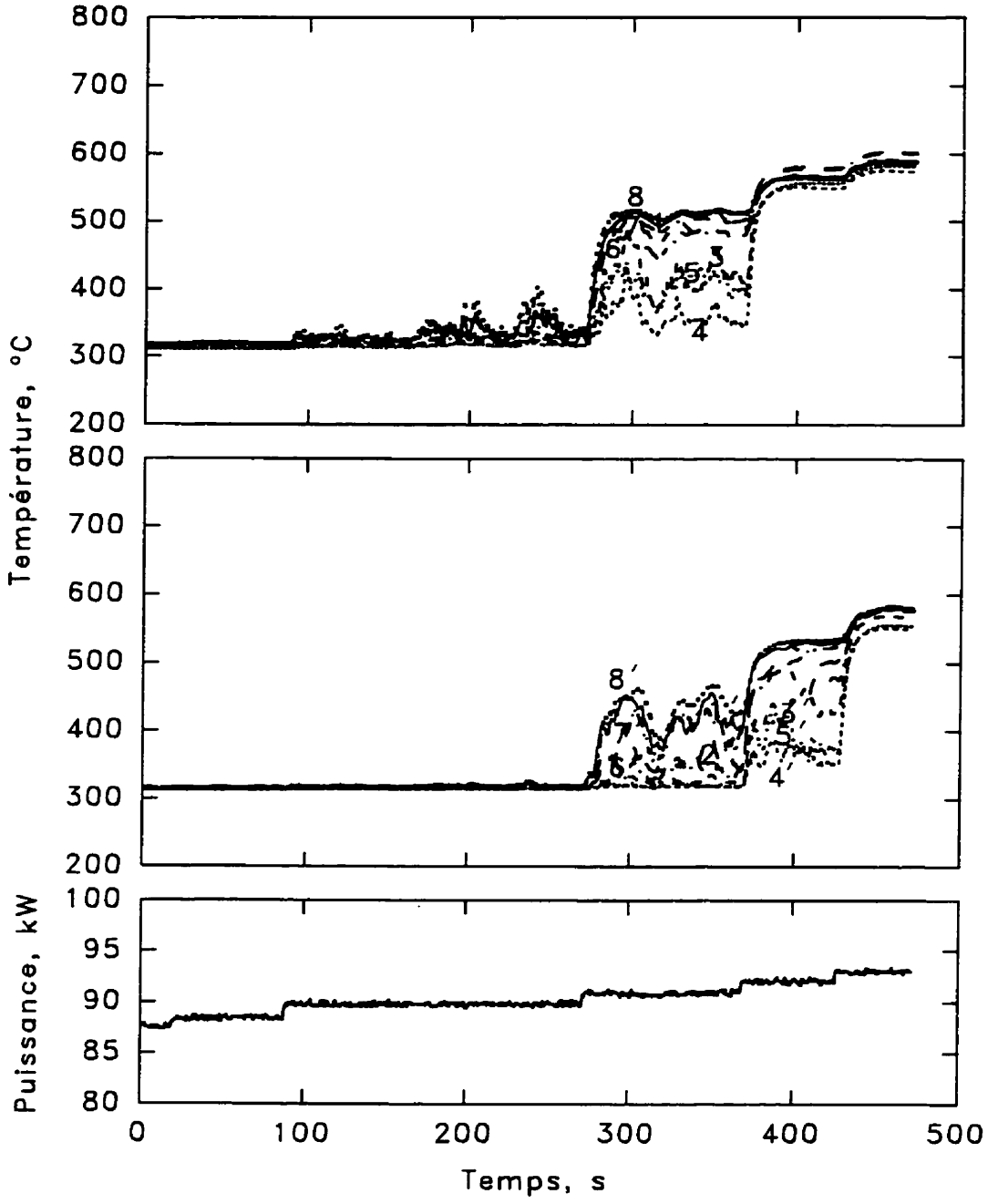


Figure 5.36 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 40 *bars*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.496$)

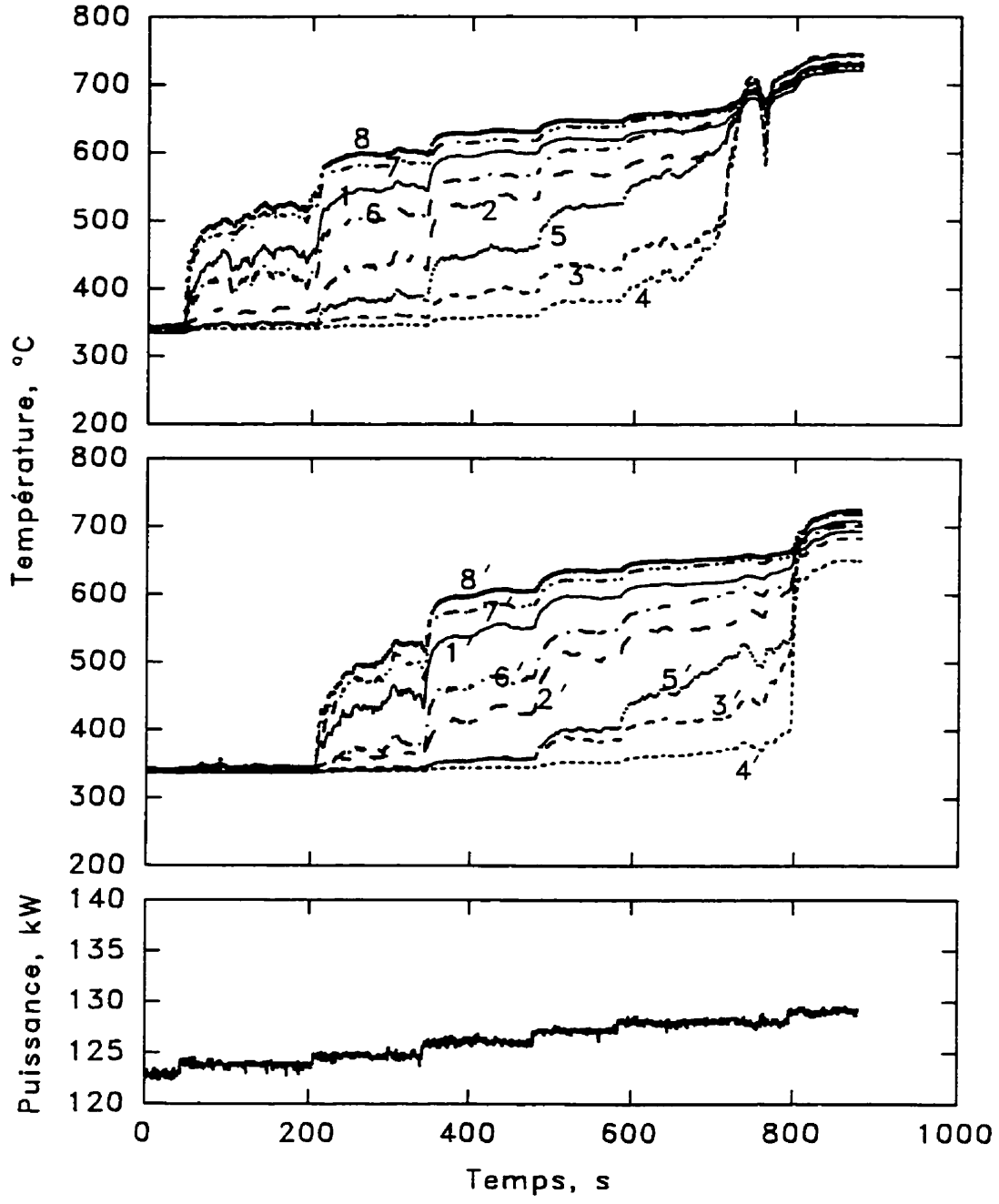


Figure 5.37 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 40 *bars*; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.347$)

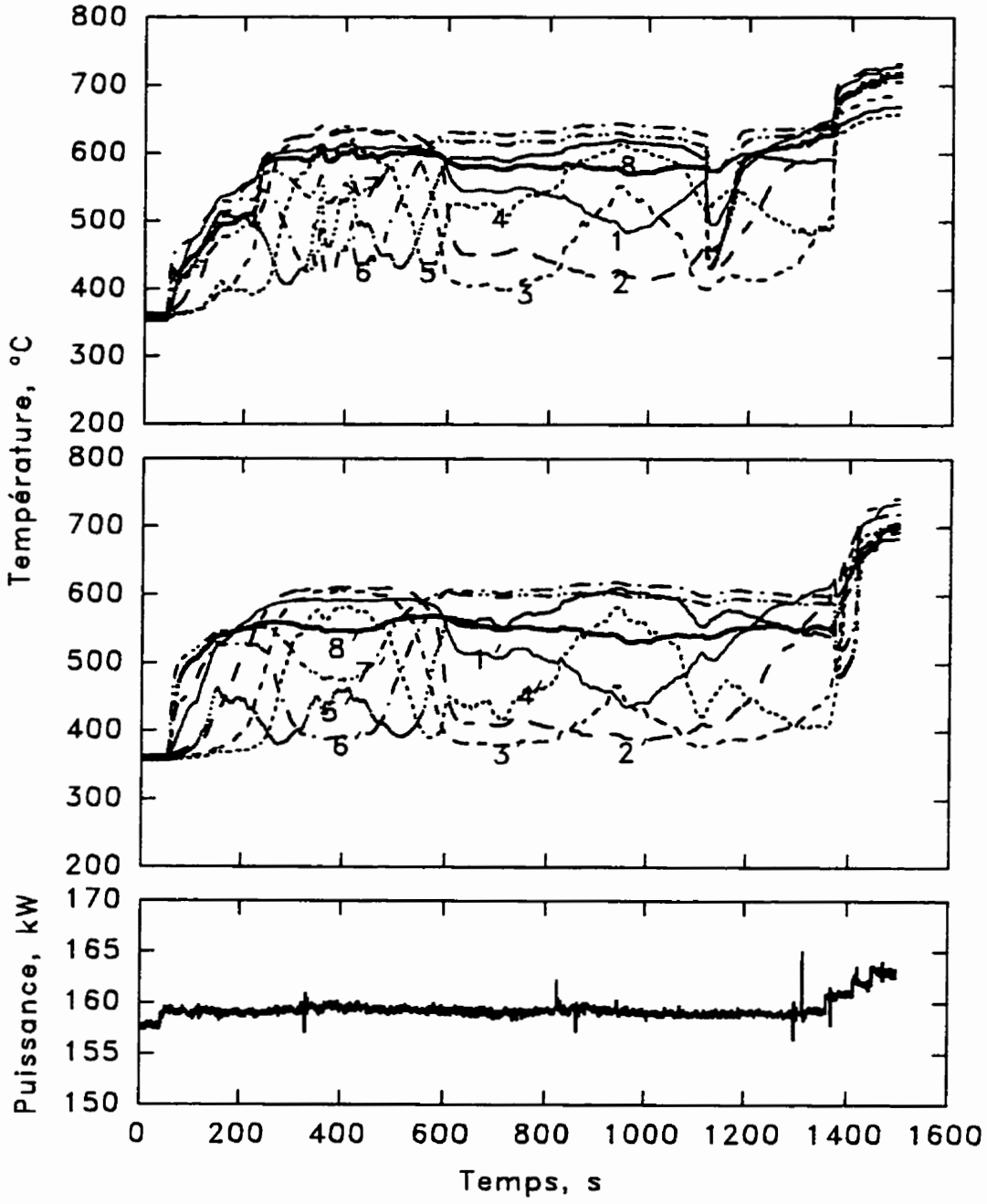
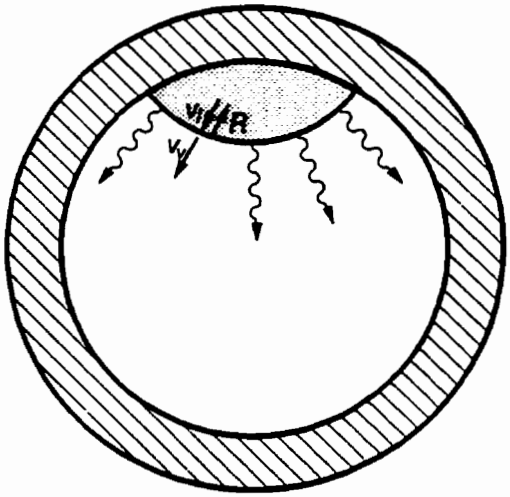
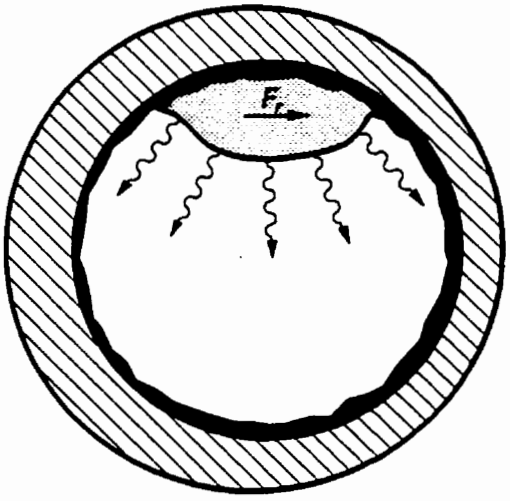


Figure 5.38 Variation de la température de paroi à des positions angulaires différentes à la sortie de la zone chauffée lors du FCC (P_{sor} = 40 *bars*; G = 6000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 245°C$; $x_{cr} = 0.296$)



(a)



(b)

Figure 5.39 Rotation du ruisselet

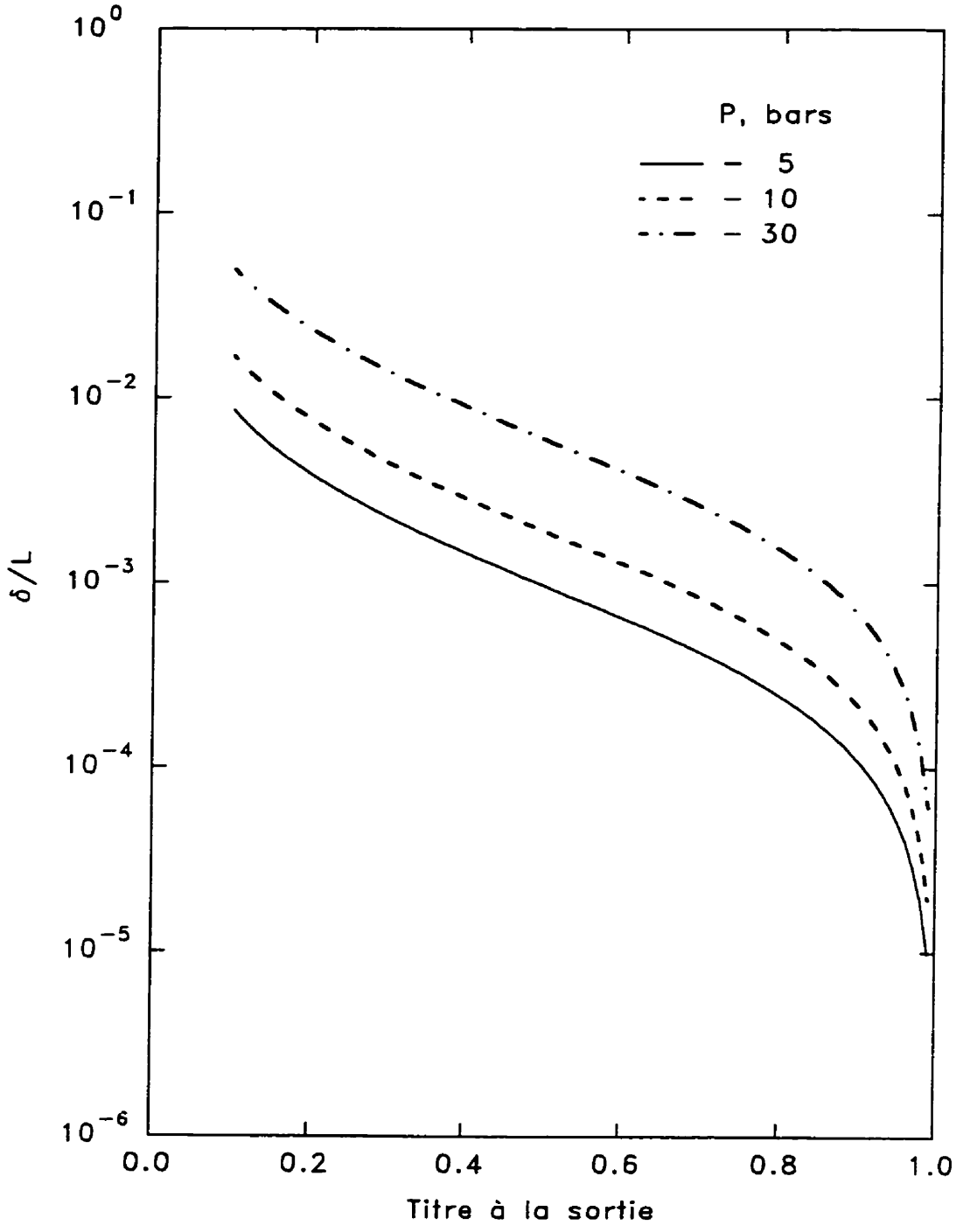


Figure 5.40 Rapport entre l'épaisseur de cloisons et la dimension de cellules de l'écume en fonction du titre thermodynamique

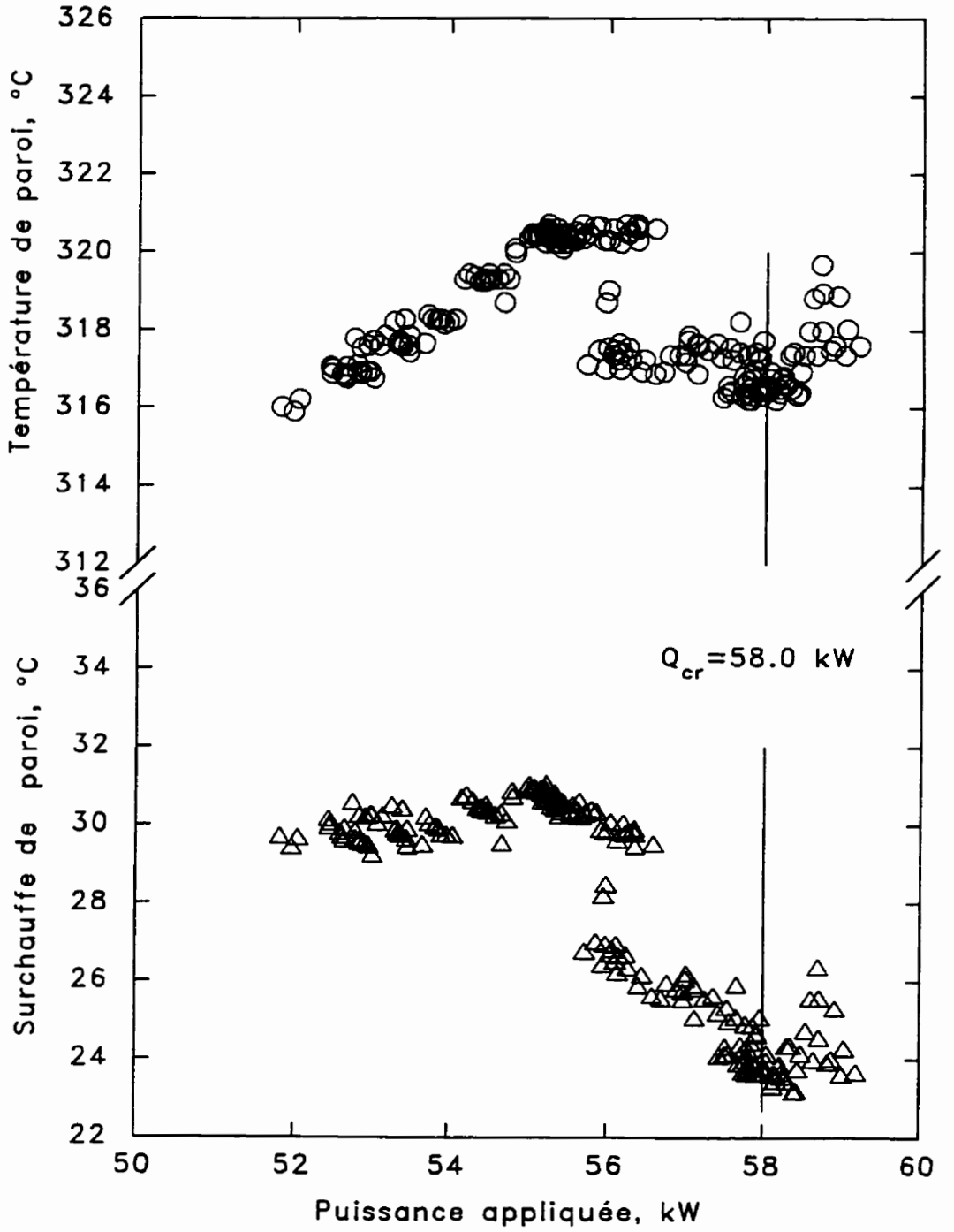


Figure 5.41 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 29.7\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$)

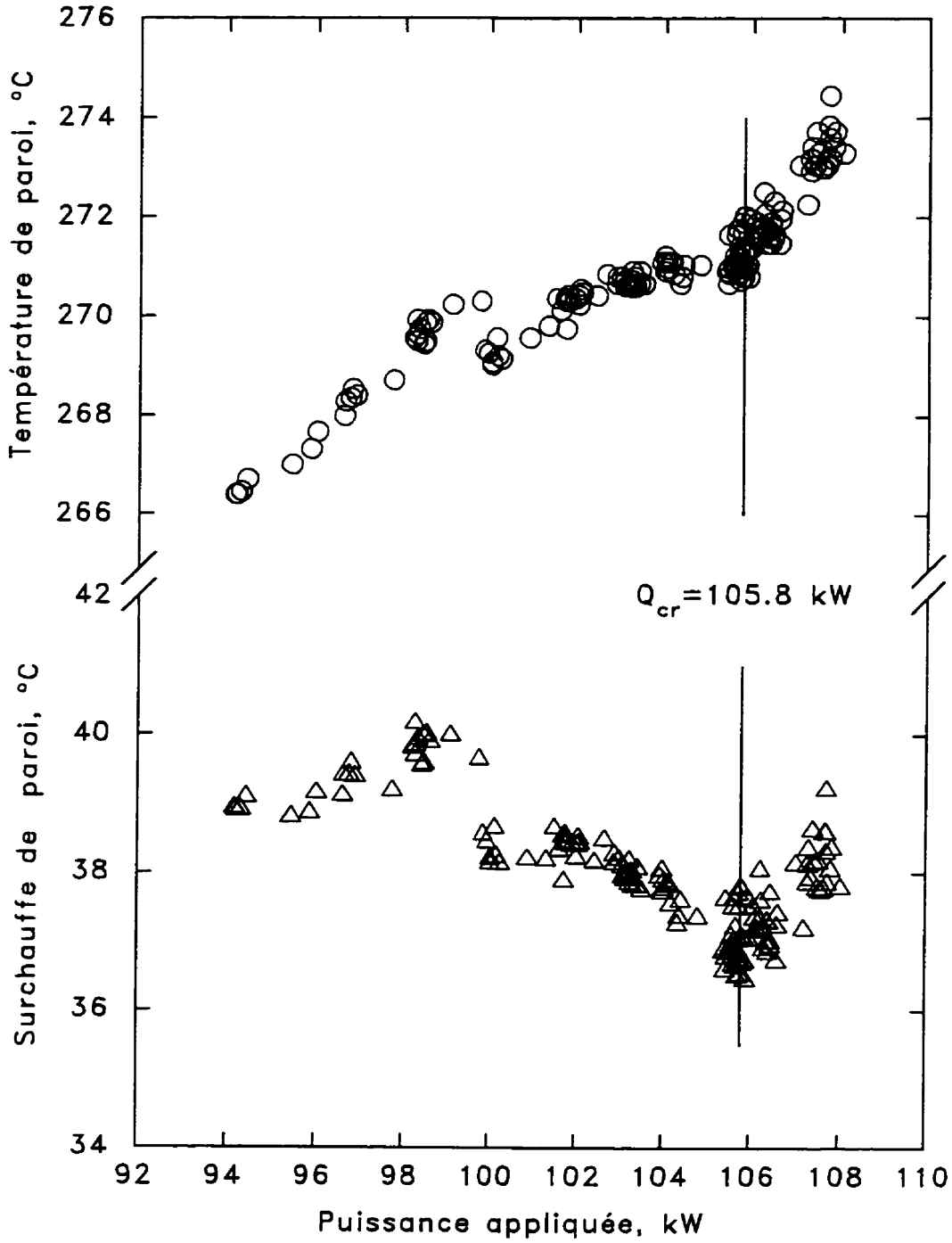


Figure 5.42 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée (L = 1.8 m; P_{sor} = 8.3 $bars$; G = 3000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 165°C)

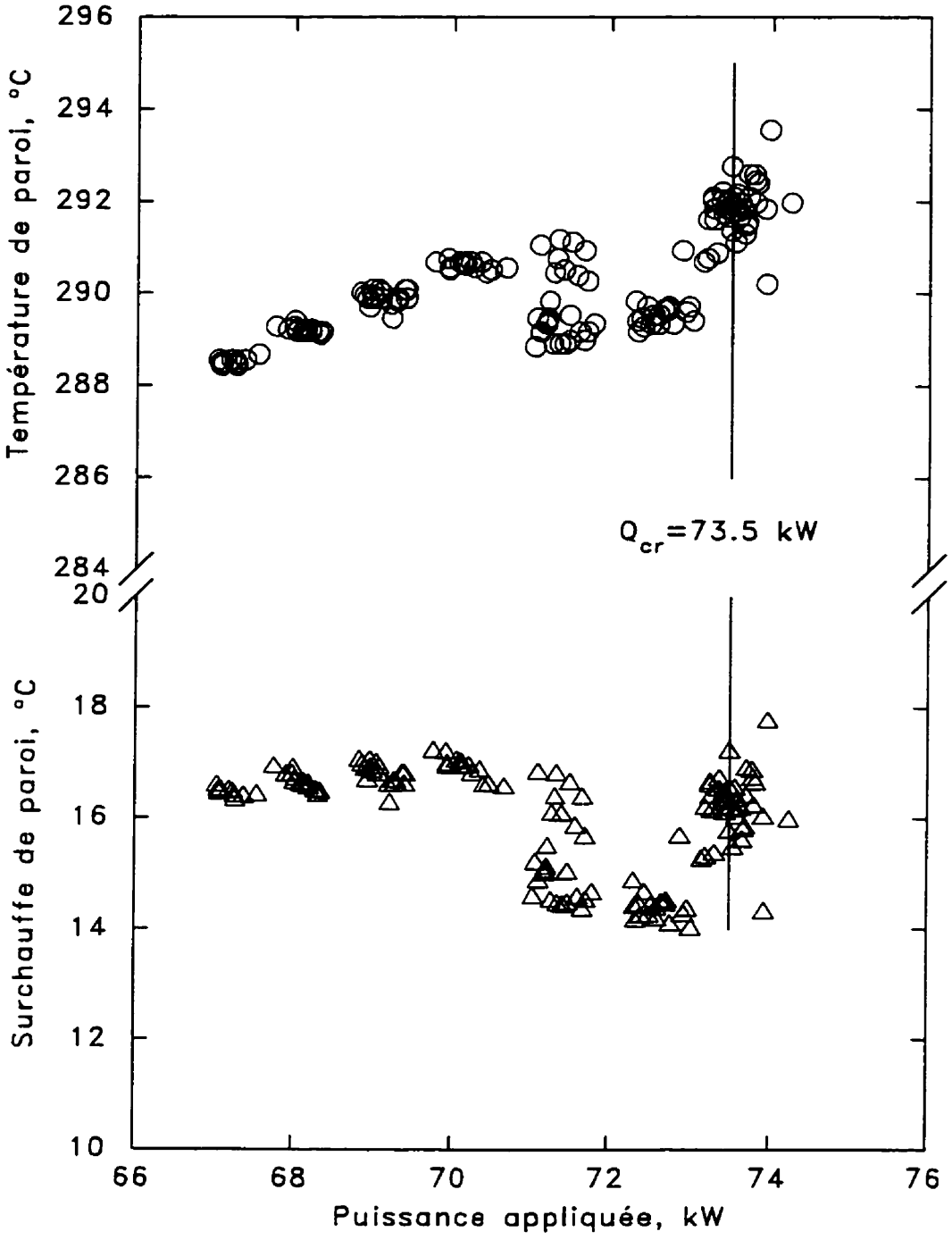


Figure 5.43 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 208°C$)

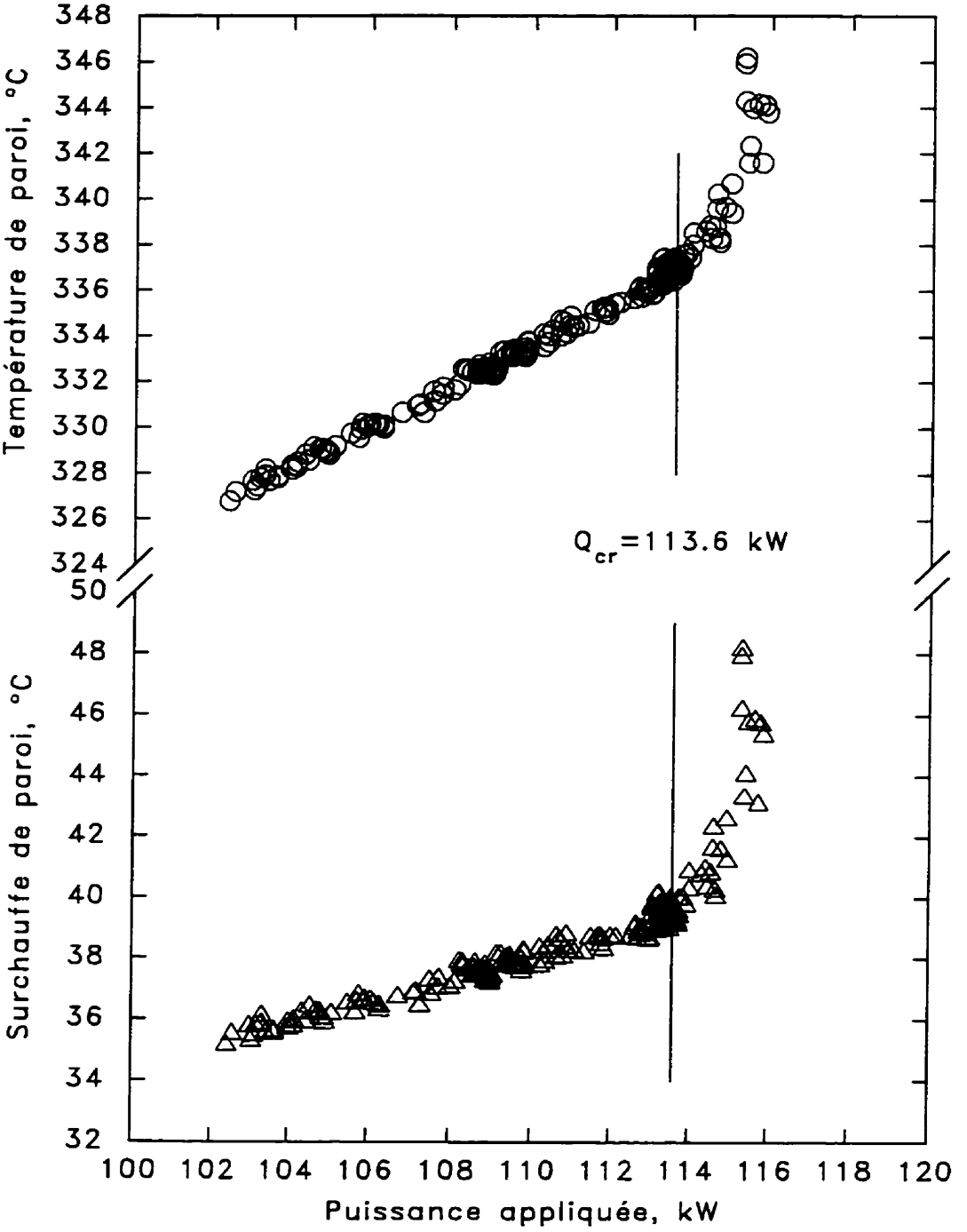


Figure 5.44 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$)

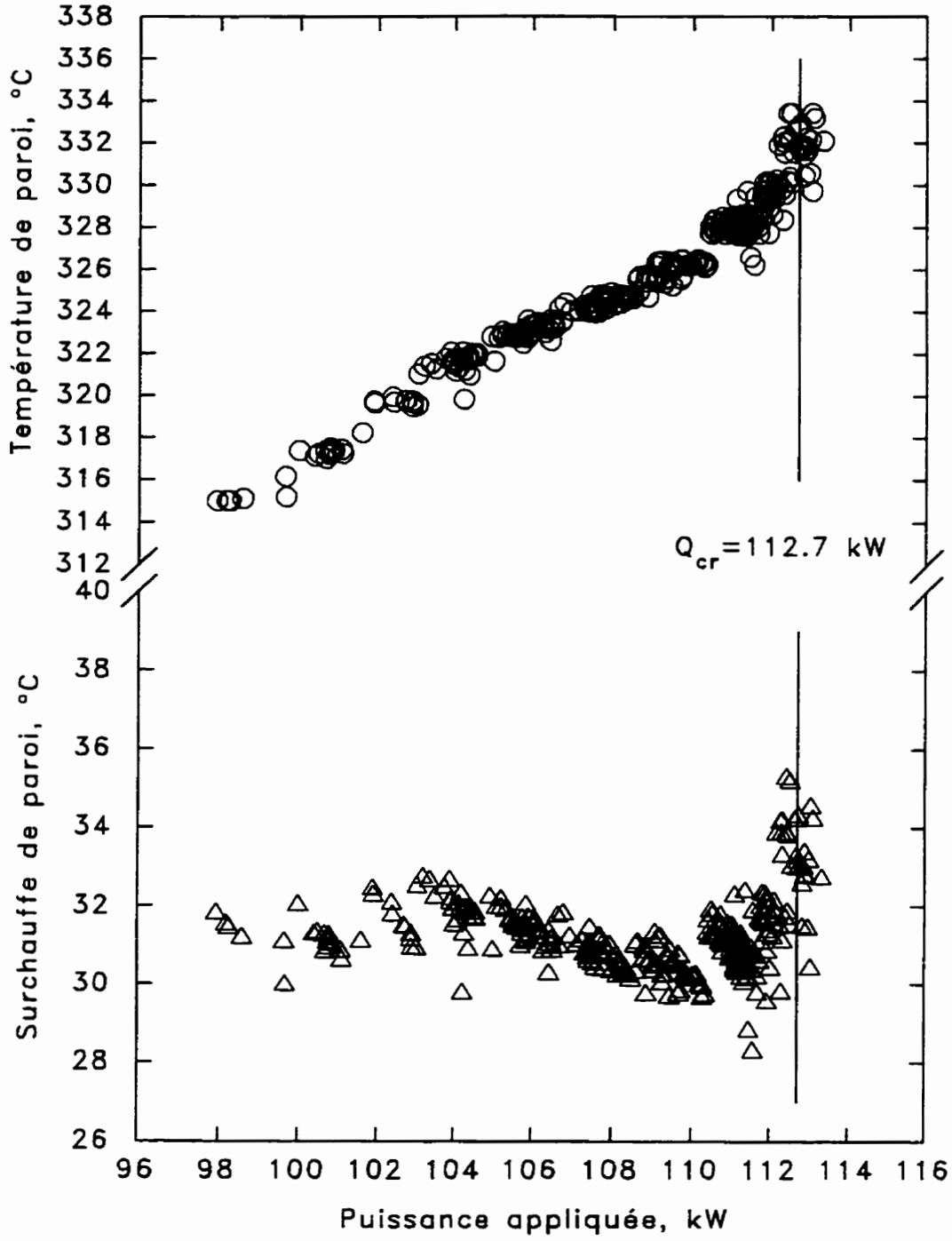


Figure 5.45 Température et surchauffe de paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée (L = 1.8 m; P_{sor} = 8.7 $bars$; G = 3000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 165°C$)

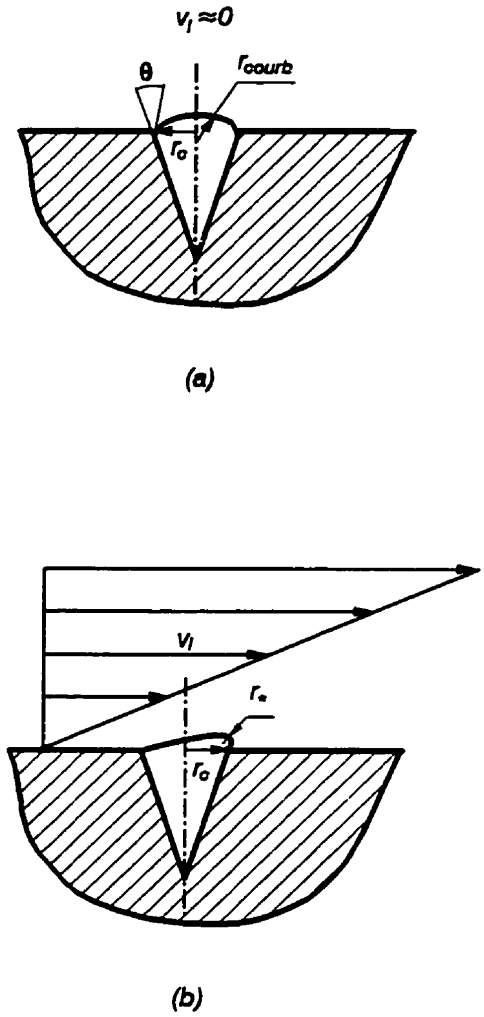


Figure 5.46 Croissance d'un embryon de bulle de vapeur lors du commencement de l'ébullition

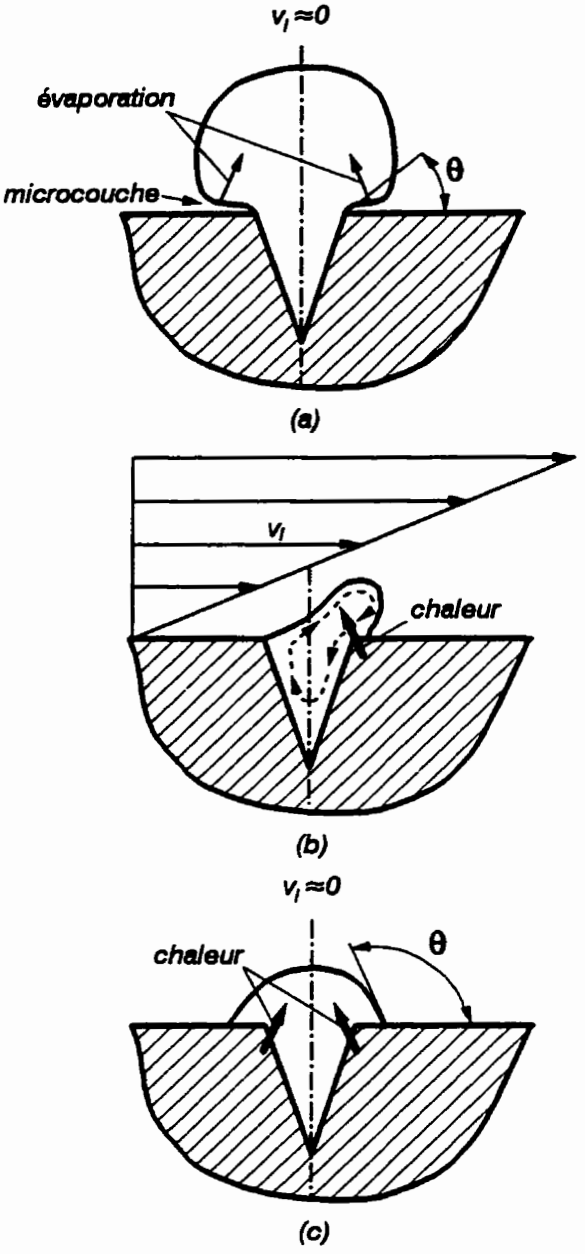


Figure 5.47 Croissance d'une bulle de vapeur lors de l'ébullition

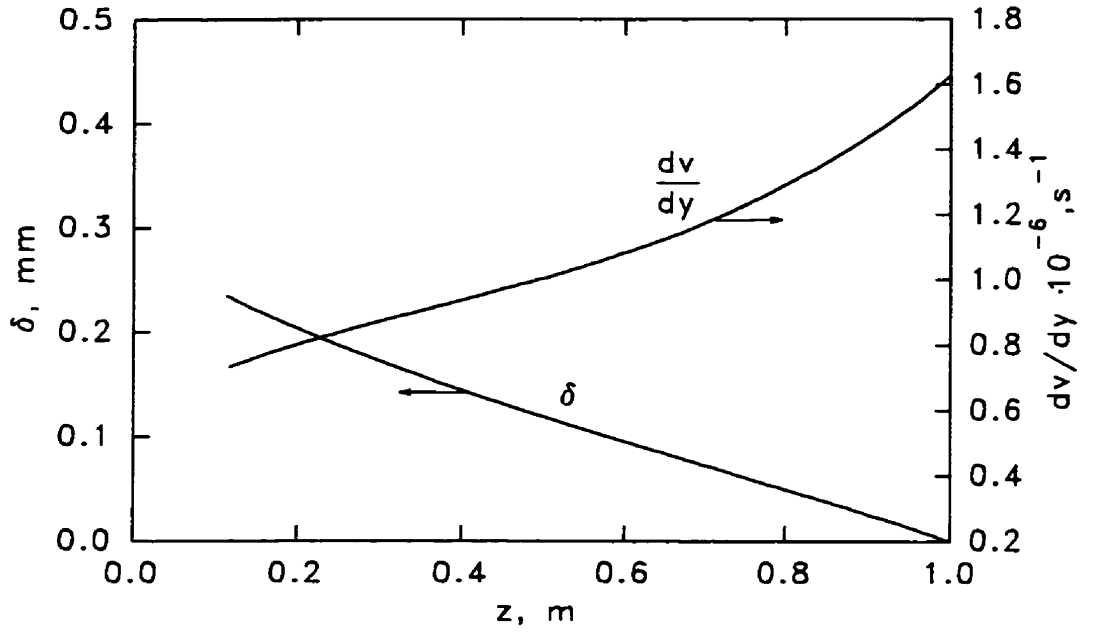


Figure 5.48 Variation de l'épaisseur du film et du gradient de vitesse près de la paroi le long du canal ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 29.7\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 230°C$)

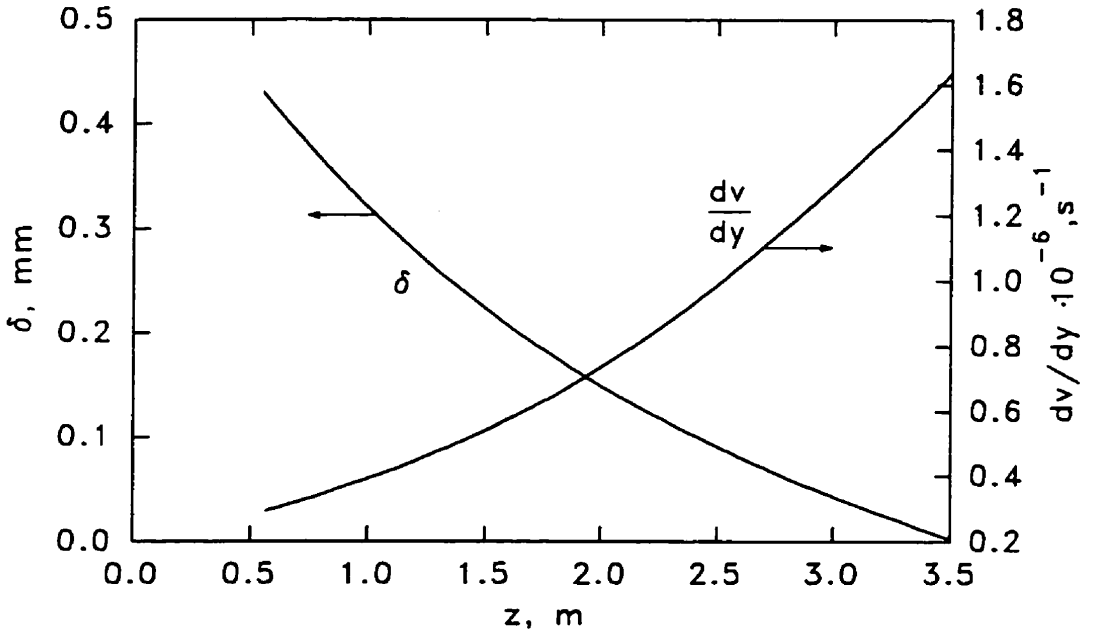


Figure 5.49 Variation de l'épaisseur du film et du gradient de vitesse près de la paroi le long du canal ($L = 3.5\ m$; $P_{sor} = 30.0\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 210°C$)

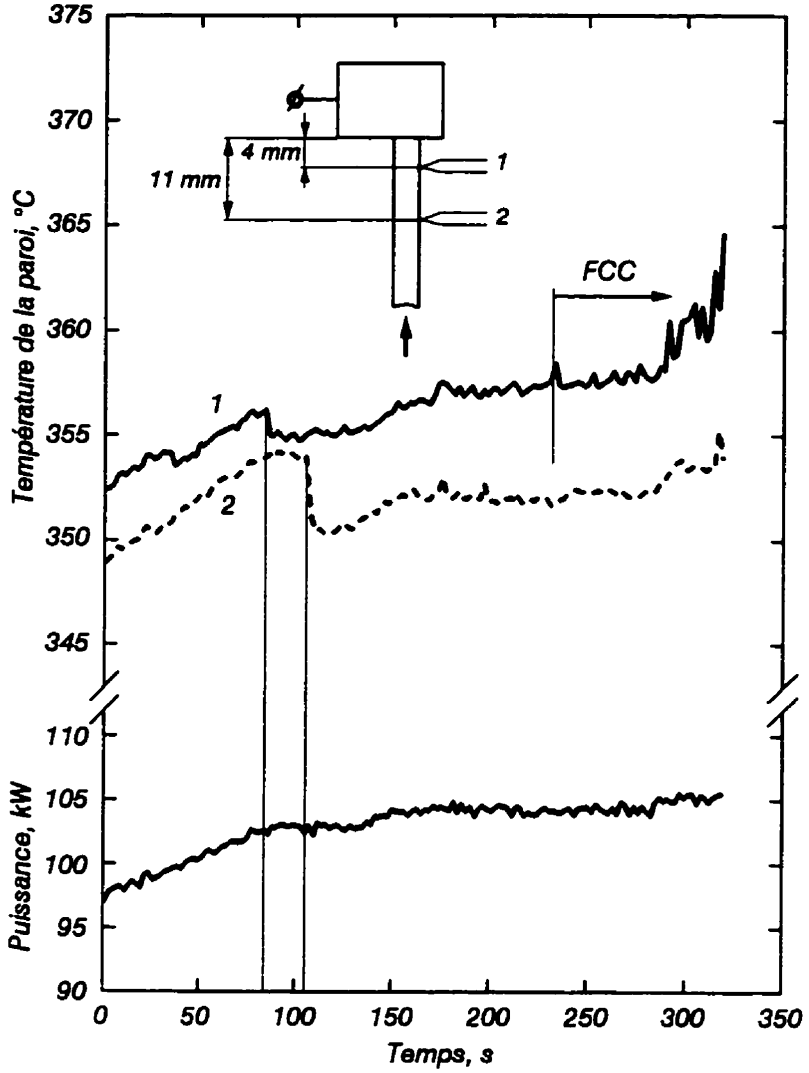


Figure 5.50 Variation de température de la paroi à des niveaux différents avant le FCC (L = 1.4 m; P_{sor} = 30.0 $bars$; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 140°C; Q_{cr} = 104.4 kW)

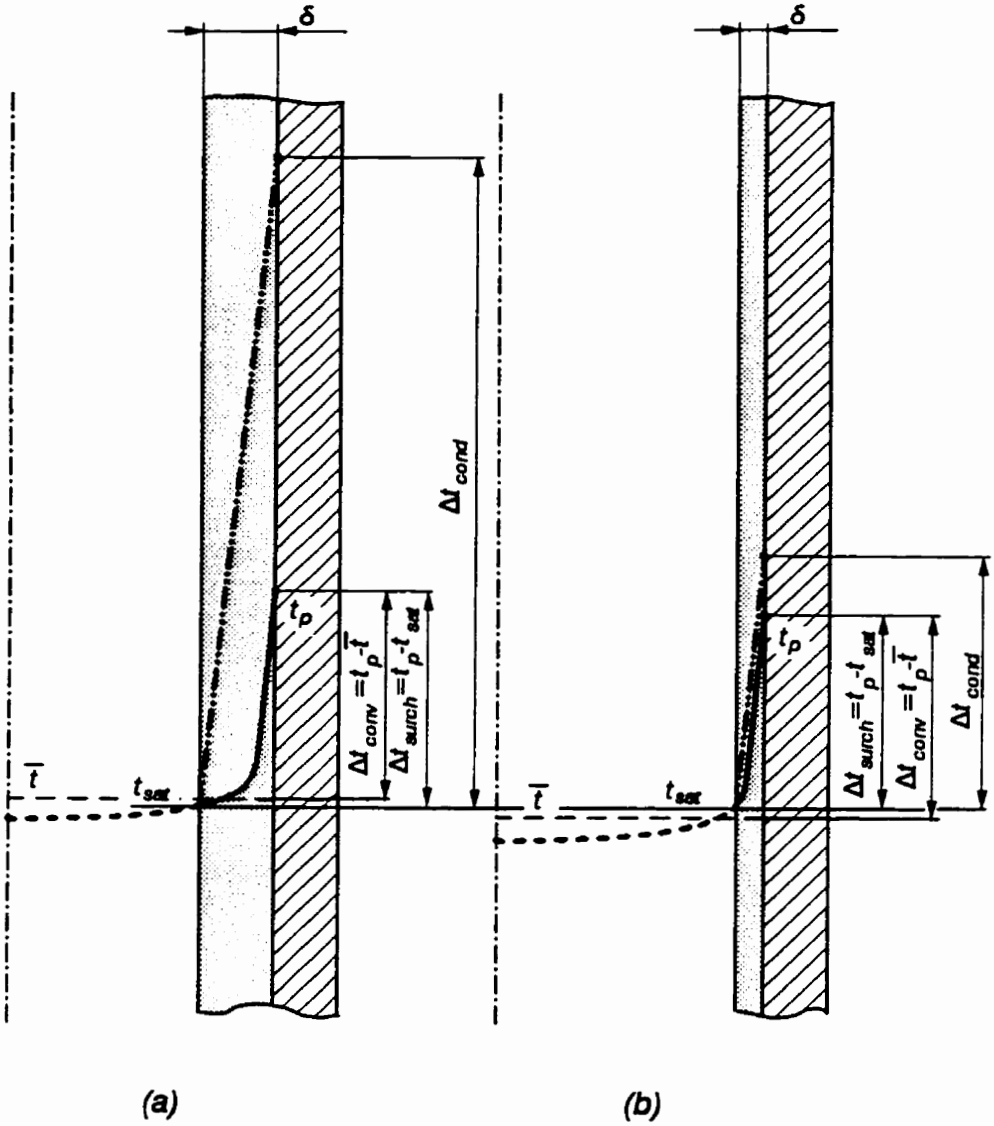


Figure 5.51 Distribution de température à l'intérieur du film de liquide

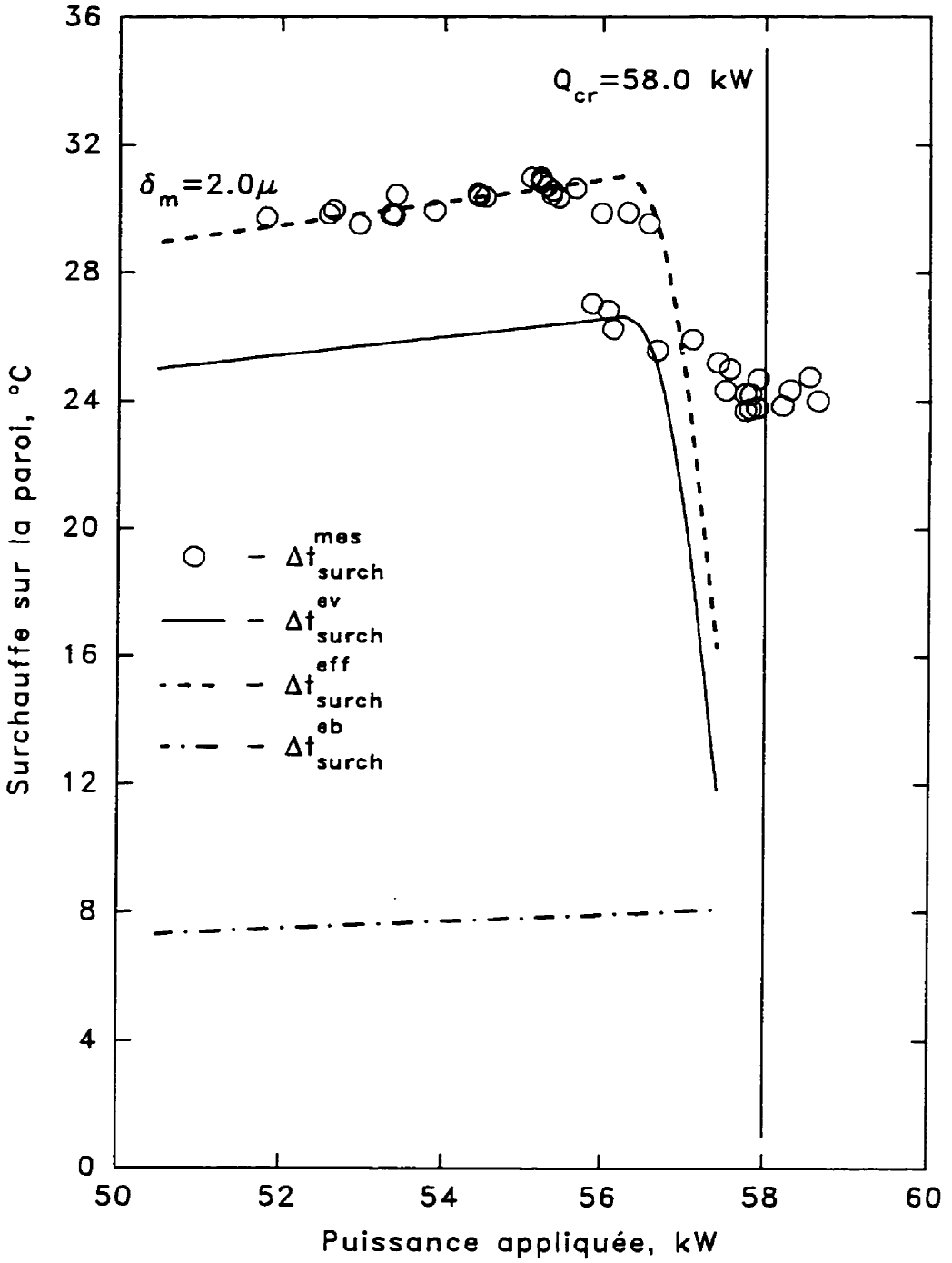


Figure 5.52 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée (L = 1.0 m; P_{sor} = 29.7 $bars$; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 230°C)

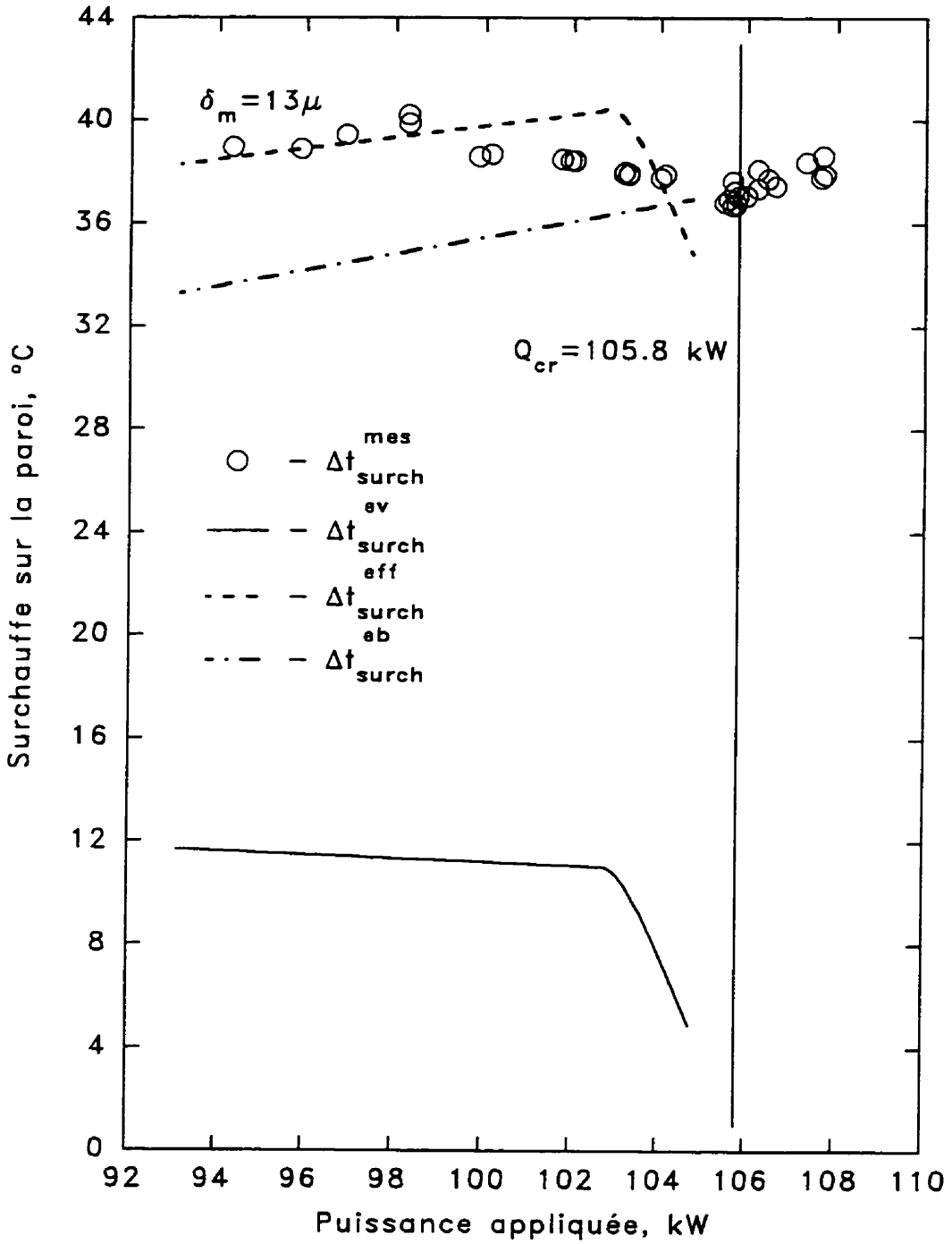


Figure 5.53 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 8.3\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 165°C$)

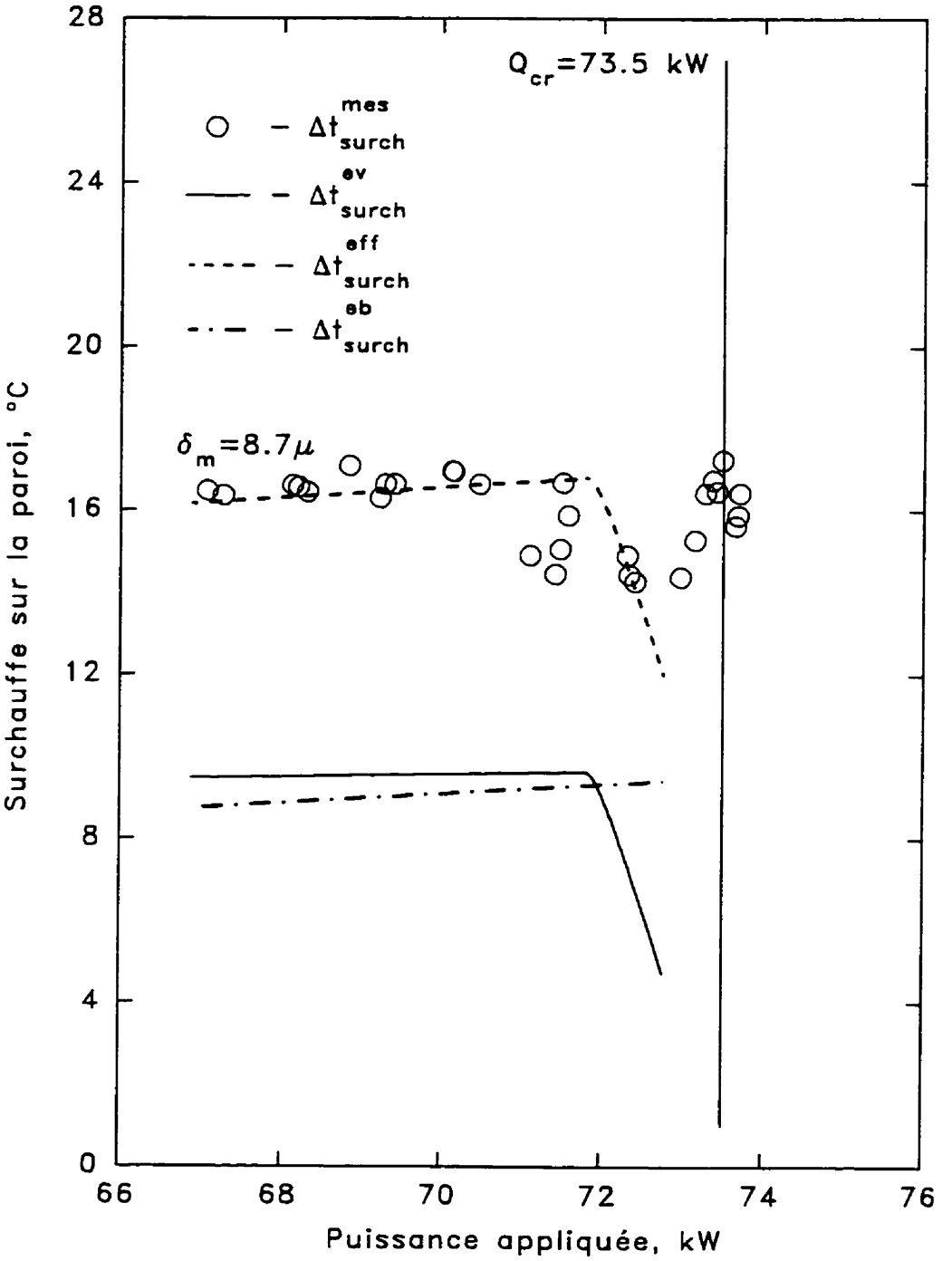


Figure 5.54 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée (L = 3.5 m; P_{sor} = 30.0 $bars$; G = 1000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 208°C)

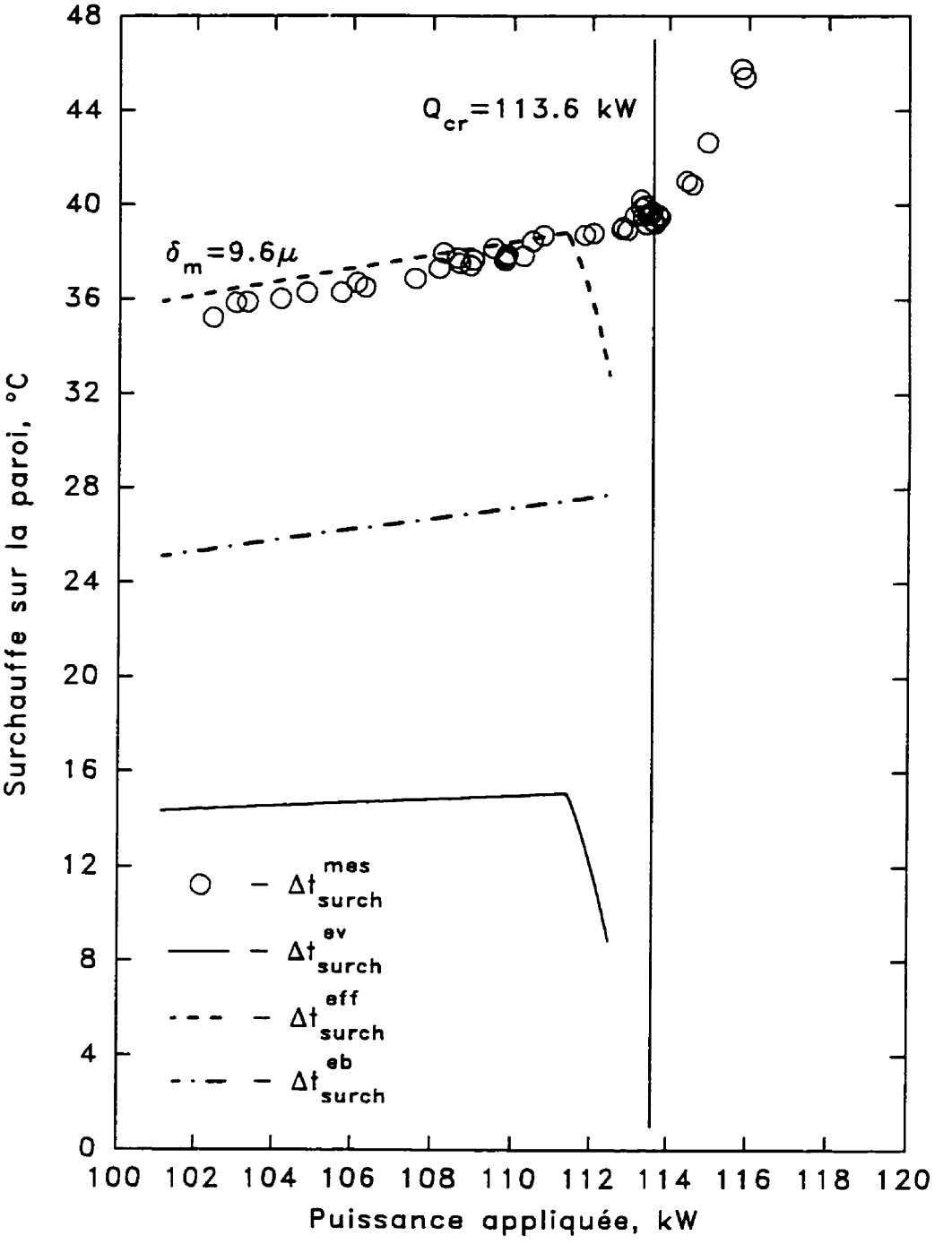


Figure 5.55 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée (L = 1.8 m; P_{sor} = 30.0 $bars$; G = 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$; t_{ent} = 230°C)

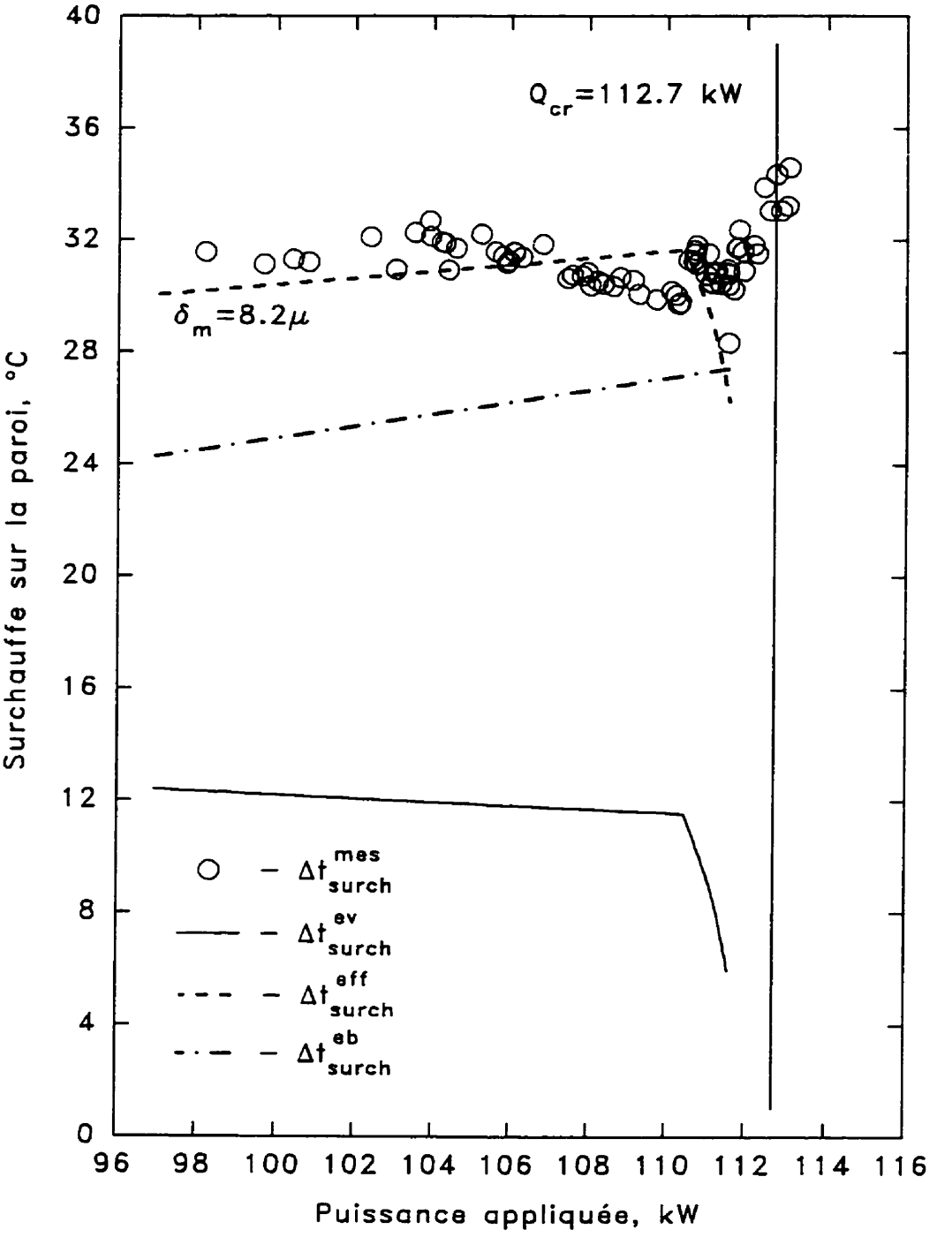


Figure 5.56 Surchauffe de la paroi à la sortie de la zone chauffée en fonction de la puissance appliquée ($L = 1.8\ m$; $P_{sor} = 8.7\ bars$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 165°C$)

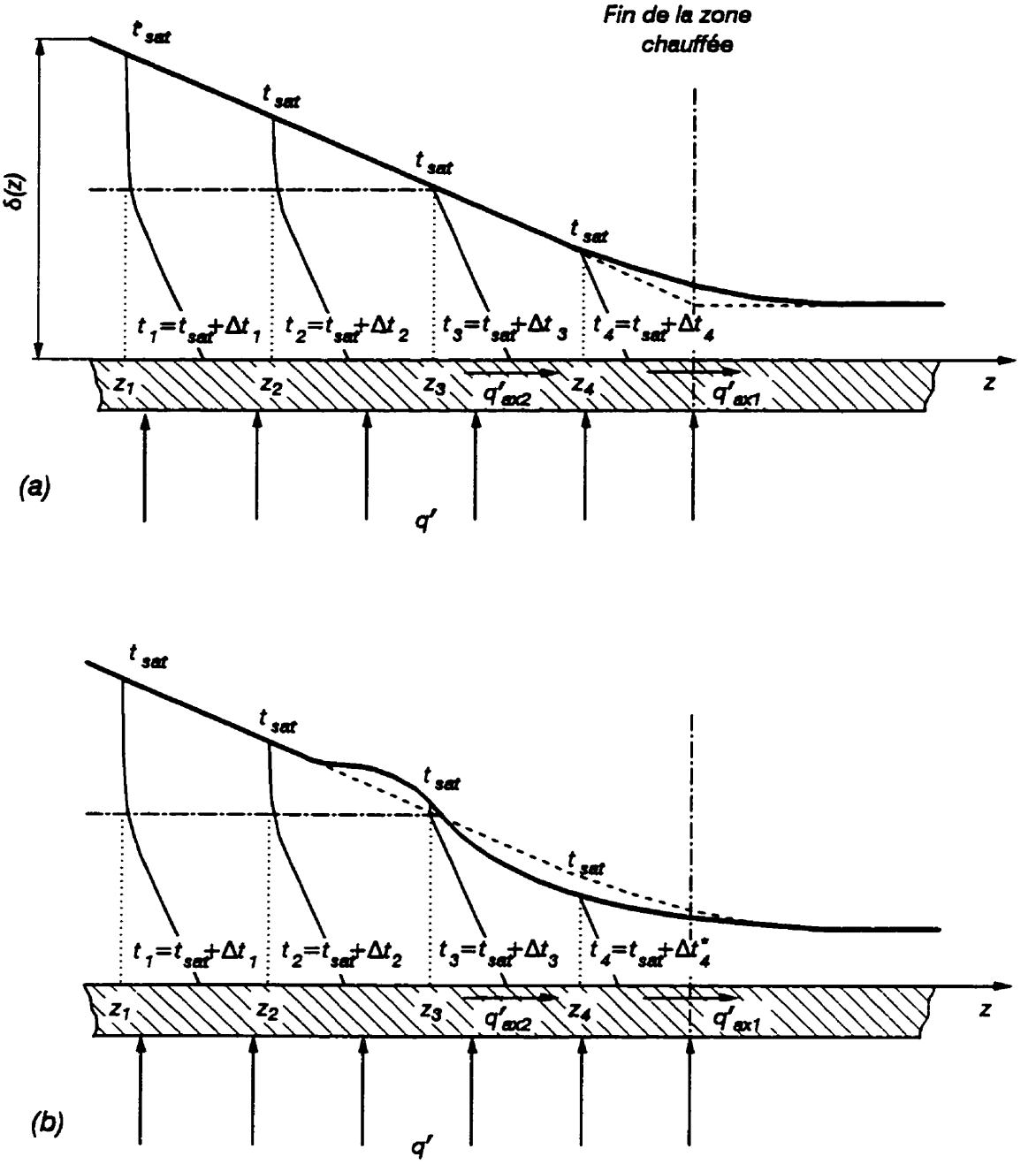


Figure 5.57 Film de liquide à la sortie de la zone chauffée

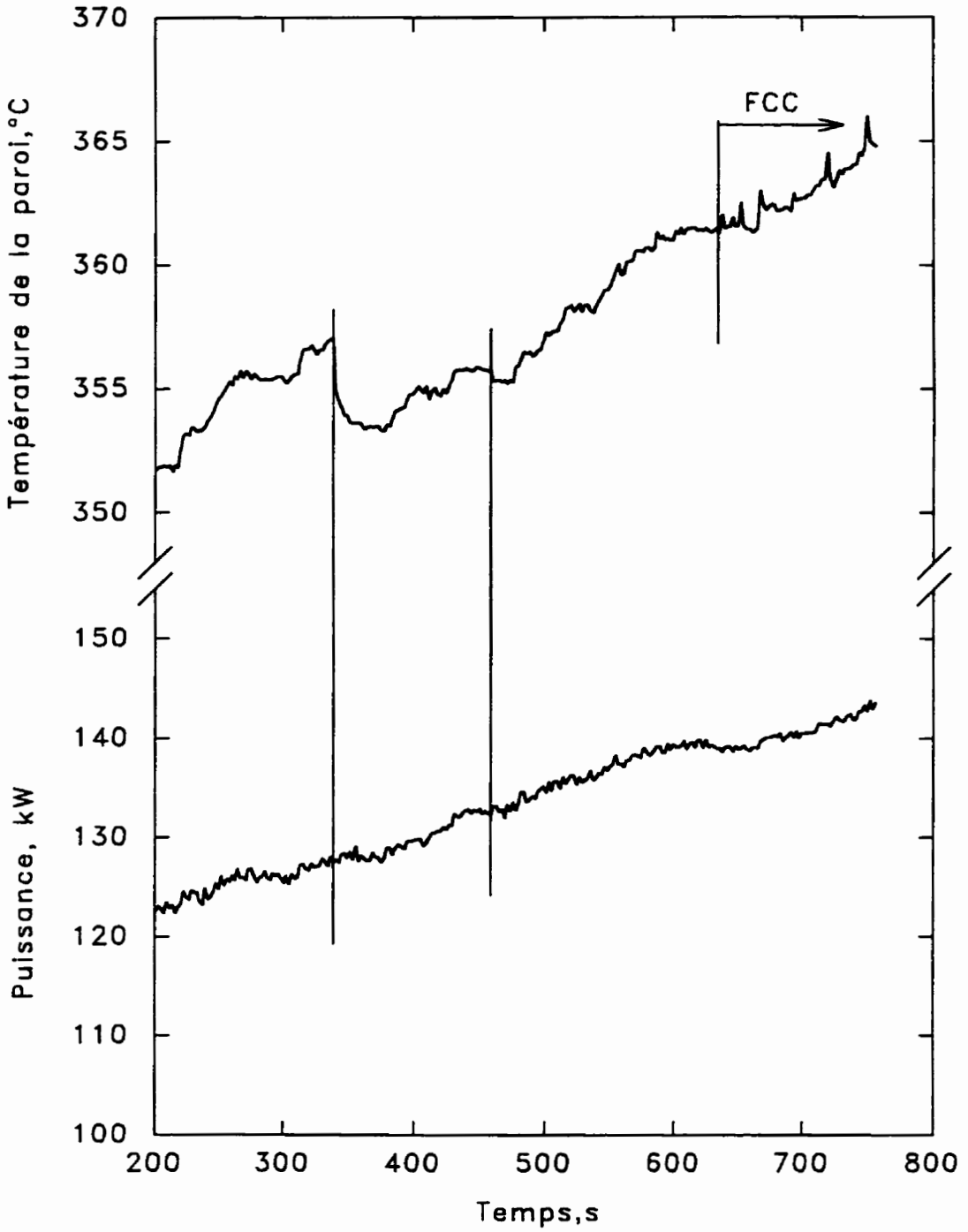


Figure 5.58 Variation de température de la paroi avant le FCC ($L = 1.0\ m$; $P_{sor} = 10.0\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 102°C$)

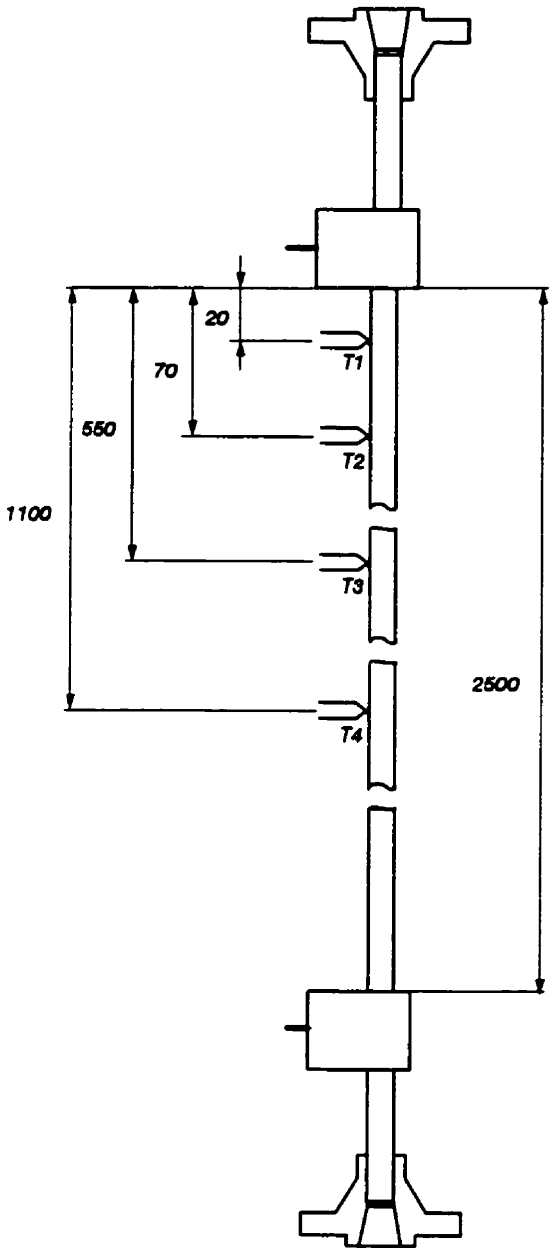


Figure 5.59 Section d'essais

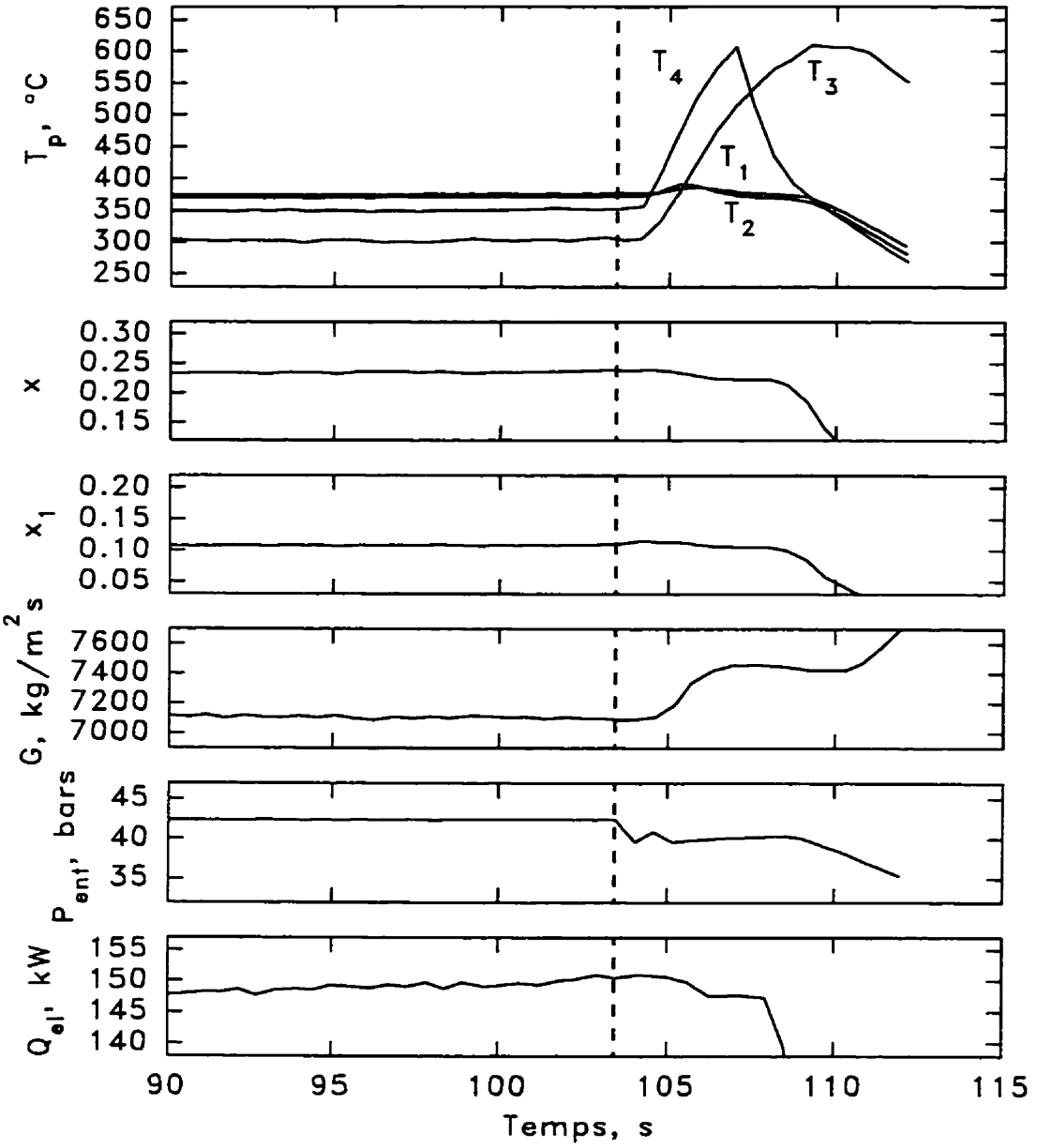


Figure 5.60 Variation de principaux paramètres d'écoulement dans le temps lors du FCC en amont de la sortie de la zone chauffée (P_{sor} = 30.0 *bars*; G = 7200 $kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 235°C$)

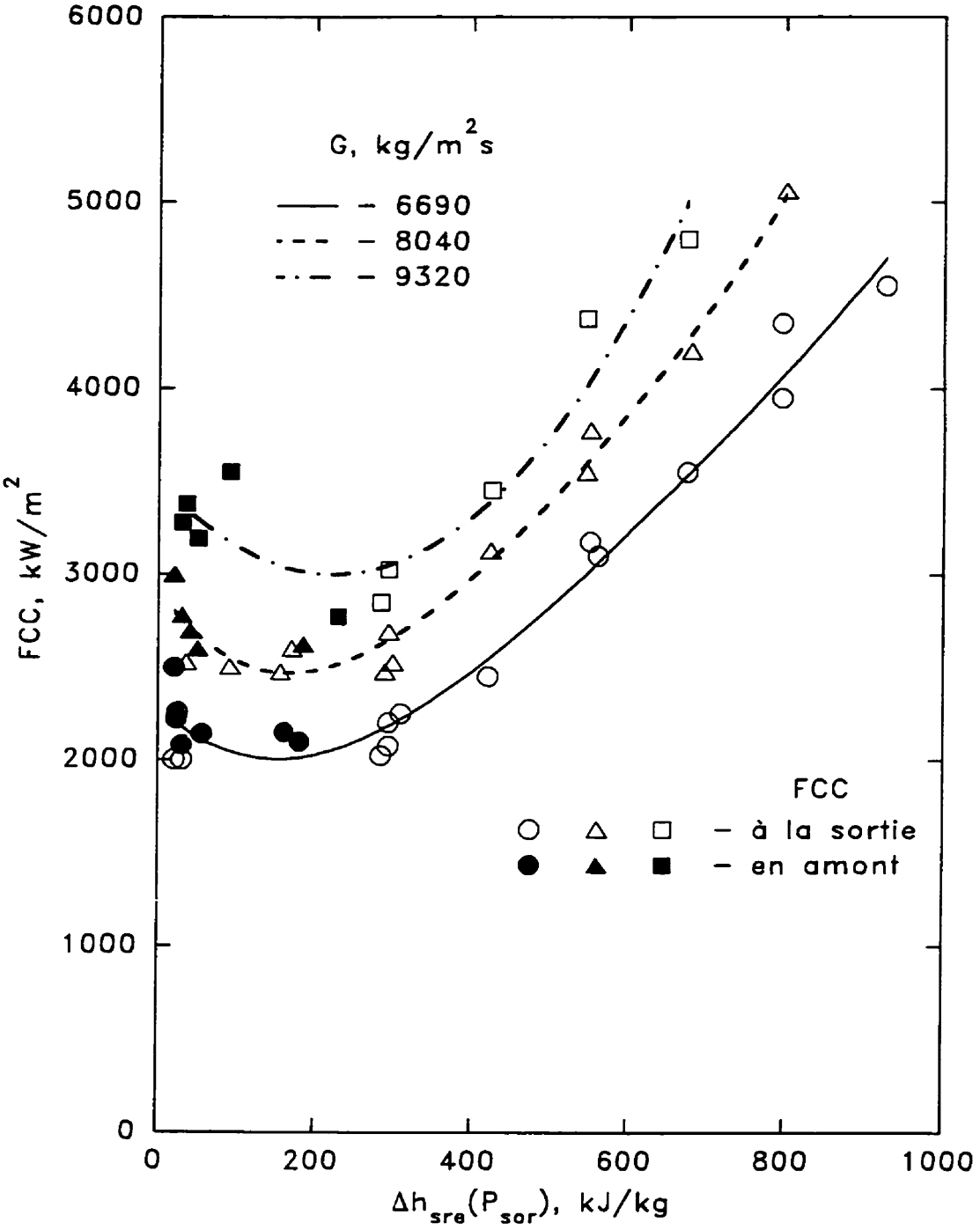


Figure 5.61 FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée d'après Waters et al. (1972)

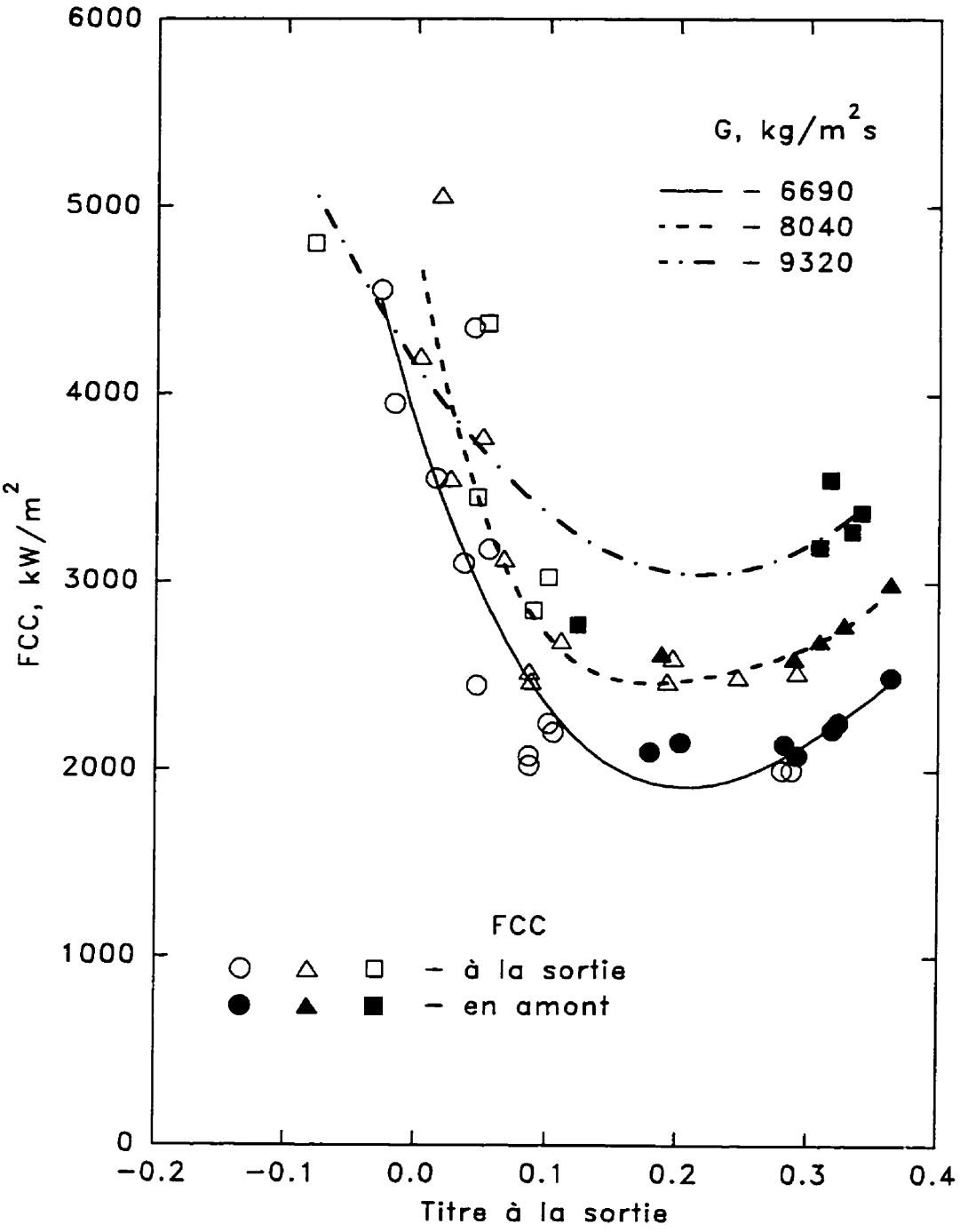


Figure 5.62 FCC en fonction du titre thermodynamique d'après Waters et al. (1972)

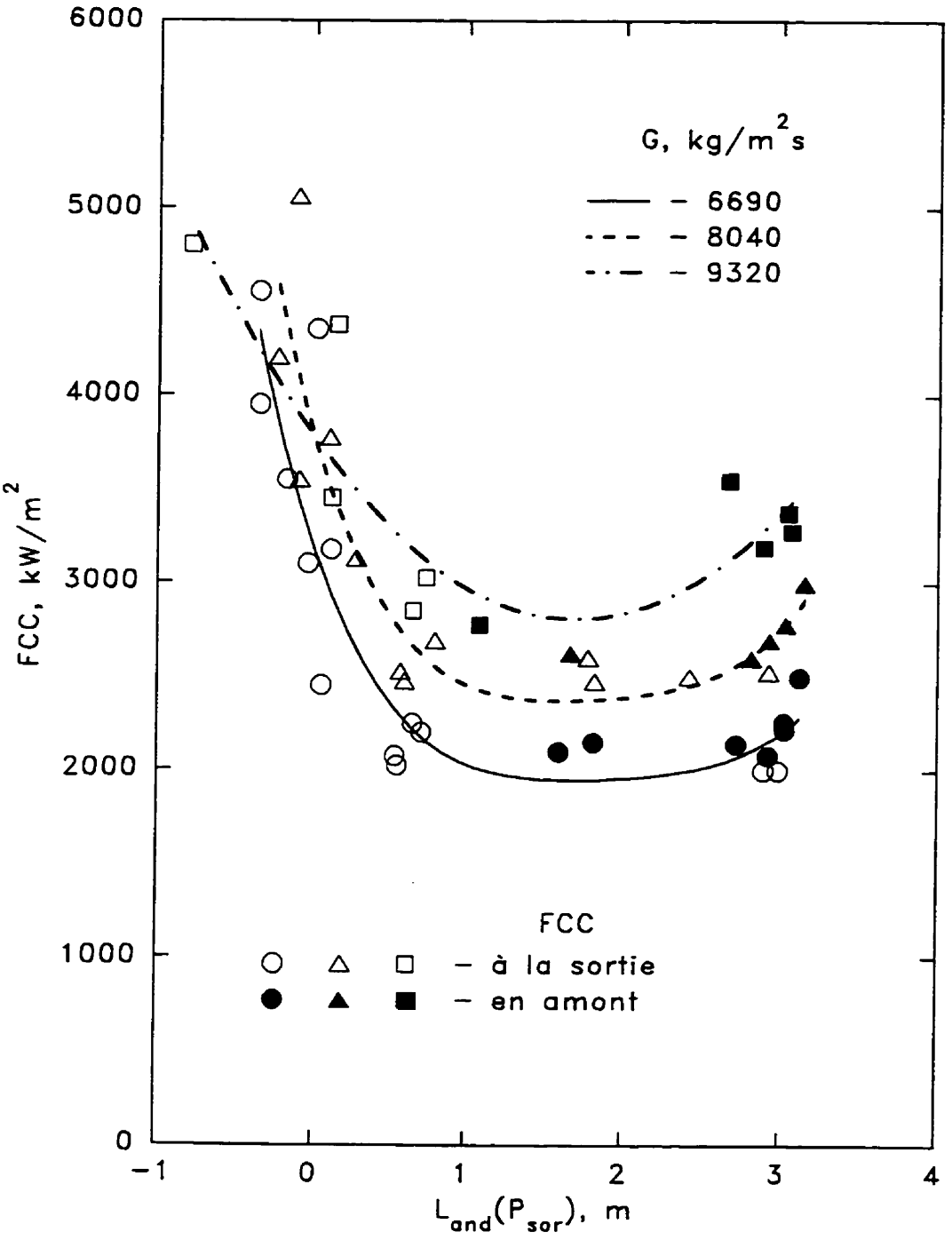


Figure 5.63 FCC en fonction de la longueur d'ébullition $L_{and}(P_{sor})$ d'après Waters et al. (1972)

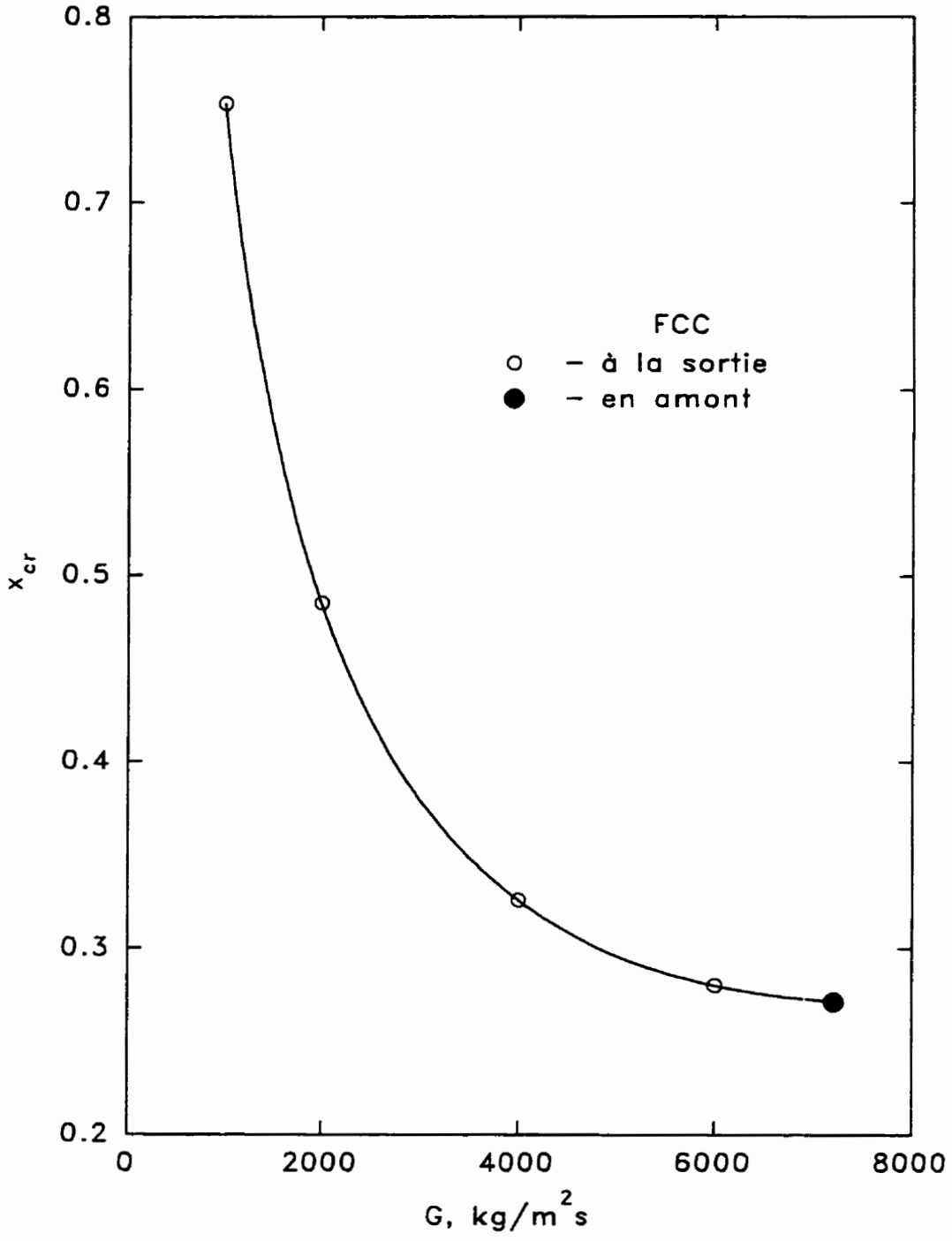


Figure 5.64 Titre critique en fonction de la vitesse massique

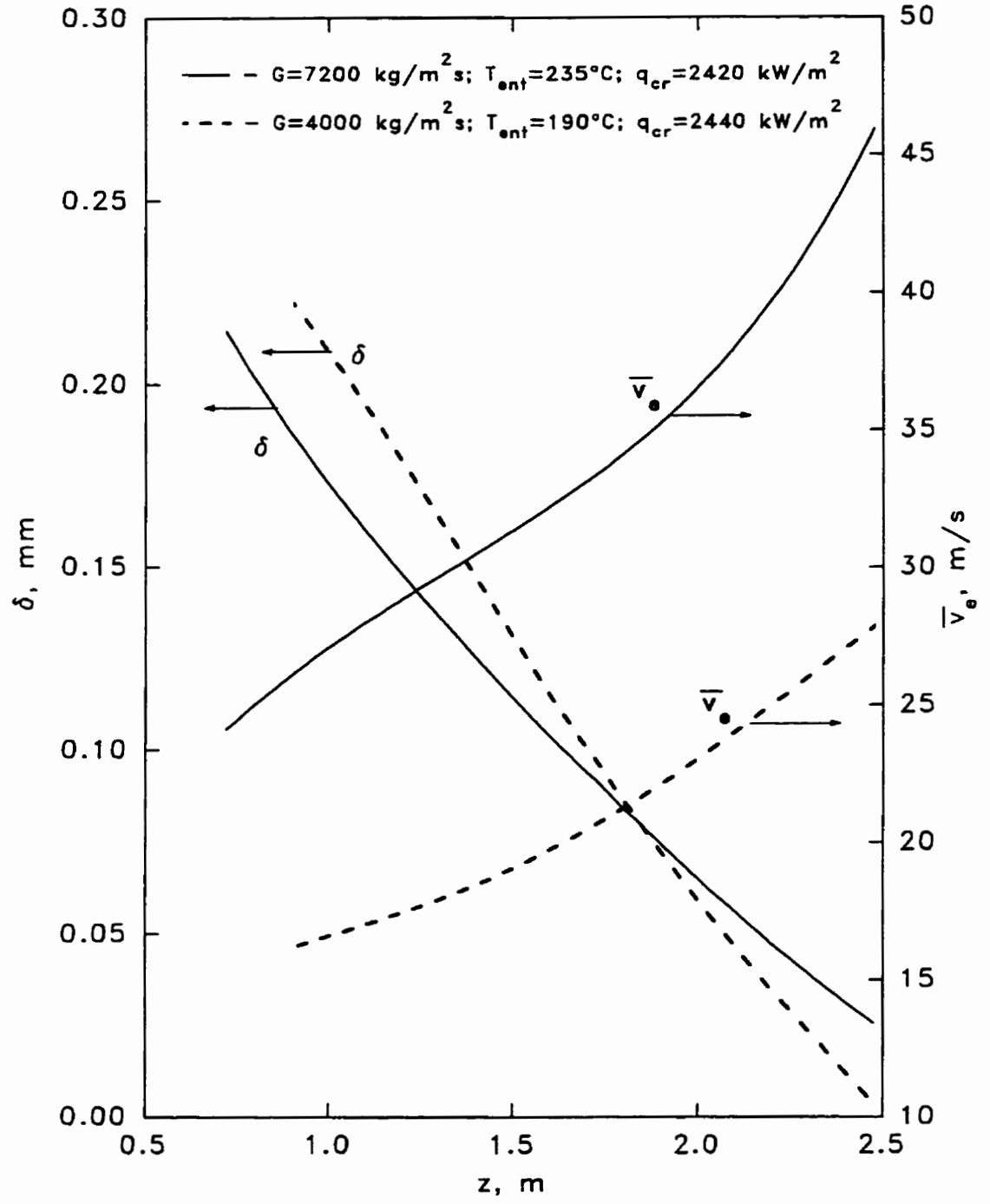


Figure 5.65 Variation de l'épaisseur du film et de la vitesse équivalente $\overline{v}_e$ le long du canal

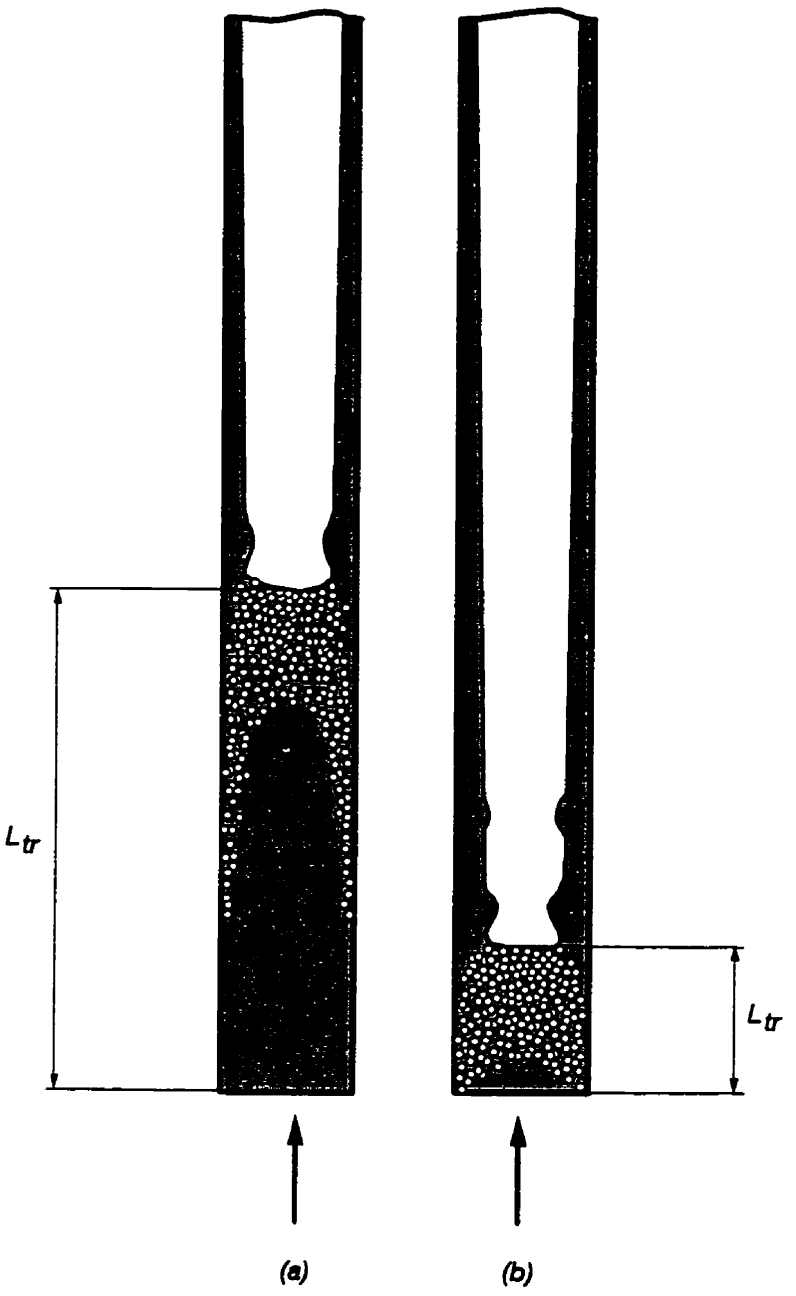
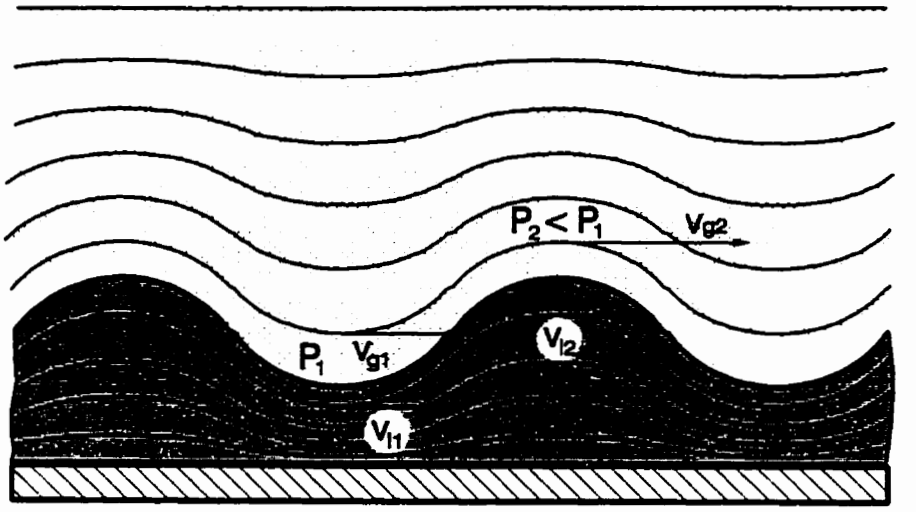
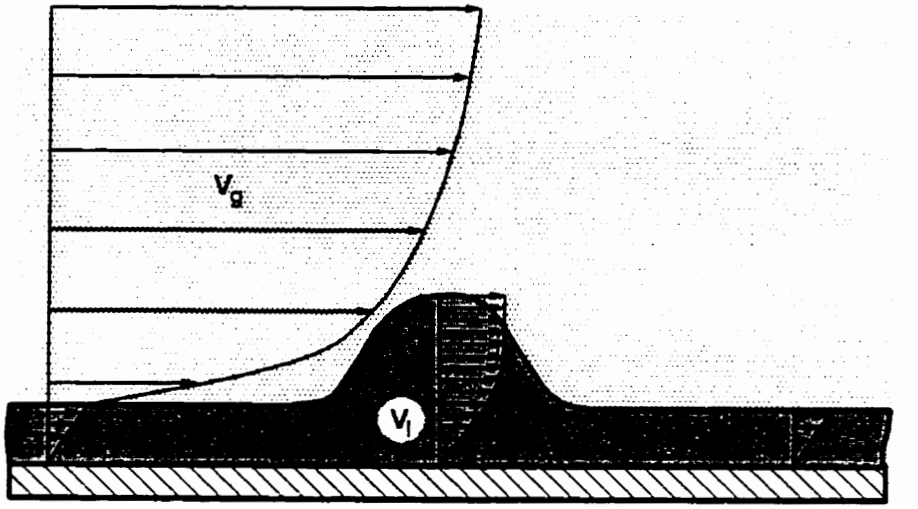


Figure 5.66 Formation de l'écoulement annulaire–dispersé à des sous–refroidissements différents



(a)



(b)

Figure 5.67 Vagues sur la surface du film

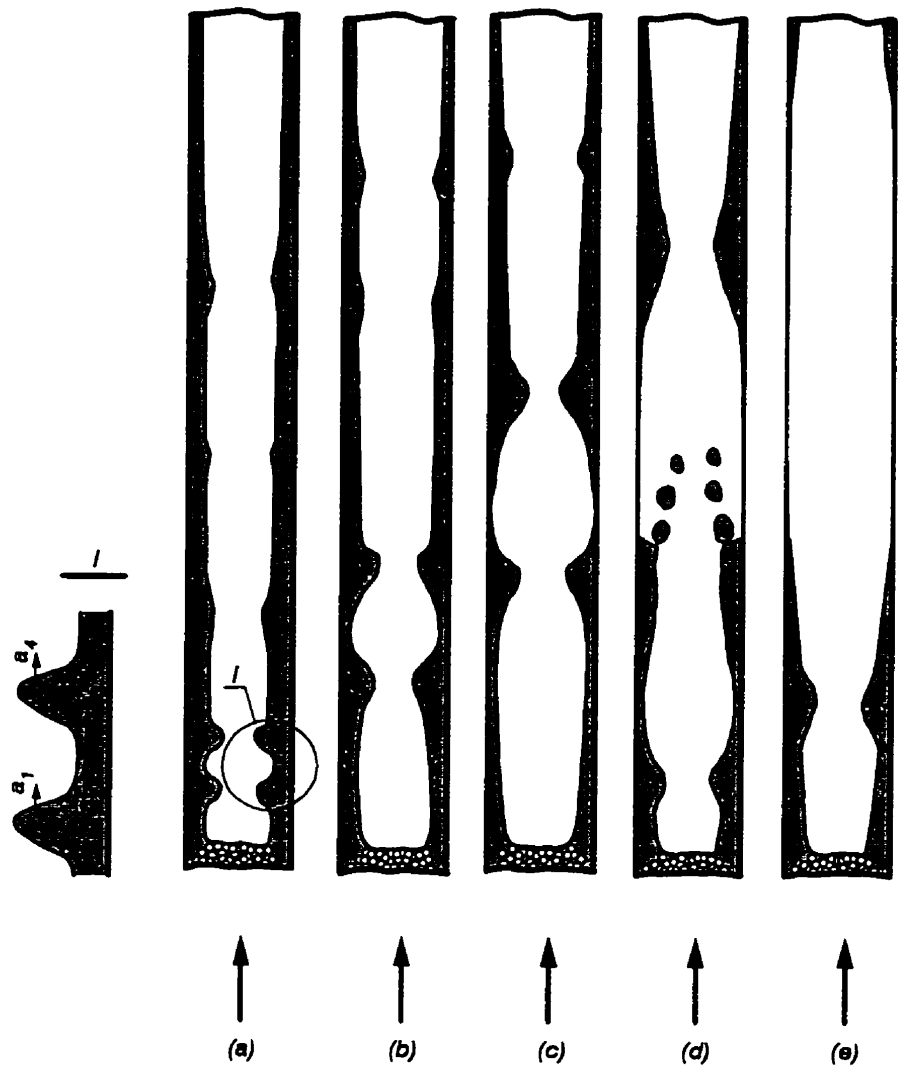


Figure 5.68 Représentation schématique des mécanismes du FCC en amont de la sortie de la zone chauffée

CHAPITRE VI

ÉCOULEMENT CRITIQUE

Dans le chapitre 2, il a été souligné qu'à des pressions très faibles et à des vitesses massiques assez élevées, la pression à la sortie de la section d'essai restait constante indépendamment de la pression au condenseur. Ce fait observé pose les problèmes suivants :

- Dans le cas classique d'un écoulement monophasique critique sortant d'un réservoir de haute pression, le débit massique et la pression à la gorge de la tuyère restent limités et ne dépendent pas de la pression en aval de la gorge. Ce phénomène est relié au fait que la vitesse d'écoulement atteint à ce point la vitesse de propagation de perturbations faibles ou, autrement dit, celle du son. Ces perturbations sont "emportée" par le liquide, tandis que l'écoulement en amont de la gorge est "enfermé" sans dépendre des changements externes. Dans les cas etudiés, le débit massique pouvait être facilement changé en provoquant un certain changement de la pression à la sortie de la zone chauffée. Cette constatation demande une étude supplémentaire pour prouver que les écoulements observés sont soniques et ne sont pas reliés à un autre processus ayant lieu aux flux de chaleur proches du FCC.

- L'impossibilité d'obtention des valeurs du FCC pour certaines combinaisons des paramètres d'écoulement nécessite la détermination d'une frontière dans les tables des valeurs du FCC ou dans le domaine d'application d'une autre corrélation pour le FCC.

- Il faut également déterminer s'il y a ou non une influence de l'écoulement critique sur les valeurs du FCC.

D'après Giot (1981), aucune information n'a été disponible avant les années 80 sur les écoulements critiques dans des canaux chauffés. Présentement, des études sur le sujet n'existent probablement pas non plus ou l'information est si dispersée que sa recherche exige une revue bibliographique fort ingénieuse. Ainsi, comme on l'a déjà mentionné dans le chapitre 2, la seule publication, plutôt qualitative que quantative, traitant les écoulements critiques avec addition de chaleur est celle de Fauske (1966). En analysant les données sur le FCC de Lowdermilk et al. (1958), Fauske a proposé que les paramètres d'écoulement rapportés ne correspondaient pas à la réalité parce qu'ils ont été établis à partir des valeurs des pressions mesurées dans un grand réservoir se trouvant en aval de la zone chauffée. Selon Fauske, pour la plupart des expériences de Lowdermilk, la pression à la sortie de la section d'essais doit être plus élevée à cause de la présence d'un écoulement critique. Il faut remarquer que cette pratique de mesurer la pression en aval de la zone chauffée est assez commune due à certaines difficultés reliées à l'installation de prises de pression dans une zone où le potentiel électrique est assez important. Ce fait demande une certaine attention particulière dans l'analyse des données collectées à de basses pressions.

6.1 Résultats expérimentaux

Afin d'étudier ce phénomène plus en détail, un essai sur la distribution de pression le long du canal en aval de la zone chauffée a été effectué. La section d'essais est présentée à la figure 6.1. Pour pouvoir mesurer un profil de pression représentatif, la distance entre la barre de chauffage et la bride supérieure a été augmentée de 100 *mm* par rapport aux expériences antérieures. La bride a un diffuseur conique ayant une section de passage qui varie de 8 à 23 *mm*. Le même cône à été aussi utilisé au cours les expériences sur le FCC.

La disposition concrète des prises de pression sur la section cylindrique adiaba-

tique et sur le diffuseur est montrée à la figure 6.2. Les prises de pression utilisées pour ces expériences sont identiques à celles décrites dans le chapitre 2 (figure 2.2). Des ensembles de raccords de type "Swagelok" et des isolateurs électriques ont été installés sur la bride. Au début, on a utilisé 8 prises de pression numérotées de 1 à 8. Cependant, une analyse des résultats a montré que ce nombre de prises n'était pas suffisant pour établir la distribution de pression à la proximité du diffuseur. Une prise de pression supplémentaire "A" a alors été ajoutée (figure 2.2). Dans ce cas, la pression est transmise d'une orifice situé à l'extrémité du tube vers une ligne de pression soudée sur le raccord "Swagelok" (figure 6.2). Afin de prévenir une interaction possible entre cette prise de pression et la partie supérieure du tube, un manchon de teflon a été placé à l'extrémité du tube. La dilatation thermique du teflon assure l'étanchéité du système.

La différence de pression entre la première prise située en aval de la barre de chauffage (P_{sor}) et une des 9 prises de pression (la prise de pression #9, située sur le tuyau horizontal de grand diamètre, est montrée à la figure 6.1) était mesurée par un capteur de pression différentielle de marque "Sensotec" à l'aide d'une vanne de multiplexage "Scanivalve". Chaque valeur de ce différentiel était déterminée à partir d'une moyenne arithmétique de 200 échantillons collectés dans un intervalle de 5 s après une pause de stabilisation de 20 s suivant chaque changement de position de la vanne. Les pressions absolues de chaque point P_i étaient ensuite calculées en utilisant la pression absolue à la sortie P_{sor}, les valeurs mesurées des pertes de pression ΔP_i et la différence des niveaux de position des prises de pression Δh_i :

$$P_i = P_{sor} + \Delta P_i - \rho g \Delta h_i \quad . \tag{6.1}$$

La procédure expérimentale a été la suivante. Pour une pression au condenseur de 3 *bars* ainsi que pour une vitesse massique et une température d'entrée données, on a appliqué une certaine puissance et on a mesuré la distribution de pression le

long de la section adiabatique et du diffuseur. Après avoir atteint le FCC, la pression au condenseur a été augmentée par paliers jusqu'à une certaine valeur sans changement de la puissance appliquée.

Les figures 6.3 à 6.6 donnent des exemples des distributions de pression pour une température à l'entrée de la section d'essais de $110°C$ et de différentes vitesses massiques. Il faut souligner que la position de la prise de pression #9 ($z = 2.8\ m$) est arbitraire, parce qu'elle se trouvait en aval du coude de la ligne de décharge de la boucle et elle a été utilisée plutôt pour la vérification de la pression au condenseur. Les valeurs des titres x_1 indiquée sur les figures correspondent à ceux calculés à partir des pressions P_{sor}. Les lignes tracées sur les figures sont celles de lissage et ne reflètent de vraies distributions de pression que d'une manière qualitative.

La figure 6.7 montre la distribution de pression pour de différentes températures à l'entrée de la section d'essais pour une vitesse massique de 3000 $kgm^{-2}s^{-1}$. Les figures 6.8 à 6.10 représentent certaines distributions de pression à la proximité de la gorge du diffuseur.

Les figures 6.3 à 6.10 montrent clairement le développement du processus. Pour $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$, les distributions de pression le long de la section cylindrique adiabatique sont presque linéaires et ne présentent aucune particularité. Pour des vitesses massiques plus élevées, au fur et à mesure que la puissance appliquée ou bien le titre augmentent, le gradient de pression à la gorge du diffuseur commence à croître. La pente du profil de pression le long de la section cylindrique en amont de la gorge augmente aussi, mais moins rapidement. À partir d'une certaine puissance, le gradient de pression à la gorge et la pente du profil de pression le long du tube se stabilisent, et c'est seulement la pression à la gorge qui augmente. À l'exception d'une zone très étroite à la proximité de la gorge où la baisse de pression est assez significative, la pression dans le diffuseur reste à peu près constante et moins élevée que la pression au condenseur. Une certaine récupération de pression dans le diffuseur a parfois lieu, mais sa valeur est plus petite que la récupération de

pression après le diffuseur allant jusqu'à 1 *bar* (la disposition des prises de pression n'a pas été appropriée pour déterminer où cette dernière récupération a vraiment eu lieu et seulement la différence de pression entre la dernière prise sur le diffuseur et la prise #9 indique clairement son existance). L'augmentation de la pression au condenseur après l'atteinte du FCC ne change d'abord que le niveau de la pression au diffuseur. C'est seulement lorsque cette pression devient égale à celle de la gorge que le gradient de pression commence à diminuer. À partir d'une certaine pression du condenseur, la forme de la distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatque devient linéaire et c'est seulement le niveau de pression qui change avec le changement de la pression du condenseur.

Les expériences où les augmentations de la pression au condenseur ont été effectuées après avoir atteint le FCC ont aussi montré que les fluctuations de température de la paroi (les puissances appliquées correspondant à ces cas sont destinguées sur les figures 6.3 à 6.10 par l'astérisque supérieure) continuent d'avoir lieu même si les profils de pression le long de la section cylindrique adiabatique deviennent linéaires (figures 6.4, 6.5 et 6.7). Chaque augmentation subséquente de la pression au condenseur diminue l'amplitude de ces fluctuations jusqu'à leur disparition définitive. En général, cette réduction d'amplitude des fluctuations peut être reliée à la disparition de l'écoulement critique (si on suppose que c'est l'écoulement critique lui-même qui entraîne les fluctuations de température) ou à un simple changement des conditions thermohydrauliques à la sortie de la zone chauffée lors de l'augmentation de la pression. Analysons d'abord la première de ces raisons possibles. Lors de l'augmentation de la puissance à un pression minimum au condenseur, les profils de pression caractéristiques pour l'écoulement critique se développent assez rapidement, tandis que les fluctuations de température commencent à s'observer seulement à partir des puissances très élevées. D'autre côté, lors de l'augmentation de la pression une fois que les fluctuations de température ont déjà commencé, elles continuent d'exister quand les profils de pression deviennent linéaires, c'est-à-dire

quand l'écoulement s'arrête d'être critique. Notons que la transformation des profils de pression ne s'accompage d'aucun changement brusque de l'amplitude et du spectre des fluctuations de température. On peut alors conclure que ces fluctuations ne sont pas causées par la présence de l'écoulement critique. Par conséquent, le FCC ne doit pas être influencé par l'écoulement critique et c'est le changement des conditions thermohydrauliques à la sortie de la zone chauffée qui suppriment les fluctuations de température. Lorsque les profils de pression deviennent linéaires, la pression à la sortie de la zone chauffée commence à augmenter simultanément avec l'augmentation de la pression au condenseur. D'après l'analyse effectuée dans le chapitre 3 (figure 3.88), pour un titre donné, le FCC diminue avec l'augmentation de la pression. Pour un flux de chaleur constant, cela devrait au moins maintenir les fluctuations de température, sinon entraîner leur augmentation. D'ailleurs, pour un flux de chaleur et une température à l'entrée fixes, l'augmentation de la pression à la sortie cause une croissance du sous–refroidissement et par conséquent une diminution du titre à la sortie. Pour des vitesses massiques assez élevées cette diminution s'accompagne d'une croissance très significative du FCC (figure 3.78). Ainsi, il est probable que l'augmentation de la pression à la sortie de la zone chauffée doit conditionner la croissance du FCC. Dans ce cas, pour un flux de chaleur fixe, l'augmentation de la pression doit causer une atténuation des fluctuations de température de la paroi, ce qui a été observé au cours des expériences.

Il est très caractéristique que la forme des distributions de pression ne dépend presque pas du titre et même de la vitesse massique (figures 6.11 et 6.12). Ce dernier fait permet d'établir une certaine analogie entre le processus considéré présentement et l'écoulement critique classique où le rapport entre la pression à la gorge et la pression au réservoir de haute pression dépend très peu de la vitesse massique de l'écoulement. En supposant que la zone chauffée et une certaine partie de la section cylindrique adiabatique peuvent être considérées comme un réservoir équivalent de haute pression d'où un mélange diphasique sort, on peut envisager la

possibilité d'utiliser les méthodes et les relations développées pour les écoulements critiques adiabatiques. Parmi ces dernières, le modèle de Henry et Fauske (1971) présente le plus grand intérêt. Premièrement, il prédit le rapport entre la pression à la gorge et la pression au réservoir (ou, autrement dit, la pression de stagnation) aussi bien que le débit critique pour plusieurs géométries : buses, orifices, tubes relativement courts. Deuxièmement, tous les auteurs des revues scientifiques sur les écoulements critiques remarquent que ce modèle donne un bon accord avec des résultats expérimentaux, malgré qu'il ne tienne pas compte de certains détails.

Le système d'équations décrivant ce modèle est le suivant (les expressions sont données d'après Henry, 1979) :

$$\eta = P_g/P_0 = \left\{ \frac{[(1-\alpha_0)/\alpha_0](1-\eta) + [\gamma/(\gamma-1)]}{(1/2\beta\alpha_g^2) + [\gamma/(\gamma-1)]} \right\}^{\gamma/(\gamma-1)} \quad , \tag{6.2}$$

$$\beta = 1/n + \left(1 - \frac{v_{l0}}{v_{vg}}\right) \frac{(1-x_0)NP_g}{x_0(s_{vg}-s_{lg})} \left(\frac{ds_l}{dP}\right)_g - \frac{c_{p_v}[(1/n)-(1/\gamma)]}{s_{v0}-s_{l0}} \quad , \tag{6.3}$$

$$n = \frac{(1-x_0)c_{p_l}/c_{p_g} + 1}{(1-x_0)c_{p_l}/c_{p_g} + 1/\gamma} \quad , \tag{6.4}$$

$$N = \begin{cases} x/0.14, & \text{si } x \leq 0.14; \\ 1, & \text{si } x > 0.14, \end{cases} \tag{6.5}$$

$$\alpha_0 = \frac{x_0 v_{v0}}{(1-x_0)v_{l0} + x_0 v_{v0}} \quad , \tag{6.6}$$

$$\alpha_g = \frac{x_0 v_{vg}}{(1-x_0)v_{l0} + x_0 v_{vg}} \quad , \tag{6.7}$$

$$v_{vg} = v_{v0}\eta^{-1/\gamma} \quad , \tag{6.8}$$

$$G_{cr} = \left\{ \frac{2P_0(1-\alpha_0)\left[\frac{1-\alpha_0}{\alpha_0}(1-\eta) + \frac{\gamma}{\gamma-1}\left(1-\eta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)\right]}{(1-x_0)\alpha_0 v_{l0}\left(\frac{1-\alpha_0}{\alpha_0} + \eta^{-1/\gamma}\right)^2} \right\}^{1/2} \quad . \tag{6.9}$$

où

η : rapport entre la pression à la gorge P_g et la pression de stagnation P_0,

G_{cr} : vitesse massique critique,

v_v et v_l : volumes spécifiques de la vapeur et du liquide respectivement,

s_v et s_l : entropies spécifiques de la vapeur et du liquide respectivement,

n et γ : exposants polytropique et isentropique respectivement,

α : taux de vide,

c_{p_v} et c_{p_l} : chaleurs spécifiques de la vapeur et du liquide respectivement,

0 et g : indices qui désignent la pression de stagnation et la pression à la gorge respectivement.

Dans les publications de Henry, il n'y a pas d'indications sur le choix de l'exposant isentropique γ. D'après Chisholm (1983), pour ce modèle il faut utiliser l'exposant correspondant au gaz idéal. Alors,

$$\gamma = \frac{2k+3}{2k+1} \quad , \tag{6.10}$$

où k est le nombre d'atomes dans une molécule de gaz. Pour l'eau $k = 3$ et, ainsi, $\gamma = 9/7$.

L'application de ce modèle à notre cas se complique par l'incertitude du choix de la pression de stagnation ou, autrement dit, du point sur la section cylindrique adiabatique délimitant le réservoir et le tuyau de décharge. Pour résoudre ce problème, la procédure suivante a été utilisée. Pour chaque position sur la section cylindrique

adiabatique, les valeurs du rapport entre la pression à la gorge (dans notre cas, $P_g \approx P(z = 2.067)$) et la pression à chaque point, η_{exp}, aussi bien que les valeurs de ce rapport prédites par le modèle de Henry et Fauske, η_{HF}, ont été déterminées. La position où la différence entre ces deux rapports était minimum a été choisie comme la frontière entre le réservoir et le tuyau de décharge conditionnels. Pour les cas des FCC et pour $G \geq 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$ (où le phénomène de l'écoulement critique est évident), la position de cette frontière correspondait toujours à la prise de pression #2 ($z = 1.973\ m$). La figure 6.13 représente η_{exp} et η_{HF} en fonction de la vitesse massique. On peut voir que ces deux valeurs à $z = 1.973\ m$ sont presque identiques pour toutes les vitesses sauf $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$ où l'état de l'écoulement critique n'est pas encore atteint.

La vitesse massique critique G_{cr} d'après le modèle de Henry et Fauske en fonction de la vitesse massique réelle est présentée sur la figure 6.14. Cette figure montre que la vitesse critique calculée est de 40 - 50 % inférieure à la vitesse réelle, et cela pour n'importe quelle valeur du rapport entre la pression à la gorge et la pression de stagnation, η_{exp} ou η_{HF}. Ce fait démontre que l'écoulement critique dans les conduits chauffés ont des particularités spécifiques et exigent une étude détaillée.

6.2 Distribution de pression en aval de la zone chauffée

Au début de cette étude, une tentative de la prédiction théorique de la distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique a été effectuée. Les pertes de pression en écoulement diphasique peuvent être définies à partir de la relation suivante :

$$\Delta P = \Delta P_{gr} + \Delta P_{fr} + \Delta P_a \quad , \tag{6.11}$$

où $\Delta P_{gr}, \Delta P_{fr}$ et ΔP_a sont les composantes des pertes de pression dues à la gravitation, au frottement et à l'accélération respectivement.

En tenant compte de la longueur très courte de la section et des titres d'écoulement assez élevés, la composante ΔP_{gr} peut être facilement négligée. La composante ΔP_{fr} peut être calculée à partir d'une des corrélations existantes actuellement pour ce but, par exemple, de la corrélation de Friedel (1979).

Conformément au modèle à écoulements séparés, les pertes de pression dues à l'accélération s'écrivent sous la forme suivante :

$$\Delta P_a = G^2 \Delta \left(\frac{x^2}{\rho_v \alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\alpha)} \right) \quad . \tag{6.12}$$

Le taux de vide à chaque point de la section peut être trouvé de la manière suivante. Selon le modèle de Zuber et Findlay (1965), le rapport entre le titre volumique β et le taux de vide α s'écrit sous la forme :

$$\frac{\beta}{<\alpha>} = C_0 + \frac{V_{vj}}{<j>} \tag{6.13}$$

avec

$$C_0 = \frac{<\alpha j>}{<\alpha><j>} \quad , \tag{6.14}$$

$$V_{vj} = \frac{<\alpha v_{vj}>}{<\alpha>} \quad , \tag{6.15}$$

$$j = \alpha v_v + (1-\alpha) v_l \quad , \tag{6.16}$$

où

C_0	:	paramètre de distribution,
V_{vj}	:	vitesse de dérive pondérée,
j	:	vitesse superficielle (autrement dit, apparente) du mélange,
v_v et v_l	:	vitesses locales de la vapeur et du liquide respectivement,
$v_{vj} = v_v - j$	:	vitesse de dérive locale,
<>	:	désigne la moyenne d'une quantité sur la section droite du conduit.

Dans cette équation les quantités C_0 et V_{vj} tiennent compte de la forme des profils de α et j, et de la vitesse relative entre les phases respectivement. Supposons que l'écoulement dans la section cylindrique adiabatique en aval de la barre de chauffage est annulaire–dispersé, le film de liquide sur la paroi ne contient pas de bulles de vapeur (le taux de vide interne est nul) et que les vitesses de la vapeur et du liquide dans le noyau sont égales. On peut montrer que dans ce cas

$$\frac{\beta}{<\alpha>} = \frac{<\alpha v_l>}{<\alpha><v_l>} \quad . \tag{6.17}$$

Supposons que la forme des profils de α et v_l ne change pas beaucoup le long de la section. Alors, le rapport entre le titre volumique, β, et le taux de vide, α, reste presque constant : $\beta/\alpha = C$. Si la valeur de cette constante est connue, le taux de vide peut être déterminé en utilisant une simple relation entre β et x :

$$<\alpha>= \frac{1}{C\left(1+\frac{1-x}{x}\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)} \quad . \tag{6.18}$$

Les valeurs de C ont été déterminées à partir de la procédure suivante. Les pertes de pression entre la dernière prise de pression sur la section cylindrique adiabatique ($z = 2.067\ m$) et chacune des précédentes ont été calculées pour plusieurs valeurs de C. Des distributions de pression le long de la section correspondantes, établies à partir de $P(z = 2.067)$, ont été comparées avec la distribution mesurée. La valeur de la constante C pour laquelle l'écart-type standard était minimum a été choisie comme optimale, C_{opt}. Les figures 6.15 à 6.17 illustrent cette procédure pour quelques distributions de pression. Des distributions calculées en supposant que les pertes de pression le long de la section sont dues seulement au frottement y sont aussi tracées. On peut voir que, premièrement, pour les cas des écoulements critiques, négliger les pertes de pression dues à l'accélération provoque un grand écart entre une distribution calculée et celle mesurée, et, deuxièmement, l'approche homogène correspondant au cas $C = 1$ surestime considérablement les pertes de pression. La figure 6.18 représente la pression calculée à la sortie de la zone chauffée

en fonction de la valeur de C pour une vitesse massique de $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$. Ce graphique montre que, lorsque C est voisin de 1, cette pression augmente presque subitement.

Pour comprendre ce comportement, réécrivons l'expression pour les pertes de pression dues à l'accélération sous la forme suivante :

$$\Delta P_a = G^2\Delta\left(\frac{x^2}{\rho_v\alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\alpha)}\right) \quad =$$

$$G^2\Delta\left\{\frac{C}{\rho_v\beta}\frac{1}{\left(1+\frac{\rho_l}{\rho_v}\frac{1-\beta}{\beta}\right)^2}\left[1+\frac{\rho_l}{\rho_v}\left(\frac{1-\beta}{\beta}\right)^2\frac{\beta}{C-\beta}\right]\right\} \quad . \tag{6.19}$$

Pour tous les cas considérés, le taux volumique β est très proche de 1. C'est pourquoi, quand C tend vers 1, le dernier terme dans l'expression se trouvant entre crochets augment très rapidement en augmentant les pertes de pression calculées. Physiquement ceci signifie que la condition d'égalité des vitesses de la vapeur et du liquide en tous lieux de l'écoulement postulée par le modèle homogène exige considérablement plus d'énergie pour accélérer simultanément les deux phases.

En utilisant des valeurs de C_{opt} obtenues par la méthode décrite ci-dessus, les distributions de pression à partir d'une seule position sur la section adiabatique $z = 2.067\ m$ ont été établies (figures 6.19 à 6.21). L'algorithme utilisé a été le suivant. À partir de $z = 2.067\ m$ pour chaque position $z_{i+1} = z_i - \Delta z$ la pression a été augmenté par petits paliers jusqu'au moment où la différence entre $P(z_{i+1})$ et $P(z_i)$ soit légèrement différente aux pertes de pression calculées sur la distance Δz. Remarquons que pour le calcul des pertes de pression dues au frottement, des paramètres d'écoulement et des propriétés physiques moyens sur cette distance ont été utilisés. Les pertes de pression dues à l'accélération ont été calculées directement à partir de $P(z_{i+1})$ et $P(z_i)$.

L'examen des figures 6.19 à 6.21 montre que l'accord entre les distributions de pression mesurées et celles prédites selon la procédure décrite est en général très fiable. Cependant, au point initial ($z = 2.067$) une augmentation soudaine de la

pression prédite a lieu. Il faut noter que si c'est la pression à la position $z = 1.891$ avait été utilisée comme le point de départ, une procédure semblable arrive à prédire la distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique seulement entre $z = 1.891$ et $z \approx 2.0$. Pour les cas où un changement substanctiel de pression près de la gorge du diffuseur a lieu, à partir de $z \approx 2.0$, la diminution de la pression calculée est considérablement plus petite que celle mesurée (la différence entre la pression calculée et mesurée peut aller jusqu'à 2 *bars*).

Cette différence, ainsi que l'augmentation soudaine de la pression calculée dans le cas d'utilisation du point initial à $z = 2.067$ peuvent être expliquées par des raisons différentes parmi lesquelles on peut distinguer les suivantes :

1. Près de la gorge du diffuseur, un écoulement critique sonique se forme et ce fait se reflète indirectement par l'expression mathématique pour les pertes de pression dues à l'accelération.

2. La supposition que le rapport entre le titre volumique, β, et le taux de vide, α, reste constant le long de la section cylindrique adiabatique n'est pas valide au voisinage de la gorge.

3. Dans le cadre de cette analyse, le changement du titre thermodynamique le long de la section cylindrique adiabatique était déterminé à partir de l'expression utilisée généralement pour les écoulements non-adiabatiques, mais écrite sous la forme suivante :

$$x(z) = \frac{h_{ent} + Q/W - h_f(P(z))}{h_{fv}(P(z))} \tag{6.20}$$

Pour un écoulement adiabatique qui a lieu dans la section considérée, d'autres relations (correspondant à l'expansion isentropique, à l'expansion à titre constant etc.) peuvent être plus appropriées.

L'influence de ces raisons peut être estimée à partir de l'analyse des valeurs des paramètres qui influent les pertes de pression. On supposera aussi qu'à l'approximité

de la gorge les pertes de pression dues à l'accélération sont significativement plus élevées que celles dues au frottement donc ces dernières peuvent être négligées. La figure 6.22 montre les distributions de différents paramètres le long de la section cylindrique adiabatique pour $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$. On peut voir que

$$\Delta\left(\frac{x^2}{\rho_v \alpha}\right) \gg \Delta\left(\frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\alpha)}\right) \quad . \tag{6.21}$$

Alors

$$\Delta P_a \approx G^2 \Delta\left(\frac{x^2}{\rho_v \alpha}\right) \quad . \tag{6.22}$$

D'après la figure 6.22, le changement maximum du titre thermodynamique le long de la section n'excède pas de 10 %, celui du taux de vide n'excède pas de 0.5 %, tandis que la densité de la vapeur change presque de deux fois. Ce fait signifie que la plus grande contribution aux pertes de pression dues à l'accélération est apportée par le changement de la densité le long du conduit. De petites erreurs dans la détermination du titre ou du taux de vide ne changeront pas les tendances observées (toutefois, certains autres processus d'expansion de la vapeur seront considérésplus tard). Ainsi, l'augmentation soudaine de la pression prédite au point $z = 2.067$ ne peut pas être expliquée par certaines erreurs dans la détermination de x et α.

L'analyse ci-dessus permet aussi d'aboutir à une conclusion très importante : puisque la distribution de pression le long de la section dans un cas d'écoulement critique (figures 6.15 à 6.17) est déterminée avant tout par les pertes de pression dues à l'accélération, cette distribution dépend principalement de la distribution de la densité de vapeur. D'autre part, pour un mélange diphasique saturé, la densité de vapeur ne dépend que de la pression. Alors, la distribution de pression n'est déterminée que par elle-même. Autrement dit, la distribution de pression le long du canal dans le cas d'un écoulement critique est universelle. C'est le résultat qui a été obtenu dans l'analyse des distributions de pression adimensionelles (figure 6.12). Le caractère universel de la distribution de pression permet également de comprendre la raison physique de la constatation expérimentale que le rapport

entre la pression à la gorge et la pression au réservoir de haute pression dépend très peu de la vitesse massique de l'écoulement.

Revenons à l'analyse des raisons de l'augmentation soudaine de la pression prédite. Il est évident que la procédure itérative utilisée pour l'établissement du profil de pression converge seulement si la différence entre les pertes de pression calculées dans chaque itération est plus petite que la différence de pression entre $P(z_{i+1})$ et $P(z_i)$. En négligeant les pertes de pression dues au frottement et en prenant en considération que les pertes de pression dues à l'accélération se déterminent principalement par le changement de la densité de la vapeur, cette condition peut être écrite sous la forme suivante :

$$dP = P(z_{i+1}) - P(z_i) > G^2 d\left(\frac{x^2}{\rho_v \alpha}\right) \approx \frac{G^2 x^2}{{\rho_v}^2 \alpha} d\rho_v \quad . \tag{6.23}$$

Puisque $\alpha \approx 1$, alors

$$\sqrt{\frac{dP}{d\rho_v}} > \frac{Gx}{\rho_v \alpha} \quad . \tag{6.24}$$

Le membre de gauche de cette expression représente la vitesse du son dans la phase de vapeur, le membre de droite représente la vitesse de vapeur. Ainsi, la procédure de prédiction du profil de pression ne converge pas si la vitesse de vapeur excède celle du son. Par conséquent, l'augmentation soudaine de pression près de la gorge du diffuseur obtenue avec l'utilisation de la procédure décrite peut être, en effet, reliée à un écoulement critique sonique qui y a lieu.

Malheureusement, cette analyse contient trop d'incertitudes et trop de suppositions pour en tirer des conclusions quantitatives. Par exemple, il est clair que si la distribution de pression avait été calculée à partir de $z = 2.0695$ (la vrai position de la gorge du diffuseur), l'augmentation soudaine de pression calculée aurait lieu à ce point. La même situation serait observée si l'on débutait les calculs un peu plus en amont de l'entrée du diffuseur ($z < 2.067$). C'est-à-dire, il existe une certaine zone où la distribution de pression ne peut pas être correctement prédite. C'est pour cette raison qu'une autre analyse basée sur la comparaison directe de la vitesse de

vapeur avec celle du son pour chaque point le long de la section adiabatique a été effectuée.

6.3 Vitesse du son en milieu diphasique

La vitesse du son est un des plus importants paramètres de la dynamique des gaz qui détermine le caractère d'écoulement. La vitesse à l'équilibre du son est reliée à une dérivée thermodynamique $\partial P/\partial \rho$ pour un processus adiabatique et, par conséquent, est un paramètre thermodynamique. Sous le vocable de vitesse à l'équilibre du son, on comprend la vitesse d'une onde acoustique dont la propagation provoque des changements réversibles de l'état du milieu traversé. Si le passage d'une onde s'accompagne des processus irréversibles et d'une dissipation d'énergie, la vitesse du son peut avoir des valeurs différentes selon le degré de déséquilibre de ces processus. Dans ce cas, on parle d'une vitesse hors équilibre du son qui n'est pas en général un paramètre thermodynamique. De plus, puisque le degré de déséquilibre dépend directement de la fréquence de l'onde, la vitesse hors équilibre du son dépend également de cette fréquence. Les ondes acoustiques reliées au phénomène d'un écoulement critique sont sans aucun doute complexes et représentent des superpositions de plusieurs harmoniques. Ainsi, une dispersion fréquentielle de la vitesse du son a lieu. Pour un milieu diphasique, où l'allure des processus est aussi régi par des dimensions caractéristiques de la phase dispersée, la vitesse du son dépend également de ces dimensions. En règle générale, le milieu diphasique est un système "polydispersé" (les dimensions des particules de la phase dispersée sont différentes). Ce fait provoque aussi une dispersion de la vitesse du son correspondante.

Présentement, il existe un grand nombre d'expressions mathématiques décrivant la vitesse du son en milieu diphasique (Tong et Weisman, 1979). Mais presque toutes ces expressions correspondent à certains cas particuliers de la propagation

du son et ne sont valides que si les suppositions faites se réalisent. La différence entre la vitesse du son calculée d'après l'une ou l'autre approche peut être très élevée. Par exemple, la différence entre les valeurs de la vitesse à l'équilibre du son et de celle "figée" (obtenue en supposant qu'aucun processus d'échange entre deux phases n'a lieu ou, autrement dit, ils sont "figés") peut varier du double au triple, sinon plus. De plus, la plupart de ces expressions ne reflète nullement la dispersion de la vitesse du son mentionnée.

D'après l'auteur, il existe seulement un seul modèle qui tient compte de toutes les particularités qui ont lieu dans les systèmes diphasiques et qui a été développé par Radovskiy (1970, 1971, 1977). Selon ce modèle, le degré de déséquilibre dans les processus de transfert de chaleur, de masse et de quantité de mouvement entre les phases, dépend d'un paramètre représentant le produit entre la fréquence angulaire de l'onde et le carré du diamètre des particules (si elles sont sphériques) : $\kappa = \omega {d_p}^2$. Si ce paramètre est suffisamment petit (des fréquences basses ou des diamètres de gouttelettes très petits), la différence entre la température et la vitesse des phases due au passage des ondes de compression et d'expansion n'apparaît pas. Les processus du changement d'état du milieu diphasique se passent donc pratiquement en équilibre et la vitesse du son a sa valeur à l'équilibre. Au contraire, si $\omega {d_p}^2$ est assez élevé, l'égalisation des températures et des vitesses des phases ne se produit pas et l'état de chaque phase change, comme en milieu homogène, d'une manière adiabatique. L'équilibre entre les phases n'a pas lieu, et aucune interaction entre elles ne se produit. Ce cas correspond à la vitesse "figée" du son. Aux valeurs de $\omega {d_p}^2$ intermédiaires, les changements de l'état du milieu diphasique sont déséquilibrés et, par conséquent, la vitesse du son dépend de la valeur de ce paramètre.

Selon ce modèle, l'expression pour la vitesse du son en milieu diphasique où n processus indépendants se passent simultanément est la suivante :

$$\hat{a}^2 = a_{(n)}^2 - \sum_{j=1}^{n} \frac{a_{(j)}^2 - a_{(j-1)}^2}{1 + i\omega\tau_{jsv}} \quad , \tag{6.25}$$

où

$\hat{a}$: vitesse complexe du son (la partie réelle de cette expression représente la vitesse de phase, la partie imaginaire - le coefficient d'absorption du son),

$a_{(n)}$: vitesse du son lorsque tous les n processus sont "figés", c'est-à-dire la vitesse "figée" du son,

$a_{(j)}$ et $a_{(j-1)}$: vitesses du son lorsque les processus j ou $j-1$ sont complètement "figés" et les autres processus se passent en équilibre (si $j = 1$: $a_{(j-1)} \equiv a_{(0)}$ - la vitesse du son à l'équilibre),

τ_{jsv} : temps de relaxation adiabatique-isochore pour le processus "j".

En analysant les processus qui se passent lorsqu'une onde acoustique se propage en milieu diphasique, l'auteur de ce modèle a abouti à la conclusion que les principaux processus déterminant l'interaction entre les phases sont ceux de relaxation de la température dans les particules de la phase dispersée et dans la phase portante (matrice), ainsi que l'égalisation des vitesses des phases. À partir de cette conclusion, les vitesses $a_{(j)}$ peuvent être conctrétisées de la façon suivante : $a_{(1)}$ - la vitesse du son en milieu diphasique à la condition que le processus de l'égalisation de température dans la phase portante soit "figé", tandis que les autres processus se passent en équilibre; $a_{(2)}$ - la vitesse du son à la condition que les processus de l'égalisation de température soient "figé" dans les deux phases (les transferts de chaleur et de masse entre les phases n'ont pas lieu), tandis que les vitesses des phases soient égales; $a_{(3)}$ - la vitesse "figée" du son. Toutes ces vitesses sont définies selon les relations suivantes :

$$a_{(0)}{}^2 = \left\{ \frac{h_{fv}[(1-x)v_f + xv_v]}{v_v - v_f} \right\}^2 \frac{1}{[(1-x)c_{v,v,dp} + xc_{v,f,dp}]T_{sat}} \quad , \qquad (6.26)$$

$$a_{(1)}^2 = \frac{(1-\psi)v_1 + \psi v_2]^2}{(1-\psi)\frac{v_1^2}{a_1^2} + \psi\left(\frac{v_2^2}{a_2^2}\right)^*} \quad , \tag{6.27}$$

$$\left(\frac{v_2^2}{a_2^2}\right)^* = \gamma_2^2 \frac{v_2^2}{a_2^2} + c_{p2} T_{sat} \frac{(v_v - v_f)^2}{h_{fv}^2} - \frac{2(v_v - v_f)v_2}{h_{fv} a_2} \sqrt{c_{p2} T_{sat}(\gamma_2 - 1)} \quad , \tag{6.28}$$

$$a_{(2)}{}^2 = \frac{[(1-\psi)v_1 + \psi v_2]^2}{(1-\psi)v_1^2/a_1^2 + \psi v_2^2/a_2^2} \quad , \tag{6.29}$$

$$a_{(3)}{}^2 = \frac{(1-\psi)v_1^2 + \psi v_2^2}{(1-\psi)v_1^2/a_1^2 + \psi v_2^2/a_2^2} \quad , \tag{6.30}$$

où

$c_{v,f,dp}$ et $c_{v,v,dp}$	:	chaleurs spécifiques isochores du liquide et de la vapeur sur la ligne de saturation du côté de la région diphasique respectivement,
T_{sat}	:	température absolue de saturation,
v	:	volume spécifique,
$\gamma = c_p/c_v$	:	exposant isentropique,
c_p et c_v	:	chaleurs spécifiques isobare et isochore respectivement,
a_i	:	vitesse du son dans la phase i.

Les expressions ci-dessus sont écrites sous une forme universelle reliant les structures diphasiques où la phase dispersée se trouve sous forme de bulles ou de gouttelettes : l'indice 1 désigne des paramètres de la phase portante; 2 - des paramètres de la phase dispersée; ψ - la concentration massique de la phase dispersée. L'introduction des chaleurs spécifiques $c_{v,f,dp}$ et $c_{v,v,dp}$ s'explique par le fait que la chaleur spécifique isochore subit un changement brusque sur la ligne de saturation. Tandis que $c_{v,f,dp}$ est à peine plus élevé que $c_{v,f}$, pour la vapeur $c_{v,v,dp} \gg c_{v,v}$ (pour des pressions faibles la différence entre ces deux valeurs peut

atteindre plusieurs ordres de grandeur). Comme les chaleurs spécifiques isochores pour les régions monophasiques, ces valeurs sont aussi des paramètres thermodynamiques et peuvent être trouvées dans des tables detaillées des propriétés physiques.

Les temps de relaxation adiabatiques-isochores sont donnés par les expression suivantes :

$$\tau_{1sv} = \frac{{a_{(0)}}^2}{{a_{(1)}}^2} \frac{(1-\psi) c_{p1} \rho_2 {d_{pe}}^2}{12 \psi k_1} \quad , \tag{6.31}$$

$$\tau_{2sv} = \frac{{a_{(1)}}^2}{{a_{(2)}}^2} \frac{c_{p2} \rho_2 {d_{pe}}^2}{4\pi k_2} \quad , \tag{6.32}$$

$$\tau_{3sv} = \frac{(1-\psi) \rho_2 {d_{pe}}^2}{18 \mu_1} \quad , \tag{6.33}$$

où

μ_1 : viscosité dynamique du liquide,

k : conductivité thermique,

d_{pe} : diamètre effectif des particules dispersées.

Le diamètre effectif des particules peut être écrit sous la forme suivante :

$$d_{pe} = \left[\frac{\int_0^\infty f(\zeta) \zeta^3 d\zeta}{\int_0^\infty f(\zeta) \zeta d\zeta} \right]^{1/2} \quad . \tag{6.34}$$

En pratique, pour la fonction de distribution des diamètres de particules $f(\zeta)$ on peut utiliser une distribution normale. Alors, si le diamètre moyen de particules, d_{pm}, et l'écart-type de distribution, σ, sont connus, d_{pe} est donné par :

$$d_{pe} = d_{pm} \sqrt{(1 + 3\sigma^2 / {d_{pm}}^2)} \quad . \tag{6.35}$$

Ce modèle présenté montre un bon accord avec la plupart des expériences où la fréquence du son était connue et les diamètres des particules (des bulles ou des gouttelettes) étaient mesurés.

L'essentiel de ce modèle est le postulat que la propagation d'une perturbation acoustique en milieu diphasique n'est pas déterminée par une seule vitesse, mais par un spectre de vitesses dont les caractéristiques dépendent de la structure du milieu et du spectre de la perturbation. La figure 6.23 donne un exemple des spectres de vitesse du son calculés selon l'approche présentée pour une pression de 10 *bars* et pour de différents titres thermodynamiques. On peut voir que le spectre de vitesses du son est limité par la vitesse à l'équilibrée en bas et par la vitesse "figée" en haut.

La difficulté principale d'application de ce modèle aux écoulements critiques est due au fait que ni le spectre fréquentiel de la perturbation, ni la distribution de dimensions des gouttelettes réels ne sont connus. Il est possible bien sûr de représenter n'importe quelle perturbation sous forme d'une superposition des ondes harmoniques, mais dans ce cas il faut analyser le spectre d'amplitude de ces ondes, leur atténuation, etc. L'origine même de cette perturbation dans le cas d'un écoulement critique stationnaire (quand il n'y a aucun changement temporel de la pression) n'est pas vraiment claire. Cette origine peut être une diminution de pression dans le temps dans le système de coordonnées associé à l'écoulement et se déplaçant avec ce dernier (Radovskiy et Mitenkov, 1987), des fluctuations turbulentes de la vitesse ou bien des bruits acoustiques au niveau moléculaire. Ce sont des questions à résoudre.

Néanmoins, la comparaison des vitesses de vapeur avec des vitesses du son caractéristiques qui entrent dans ce modèle peut au moins donner une estimation de la limite supérieure du spectre des vitesses du son. Cette estimation a été effectuée selon la procédure suivante. La vitesse de vapeur, v_v, à chaque point le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur était calculée en utilisant les expressions suivantes :

$$v_v(z) = \frac{Gx(z)}{\rho_v[P(z)]\alpha[x(z), C_{opt}]}\Omega \quad , \tag{6.36}$$

$$\Omega = \begin{cases} 1, & \text{si } z \leq 2.072, \\ \left(\frac{d}{d_{duf}}\right)^2, & \text{si } z > 2.072. \end{cases} \tag{6.37}$$

Pour la distribution de pression, des fonctions établies à partir des pressions mesurées sont utilisées :

$$P(z) = \begin{cases} A_1 + A_2 z, & \text{si } 1.800 \leq z < 1.894, \\ A_3 + A_4(z - 1.894) + A_5(z - 1.894)^n, & \text{si } 1.894 \leq z < 2.0695, \\ A_6 + A_7 z, & \text{si } 2.0695 \leq z < 2.077, \\ A_8, & \text{si } z \geq 2.077. \end{cases} \tag{6.38}$$

Rappelons que $z = 1.8\ m$ est la position de la fin de la zone chauffée; $z = 1.894\ m$ est la position de la première prise de pression (P_{sor}); $z = 2.0695\ m$ est la position de la frontière entre la section cylindrique et le diffuseur; $z = 2.077\ m$ est la position de la deuxième prise de pression sur le diffuseur.

Le modèle de vitesse du son présenté ci-dessus n'est valide que pour des milieux diphasiques dispersés. Quant au cas en question, un film de liquide sur la paroi peut avoir lieu même dans les conditions de FCC à cause de la précipitation de gouttelettes ou de la condensation possible de la vapeur le long de la section qui n'est pas complètement adiabatique : certaines pertes de chaleur existent toujours. La présence de ce film de liquide sur la paroi pose au moins deux questions : influence-t-il la vitesse de propagation du son et quel titre faut-il utiliser pour le calcul de cette vitesse? Afin de répondre à ces questions, il faut préciser que le terme "vitesse du son" ne reflète pas tout à fait le phénomène d'un écoulement critique. En réalité, il s'agit de la possibilité pour une perturbation énergétique, sous forme de changement de pression, de se propager dans un sens opposé à l'écoulement. Ceci nécessite, en général, non seulement la considération des vitesses de l'écoulement et de la propagation de cette perturbation, mais aussi des processus de sa déformation et de son atténuation. Cependant, si pour un écoulement monophasique, ces processus ne jouent pas un rôle très important lors de la formation d'un écoulement critique (elle est déterminée seulement par la vitesse du son), pour un écoulement diphasique, cela n'est probablement pas le cas. Il est connu que la résistance

acoustique d'un film ou d'une pellicule mince dans la direction longitudinale est très élevée. Par conséquent, le film de liquide mince sur la paroi du tube ne doit pas laisser passer la perturbation très loin en amont de la gorge du tuyau, même si la vitesse de propagation du son dans la phase liquide est plus élevée que dans la phase vapeur. Cela signifie que la formation d'un écoulement critique pour une structure annulaire-dispersée est déterminée seulement par les processus qui ont lieu dans le noyau de vapeur, et ce sont le titre massique dans le noyau, x_n, qu'il faut utiliser dans le calcul de la vitesse du son. Ce titre est relié au titre massique d'écoulement, x_r, par l'expression suivante :

$$x_n = \frac{x_r}{1 - x_r \frac{W_f}{W_v}} \quad , \tag{6.39}$$

où W_f et W_v sont les débits massiques du liquide dans le film et de la vapeur dans le noyau respectivement.

Si $W_f \neq 0$, x_n est toujours plus élevé que x_r. D'autre part, pour de basses pressions où $\rho_f \gg \rho_v$, les vitesses $a_{(j)}$ dépendent du titre d'une manière très faible. Cela signifie que la supposition d'égalité de ces deux titres ne provoquera pas une erreur importante dans la détemination de ces vitesses. De plus, cette dépendance faible de $a_{(j)}$ vis-à-vis du x_r permet d'utiliser le titre thermodynamique au lieu du titre réel sans faire des suppositions supplémentaires. Remarquons que pour des conditions proches du FCC où le film de liquide sur la paroi est très mince ou n'existe pas, l'erreur reliée à cette substitution de titres sera minimale.

Comme on l'a déjà mentionné auparavant, de différentes suppositions peuvent être faites pour l'expansion de la vapeur le long de la section adiabatique. Dans le cadre de cette analyse, on a supposé que la densité de la phase de vapeur corresponde toujours à celle de l'état de saturation. Quant au titre thermodynamique, les trois suppositions suivantes ont été faites :

1) l'expansion isenthalpique

$$x_h(z) = \frac{h_{ent} + Q/W - h_f(P(z))}{h_{fv}(P(z))} \quad , \tag{6.40}$$

2) l'expansion isentropique

$$x_s(z) = \frac{s_0 - s_f(P(z))}{s_v(P(z)) - s_f(P(z)} \quad , \tag{6.41}$$

$$s_0 = s_v x_h(1.80) + s_f[(1 - x_h(1.80)] \quad , \tag{6.42}$$

3) l'expansion isentropique presque partout le long de la section cylindrique adiabatique, mais près de la gorge et dans le diffuseur le titre reste constant (la longueur de la partie de la zone où le titre est constant a été choisie égale à un diamètre du tube)

$$x_{sc} = \begin{cases} x_s(z), & \text{si } z \leq 2.0615, \\ x_s(2.0615), & \text{si } z > 2.0615. \end{cases} \tag{6.43}$$

Les vitesses de vapeur correspondant à ces titres seront désignées comme étant v_{vh}, v_{vs} et v_{vsc}. Il faut noter que le dernier titre, x_{sc}, ne peut pas être considéré comme un titre thermodynamique, parce que la supposition utilisée décrit une situation où il n'y a pas de transfert de masse entre les phases, alors que le liquide se trouve dans un état surchauffé. Ceci peut avoir lieu si la vitesse de l'écoulement est tellement élevée que le liquide, en passant à travers cette zone, ne arrive pas à s'évaporer suffisamment pour diminuer sa température.

Les figure 6.24 à 6.37 montrent certains résultats de cette analyse pour de différentes vitesses massiques et pressions au condenseur. Les figures 6.24 à 6.27 donnent des exemples de la comparaison des vitesses de la vapeur déterminées à partir de différentes suppositions faites sur le changement du titre. On peut voir que la différence entre les vitesses est très petite. Ceci montre que le choix de l'un ou l'autre modèle pour déterminer le titre n'est pas très critique.

Les distributions de la vitesse de vapeur v_{vh} le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur, aussi bien que certaines vitesses caractéristiques du son

sont représentées sur les figures 6.28 à 6.37. À partir de ces figures on peut tirer les conclusions suivantes. Pour la vitesse massique $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$ (figures 6.28 et 6.29), la vitesse de vapeur atteint à peine celle du son à l'équilibre même pour la condition de FCC, c'est–à–dire au titre maximum pour cette vitesse. Cela signifie qu'aucun écoulement critique ne se forme dans ce cas. Les distributions de pression le long de la section adiabatique étant presque linéaires pour $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$ (figure 6.3), il y a donc un bon accord avec cette conclusion. Pour les vitesses massiques de 2000 et de 3000 $kgm^{-2}s^{-1}$ et pour des titres moins élevés (figures 6.30 et 6.33), la vitesse de vapeur est presque égale à celle éqilibrée du son tout le long de la section cylindrique adiabatique et c'est seulement à l'approche de la gorge qu'une augmentation légère a lieu. Probablement, un écoulement critique commence déjà à s'amorcer à partir de ces titres assez faibles. Pour des titres élevés (figures 6.31 et 6.34), la vitesse à la gorge atteint celle "figée" du son qui représente la limite supérieure du spectre des vitesses du son. Dans ce cas, les écoulements sont sans aucun doute critiques. Une augmentation de la pression au condenseur provoque une diminution de la vitesse de vapeur à la sortie de la section cylindrique jusqu'au $a_{(0)}$ (figures 6.32 et 6.35). L'écoulement est en deça du seuil de criticité.

Pour $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$ et un titre x_1 maximum correspondant au FCC, le maximum de la vitesse de vapeur est atteint deux fois dans le diffuseur (figure 6.34). Puisque tous les paramètres d'écoulement, ainsi que la section de passage changent simultanément, du point de vue mathématique cette situation est possible (puisque la diminution de la densité de la vapeur entraîne l'augmentation de la vitesse de vapeur, tandis que l'augmentation de la section de passage entraîne sa diminution, la distribution de vitesse le long du diffuseur peut avoir plusieurs maximums et minimums, dépendant de la distribution de pression). Mais il est plus probable que ce comportement est relié à la distribution de pression utilisée qui ne reflète pas tout à fait correctement la distribution réelle.

Pour $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$ et pour un titre faible (figure 6.36), l'allure des courbes $v_{vh} = f(z)$ est la même que pour des vitesses massiques plus faibles. Cependant, pour le titre critique, la vitesse de vapeur est encore très loin d'atteindre la vitesse "figée" du son (figure 6.37). Étant donné que la distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique correspondant à ce cas produit une chute caractéristique près de la gorge (figure 6.6), il est raisonnable de supposer qu'un écoulement critique a quand même lieu, mais la vitesse du son n'atteint pas sa limite supérieure, la vitesse "figée" du son. De plus, la même conclusion découle aussi du modèle de la vitesse du son si l'on suppose que l'augmentation de la vitesse massique provoque une diminution des dimensions des gouttelettes dans le noyau de vapeur sans augmenter la fréquence maximum dans le spectre de la perturbation.

6.4 Écoulement critique et le flux de chaleur critique

La comparaison des vitesses de vapeur et des vitesses soniques permet de déterminer une frontière dans les tables des valeurs du FCC ou dans le domaine d'application d'une corrélation pour le FCC. Cette frontière doit refléter une valeur maximum qui est atteinte pour un paramètre d'écoulement lorsque les autres sont maitenus fixes (par exemple, une valeur maximum de la vitesse massique pour une pression et un titre donnés; ou bien une valeur minimum de la pression si c'est une vitesse massique et un titre ou une longueur d'ébullition qui sont donnés). Évidemment que la pression à la gorge du diffuseur ne peut pas être diminuée en diminuant la pression au condenseur une fois que la vitesse de vapeur ait atteinte la vitesse "figée" du son. Pour le cas d'un milieu diphasique où la phase liquide est dispersée et la phase gaseuse est continue, la vitesse "figée" du son peut être

réécrite sous la forme suivante :

$$a_{(3)}{}^2 = \frac{x\rho_l^2 + (1-x)\rho_v^2}{\frac{x\rho_l^2}{a_v^2} + \frac{(1-x)\rho_v^2}{a_l^2}} \quad . \tag{6.44}$$

En tenant compte que pour des pressions modérées

$$\frac{x\rho_l^2}{a_v^2} \gg \frac{(1-x)\rho_v^2}{a_l^2} \tag{6.45}$$

et le taux de vide est très proche de 1, l'équation de cette frontière reliant la pression, le titre critique maximum atteint pour cette pression et la vitesse massique, peut être écrite comme suit :

$$\frac{Gx}{\rho_v(P)} \approx a_v(P)\sqrt{1 + \frac{(1-x)\rho_v^2(P)}{x\rho_l^2(P)}} \quad . \tag{6.46}$$

Les figures 6.38 et 6.39 représentent deux nomogrammes avec lesquels des paramètres maximum atteints peuvent être déterminés : le titre en fonction de la vitesse massique avec la pression comme paramètre (figure 6.38) et la vitesse massique en fonction de la pression et du titre (figure 6.39).

Cependant, la comparaison des figures 6.3 à 6.10 et 6.28 à 6.37 montre que la pression à la gorge du diffuseur commence à être plus élevée que celle au condenseur avant que la vitesse de vapeur atteigne la vitesse "figée" du son. De plus, pour $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$, la vitesse de vapeur en écoulement critique est toujours moins que $a_{(3)}$. Ainsi, les nomogrammes présentés aux figures 6.38 et 6.39 donnent seulement une estimation de la limite supérieure des paramètres maximum atteints. Avant de passer à une détermination plus réaliste de cette frontière, soulignons un détail important. Étant donné que la zone chauffée était située assez loin de la gorge du diffuseur, les expériences effectuées dans le cadre de la présente étude ne sont pas tout à fait appropriées pour le but d'étudier l'influence d'une diminution rapide de la pression à la proximité de la gorge sur le FCC. Il serait préférable d'effectuer des expériences avec un conduit chauffé exactement jusqu'au diffuseur. Cependant,

dans le cas d'un chauffage électrique, ceci est possible seulement si la puissance est appliquée directement sur le corps du diffuseur qui doit être fabriqué avec un matérial avec une bonne conductivité, par exemple, du cuivre. Quant au tube du conduit, il doit être joint bord à bord au diffuseur. Ce système est difficile à réaliser en pratique à cause d'un manque de solidité de la connexion d'un tube à paroi mince et d'un diffuseur massif. D'autre part, même si une corrélation assez précise pour la pression à la gorge du diffuseur a été obtenue, son utilisation serait compliquée pour des conduits chauffés partiellement comme celles étudiés. Dans ce cas, la pression à la sortie de la zone chauffée sera assujettie à la pression à la gorge du diffuseur où l'écoulement critique a lieu, aussi bien qu'aux pertes de pression sur la section cylindrique adiabatique. Comme on l'a déjà démontré, ces pertes de pression ne peuvent pas être évaluées avec précision si une chute de pression a lieu près du diffuseur. Une des solutions possibles de ce problème peut être l'établissement des conditions pour lesquelles cette diminution rapide de la pression commence à se former et leur utilisation comme une frontière qui limite la diminution de la pression dans le système. Elle peut aussi être fixée à partir de l'analyse des vitesses caractéristiques. Quand la pression à la proximité de la gorge commence à diminuer rapidement, la vitesse de vapeur augmente respectivement. D'après les figures 6.28 à 6.37, c'est la vitesse du son $a_{(2)}$ qui correspond approximativement au début de cette croissance rapide de la vitesse de vapeur. La vitesse du son $a_{(2)}$ pour le cas considéré est définie par la relation suivante :

$$a_{(2)} = a_v \left[\sqrt{x} + \frac{(1-x)\rho_v}{\sqrt{x}\rho_l} \right] \quad . \tag{6.47}$$

Alors, l'équation de la frontière est la suivante :

$$\frac{Gx}{\rho_v(P)} = a_v(P) \left[\sqrt{x} + \frac{(1-x)\rho_v(P)}{\sqrt{x}\rho_l(P)} \right] \quad . \tag{6.48}$$

La figure 6.40 donne un exemple d'un tel nomogramme où le titre maximum atteint est représenté en fonction de la vitesse massique et de la pression.

Les analyses présentées précédemment ont été effectuées à partir de pressions moyennées dans le temps. Mais, comme on l'a déjà mentionné dans le chapitre 2, les fluctuations de la pression dans les cas des écoulements critiques sont presque toujours assez importantes. Contrairement aux fluctuations qu'on a observées aux titres faibles, les fluctuations dues aux écoulements critiques ont lieu généralement à la sortie de la section d'essais et ne provoquent pas de changements appréciables du comportement de la température de paroi au moment du FCC. À tout le moins, aucune corrélation entre la fréquence et l'amplitude des fluctuations de pression et de température n'a été observée. De plus, les fluctuations de pressions commençaient longtemps avant le début du FCC.

La figure 6.41 représente deux enregistrements dans le temps des pressions à l'entrée et à la sortie de la zone chauffée, ainsi qu'à la proximité de la gorge du diffuseur. Contrairement aux expériences décrites auparavant pour lesquelles les distibutions de pression ont été mesurées par un capteur de pression différentiel, pour le cas considéré ici, la pression à $z = 2.072$ a été mesurée par un capteur de pression absolue. Les graphiques ont été tracés à partir des valeurs numériques lues par le DAS, c'est pour cette raison qu'ils ne reflètent pas tout à fait les fluctuations réelles. Toutefois, à l'aide de ces graphiques, on peut conclure qu'il existe de fortes perturbations d'une fréquence assez basse : 5 - 10 Hz. L'existance de telles perturbations donnant naissance aux fluctuations observées ne peut pas être expliquée à partir de la nature turbulente de l'écoulement. En effet, l'échelle de turbulence ne peut pas excéder le diamètre du conduit. Cela signifie que pour les vitesses de vapeur de l'ordre de 200 à 300 m/s la fréquence des fluctuations correspondantes ne peut pas être moins que 25 - 40 kHz. Les fluctuations de ces fréquences ne peuvent même pas être mesurées par un capteur de pression à membrane. De plus, à cause de son intensité énergétique faible due à la densité de vapeur, les fluctuations turbulentes de la vitesse d'écoulement ne peuvent pas provoquer les fortes variations de pression qu'on a observé.

D'après l'auteur, seulement le modèle de la vitesse du son qu'on a utilisé est capable d'expliquer l'existance de ces fluctuations. Comme le démontre la figure 6.23, la vitesse du son dépend fortement du paramètre $\kappa = \omega d_p{}^2$. Pour le titre $x = 0.3$, elle change presque de deux fois lorsque κ change de $1 \cdot 10^{-6}$ à $1 \cdot 10^{-5}$. Pour une perturbation acoustique dont le spectre fréquentiel est très étroit, cela signifie que ces changements de la vitesse du son peuvent avoir lieu si les dimensions des particules varient seulement de 3 - 4 fois. D'autre part, il est connu qu'il existe une forme particulière des écoulements annulaires-dispersés (Hewitt et Roberts, 1969) dont les gouttelettes sont distribuées de façon non-uniforme et se déplacent par "nuages". Il est même très probable que cette structure existe toujours en écoulement annulaire-dispersé. L'origine de ces nuages de gouttelettes ainsi que celle des pulsations du débit dans le film de liquide sur la paroi est la même et reliée aux processus de la formation de l'écoulement annulaire-dispersé. Le passage de tels nuages de gouttelettes à travers la gorge du diffuseur doit provoquer des changements brusques des conditions critiques. L'écoulement subit des coups de bélier d'une haute fréquence et d'une intensité très élevée. Si cette fréquence ou, plus correctement, un spectre de fréquences correspondant à ce phénomène est assez proche d'une des fréquences propres du système (par exemple, il peut s'agir de la compressibilité du volume de vapeur qui se trouve en amont de la gorge), une résonance peut se produire en ayant pour résultat des fluctuations de pression d'une amplitude assez élevée, mais d'une fréquence plus faible.

Il peut sembler qu'en raison de petites dimensions de ces nuages de gouttelettes, leur fréquence de passage doit être également très élevée et, par conséquent, être très loin de la fréquence propre du système. Pourtant, ce n'est pas le cas. Au moment de sa formation, les dimensions d'un nuage de gouttelettes ne peuvent pas être en effet très grandes. Cependant, lors du déplacement de ces nuages le long du canal, la distance entre les gouttelettes qui les composent augmente constamment due à l'accélération de la vapeur. Cette augmentation de la distance

entre les gouttelettes et, par conséquent, l'augmentation de la dimension des nuages peut être estimée à partir de la solution d'un problème simplifié dont les éléments principaux sont donnés à la figure 6.42. Considérons deux gouttelettes arbitraires se trouvant au moment $t = 0$ aux extrémités opposés d'un nuage de gouttelettes près du point de formation de l'écoulement annulaire-dispersé. Pour chacune de ces gouuttelettes, l'égalité suivante est valide :

$$\int_0^{t_0} dt = \int_{z(t=0)}^{z(t_0)} \frac{dz}{v_{gout}(z)} \quad . \tag{6.49}$$

Alors,

$$\int_{z_1}^{z_3} \frac{dz}{v_{gout1}(z)} = \int_{z_2}^{L} \frac{dz}{v_{gout2}(z)} \quad . \tag{6.50}$$

Supposons que la vitesse des gouttelettes est égale à celle de vapeur :

$$v_{gout} = v_v(z) = \frac{x(z)G}{\rho_v[P(z)]\alpha(z)} \quad . \tag{6.51}$$

Supposons également que le long de la partie considérée du canal, le taux de vide, α, est très proche de 1, le titre réel change de manière linéaire et la densité de vapeur est constante. Après avoir intégré l'equation (6.50) et effectué des transformations nécessaires, on obtient :

$$\Delta z_{sor} = L - z_3 = L - \frac{1}{C_1}\left[\frac{(C_1 + C_2 L)(C_1 + C_2 z_1)}{C_1 + C_2(z_1 + \Delta z_{ent})} - C_1\right] \quad , \tag{6.52}$$

où

$$C_1 = v_v(z_1) - z_1 C_2 \quad , \tag{6.53}$$

$$C_2 = \frac{v_v(L) - v_v(z_1)}{L - z_1} \quad . \tag{6.54}$$

Les calculs montrent que pour la vitesse massique $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$ et la pression $P_{sor} = 8.6\ bars$, le rapport entre Δz_{sor} et Δz_{ent} est plus grand que 20. Cela signifie que si la dimension caractéristique d'un nuage de gouttelettes au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé a l'ordre de grandeur du diamètre

du canal (8 mm dans le cas considéré), à la sortie de la zone chauffée, elle augmente jusqu'à 160 – 200 mm.

L'augmentation de la température d'entrée pour une vitesse massique et une longueur chauffée données d'un coté fait augmenter la longueur sur laquelle un écoulement annulaire–dispersé a lieu. Ceci entraîne une augmentation du volume de vapeur en amont de la gorge. Dans ce cas, les variations relatives de ce volume dues au changement de la vitesse d'écoulement à travers la gorge deviennent plus petites et n'occasionnent pas de grandes changement de pression à l'entrée. Les enregistrements présentés à la figure 6.41 confirment en général cette hypothèse. On peut voir que les fluctuations de pression pour une température à l'entrée de la zone chauffée de 190°C sont significativement moins élevées que pour une température de 110°C. Il faut aussi remarquer que la diminution de l'amplitude de ces fluctuations avec l'augmentation de la température d'entrée a un caractère assez graduel, tandis que le profil de pression le long de la section cylindrique adiabatique et le titre à la sortie ne changent presque pas. Ainsi, ces fluctuations ne peuvent être reliées qu'à l'écoulement lui–même et ne sont pas causées par des particularités quelconques du système de mesure de pression.

L'étude de ce phénomène et la preuve des hypothèses présentées demandent la connaissance d'une caractéristique spécifique de la structure d'écoulement : la distribution des dimensions de gouttelettes dans l'espace et dans le temps. Actuellement, ce problème n'a pas de solution possible. Probablement, la mesure simultanée des pressions le long de la section d'essais (sur les parties chauffée et adiabatique) avec des capteurs de pression absolue de faible inertie et l'utilisation des fonctions d'auto–corrélation et de cross–corrélation peuvent servir comme un moyen indirect de vérification des hypothèses avancées. Cette approche permettra de déterminer au moins s'il y a ou non des perturbations cohérentes de pression qui se propagent le long de la section d'essais et leur vitesse de propagation.

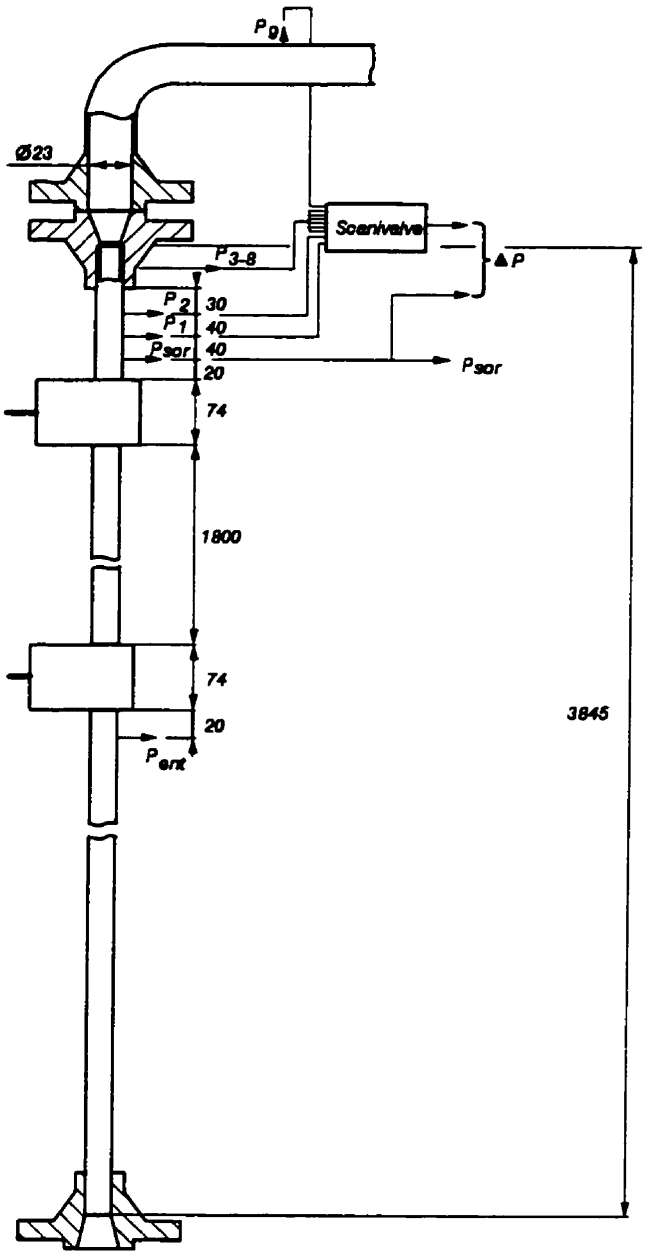


Figure 6.1 Section d'essais

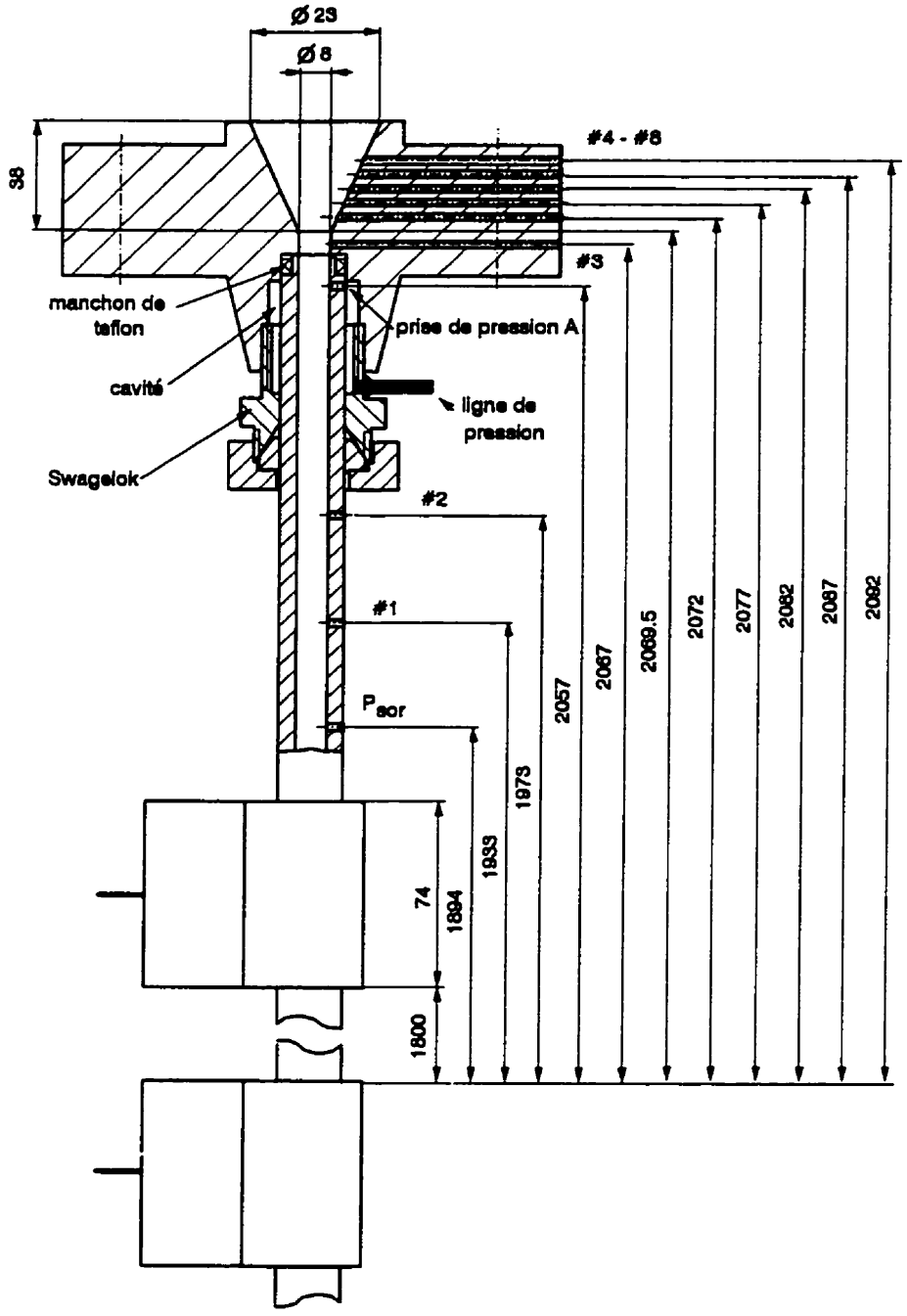


Figure 6.2 Disposition des prises de pression sur la section cylindrique adiabatique et le diffuseur

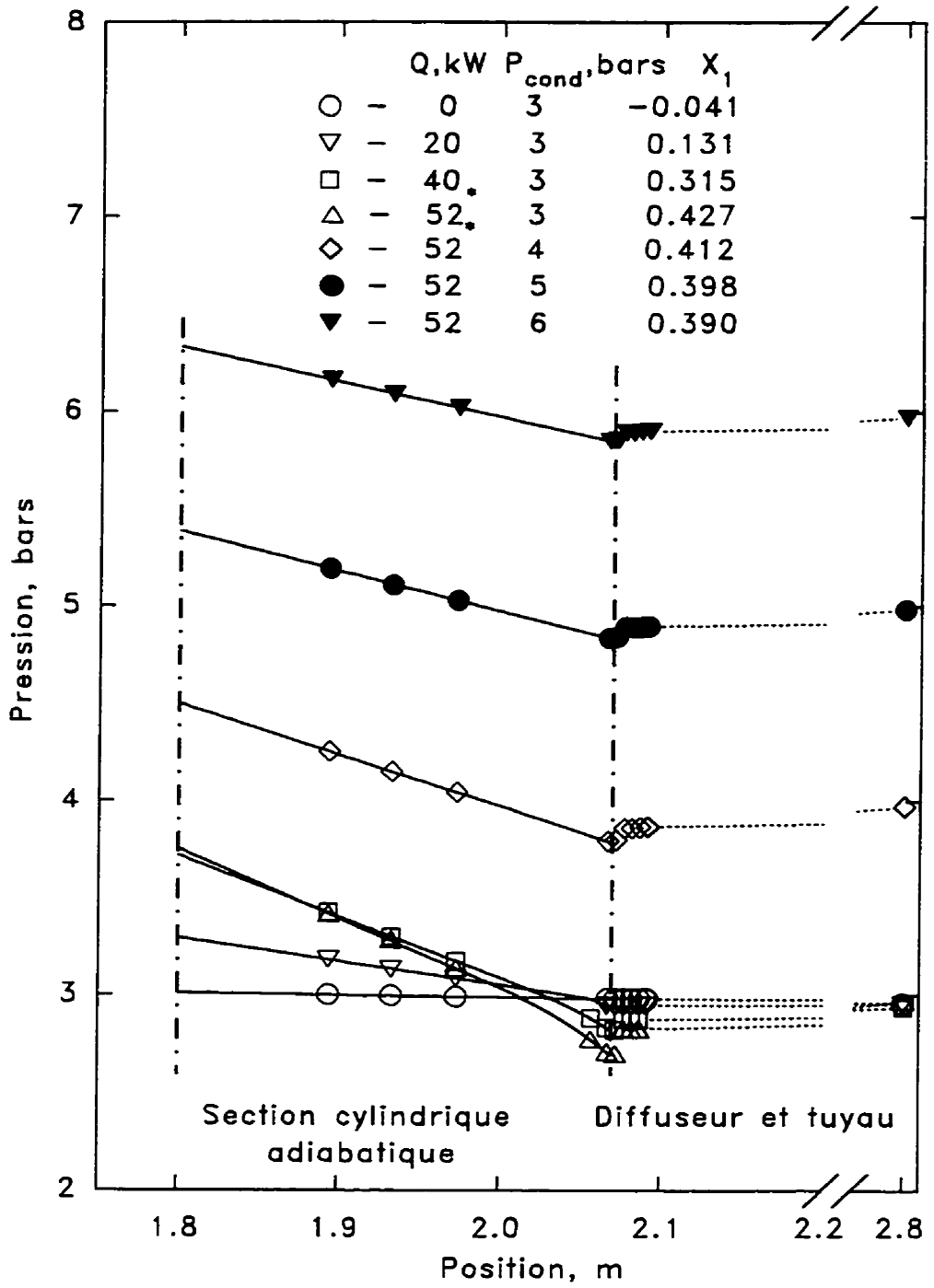


Figure 6.3 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur ($G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

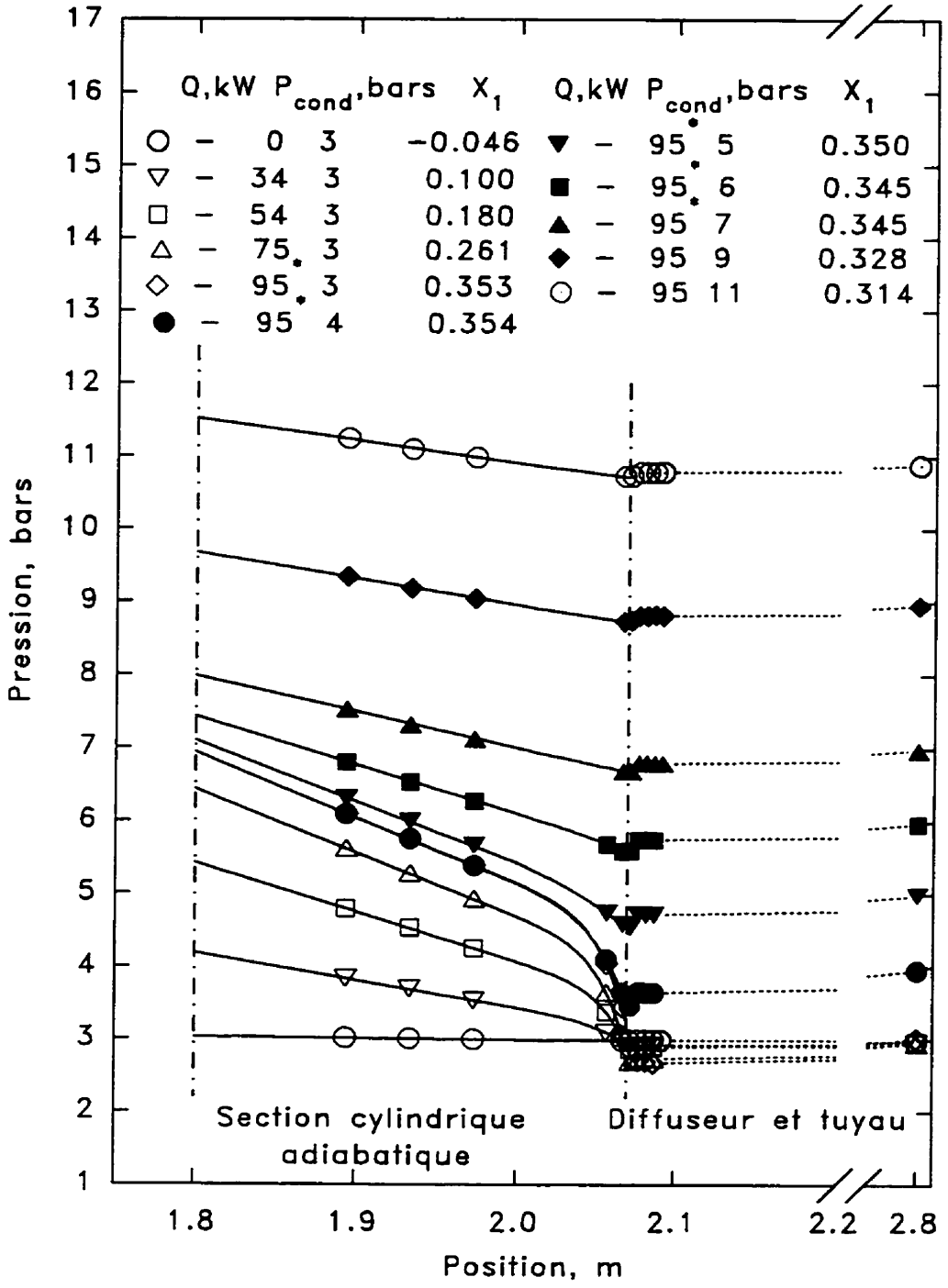


Figure 6.4 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur ($G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

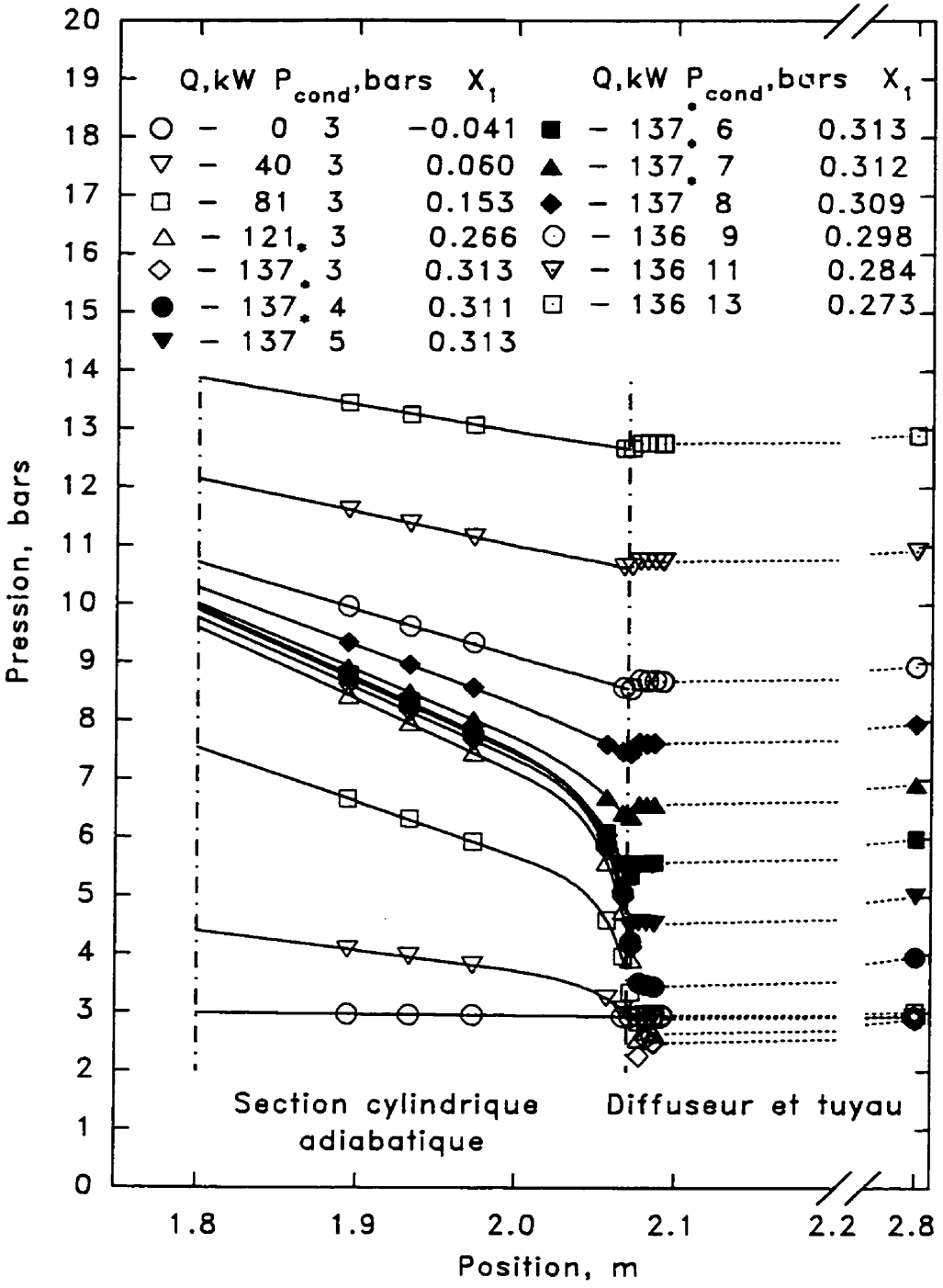


Figure 6.5 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

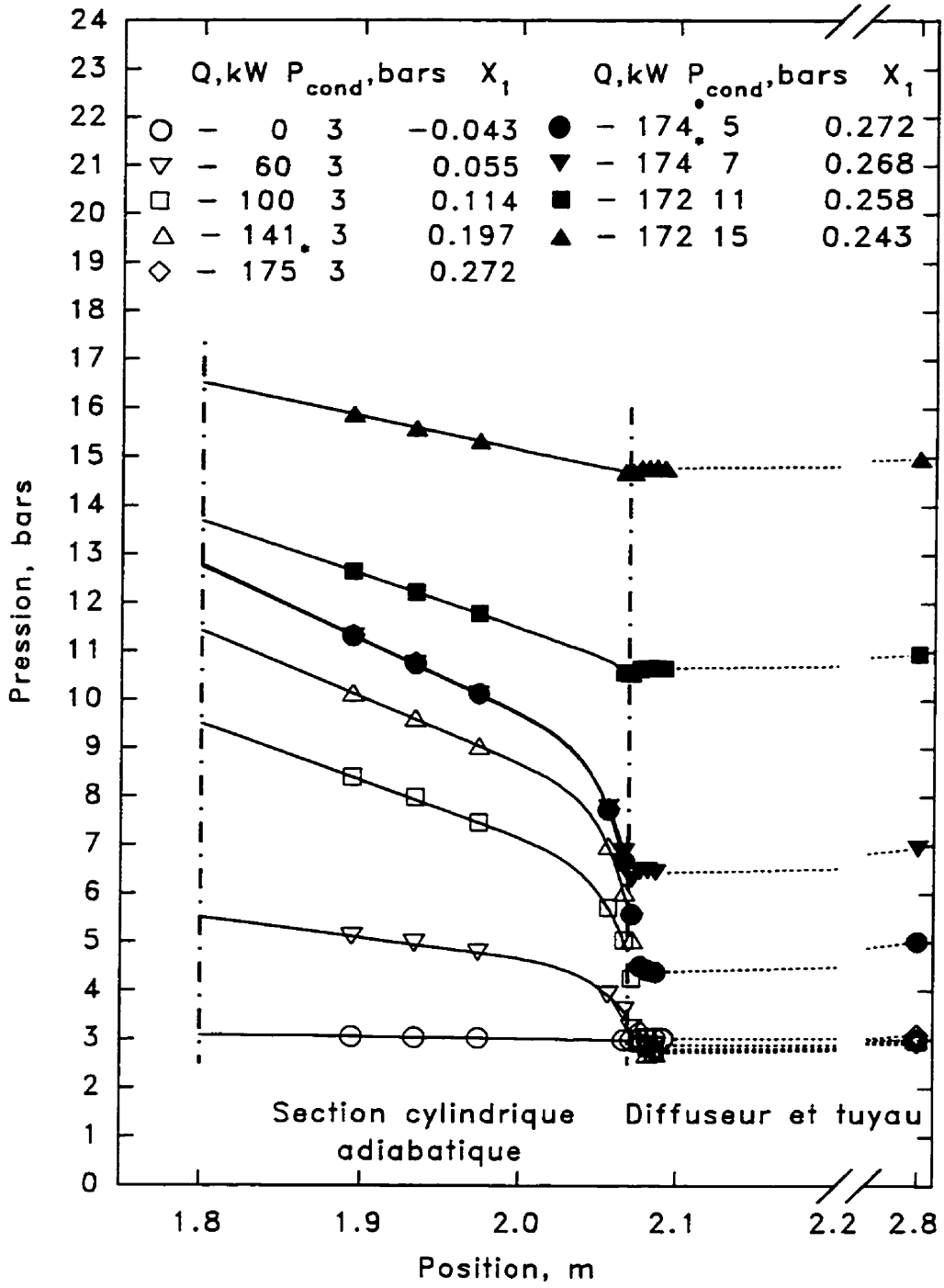


Figure 6.6 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur ($G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

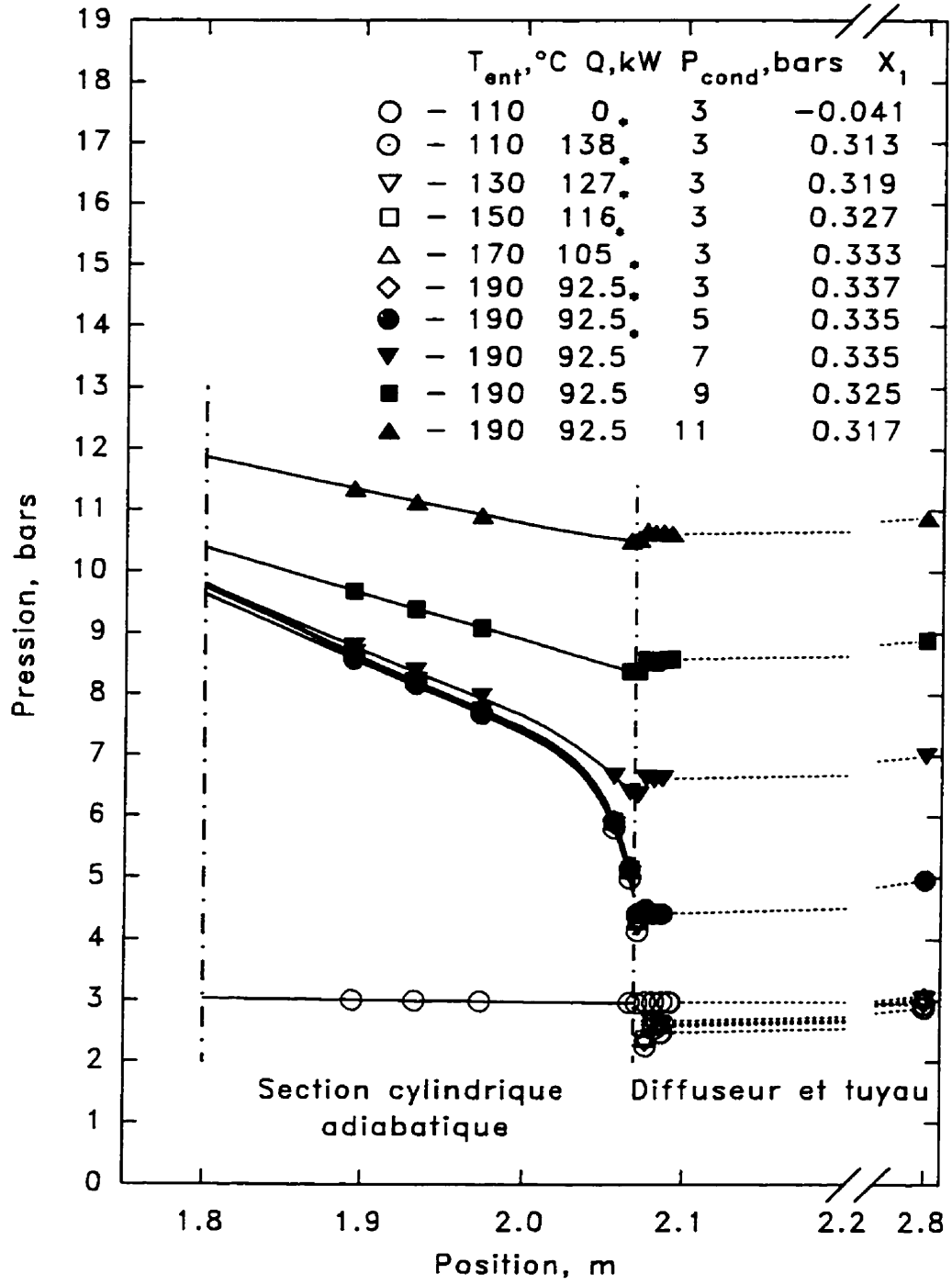


Figure 6.7 Distributions de pression le long de la section cylindrique adiabatique et du diffuseur à des températures d'entrée différentes ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

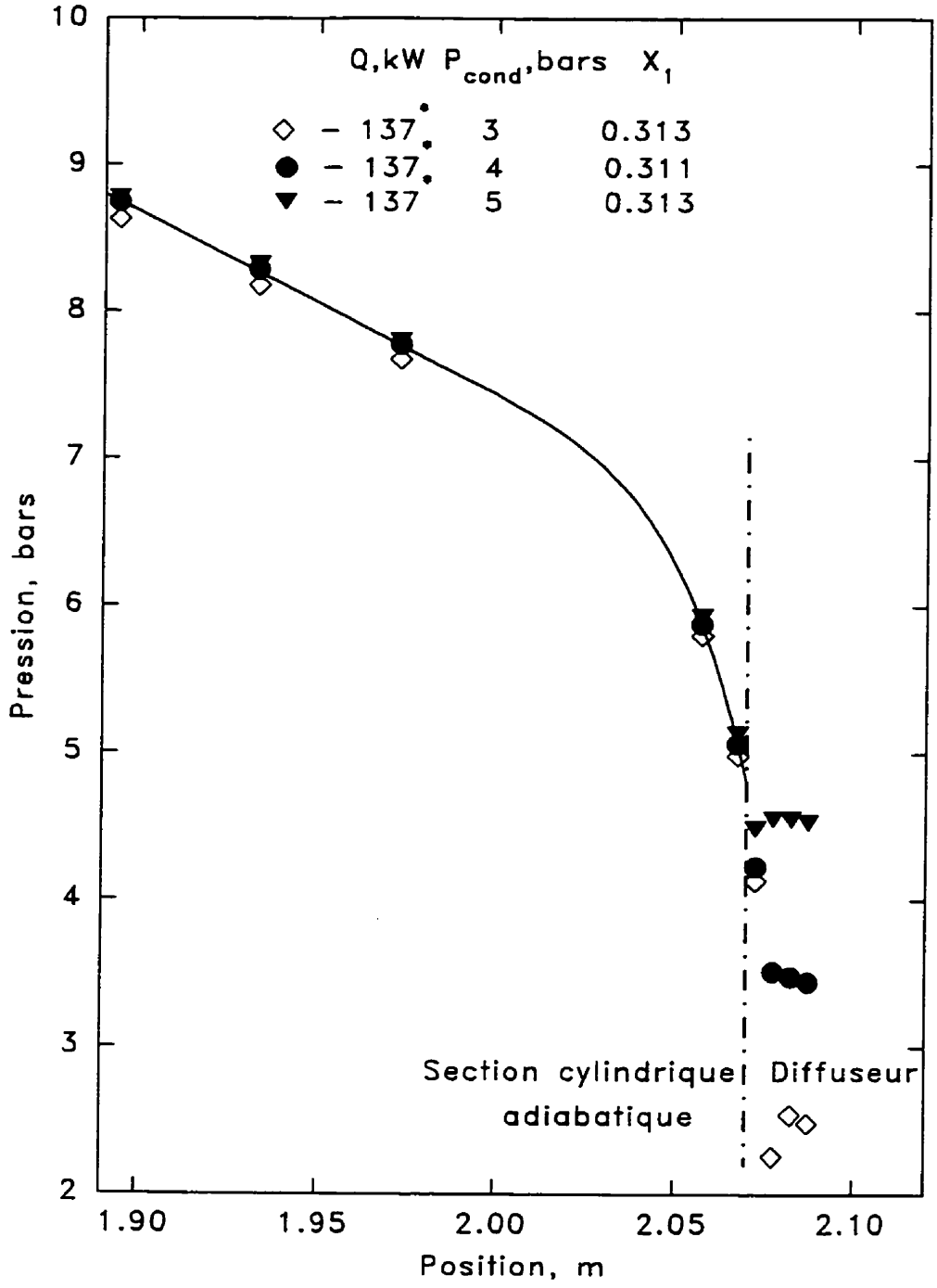


Figure 6.8 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

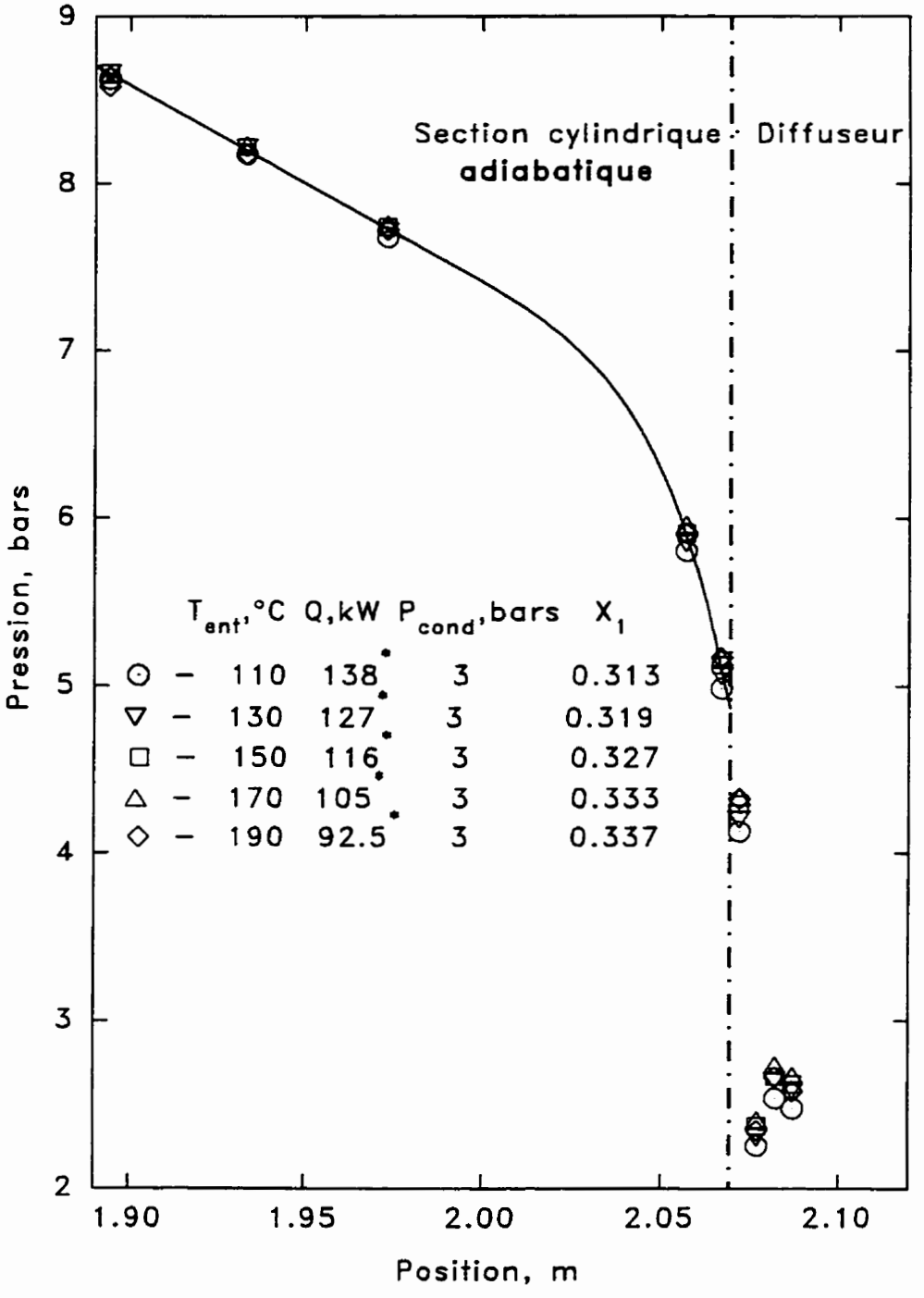


Figure 6.9 Distributions de pression le long de la section cylindrique adiabatique à des températures d'entrée différentes ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

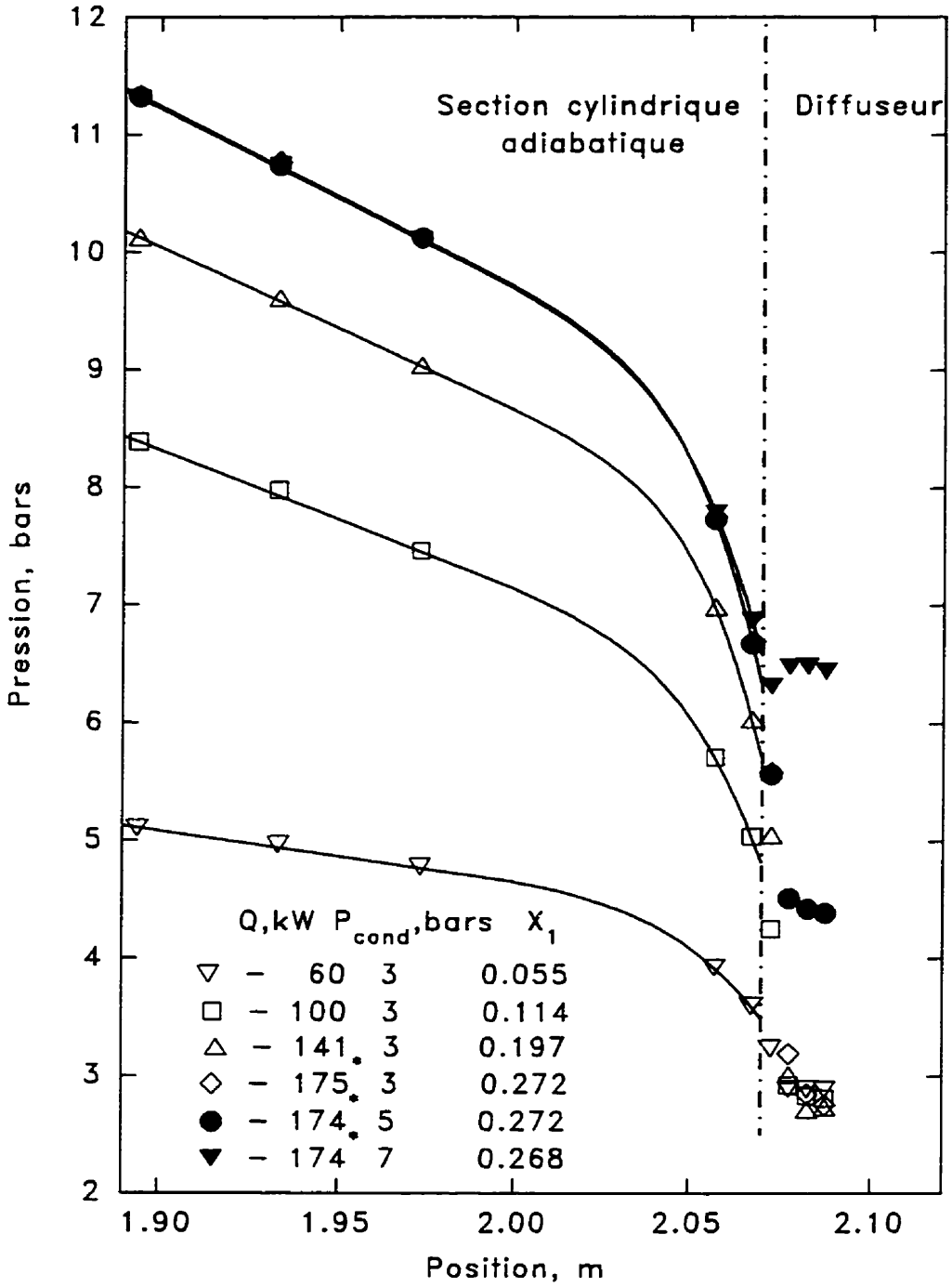


Figure 6.10 Distribution de pression le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

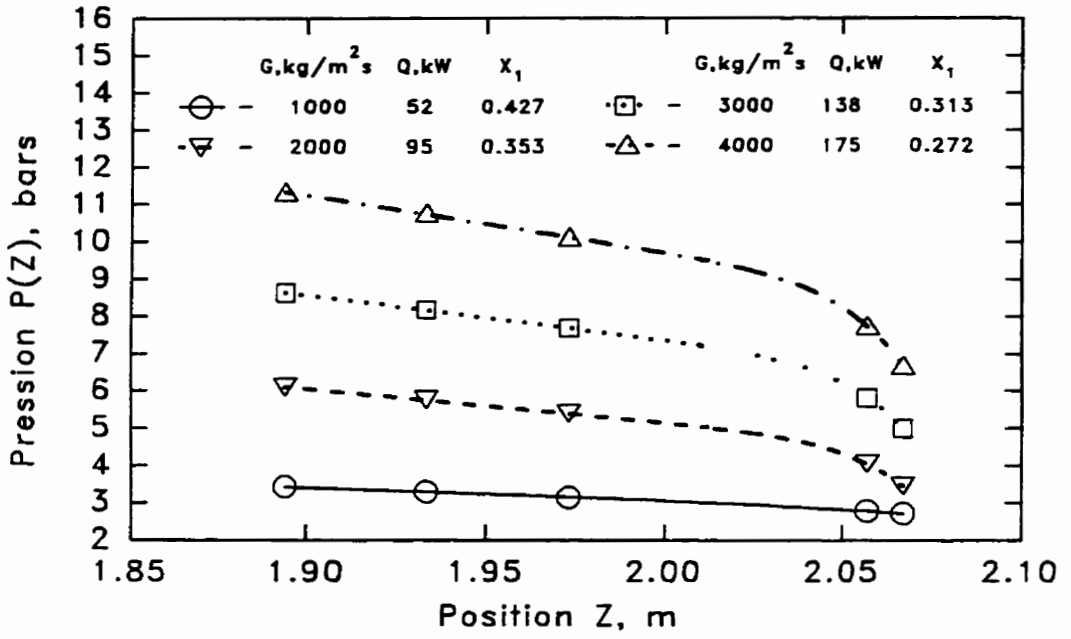


Figure 6.11 Distributions de pression le long de la section cylindrique adiabatique à des vitesses massiques différentes ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $Q = Q_{cr}$)

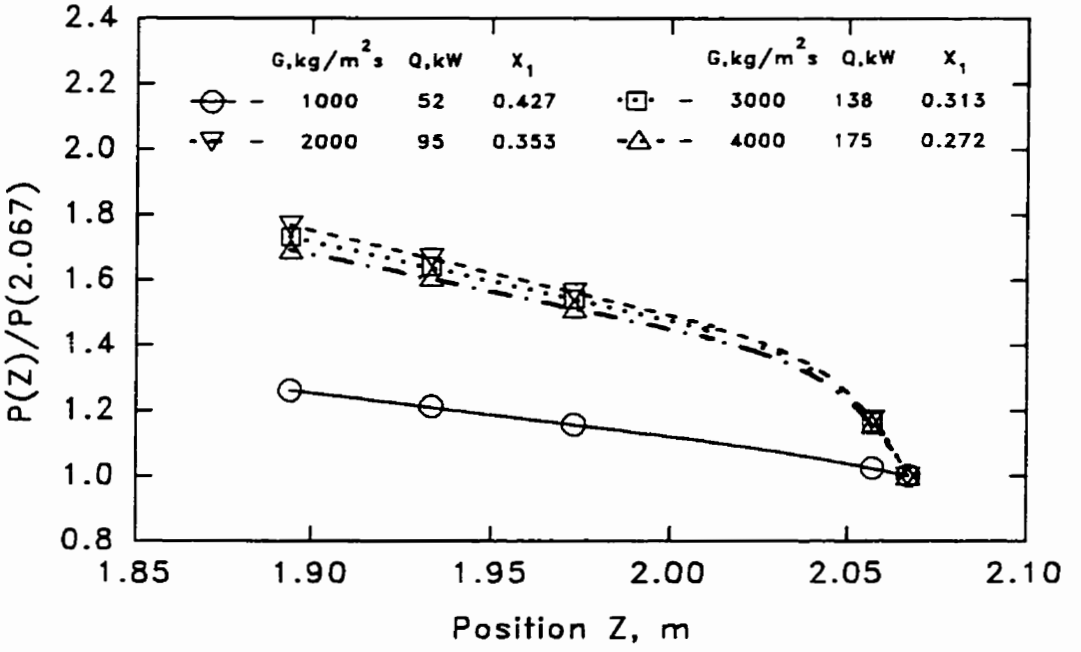


Figure 6.12 Distributions de la pression adimensionnelle $P(z)/P(2.067)$ le long de la section cylindrique adiabatique à des vitesses massiques différentes ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $Q = Q_{cr}$)

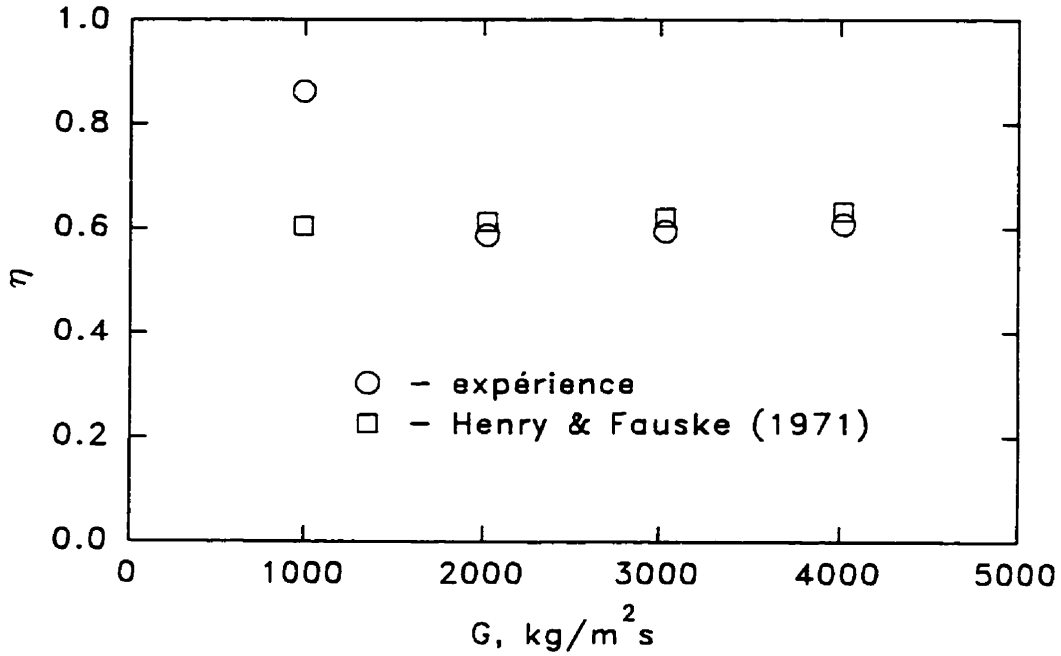


Figure 6.13 Rapport entre la pression à la gorge du diffuseur P_g et la pression de stagnation P_0 en fonction de la vitesse massique

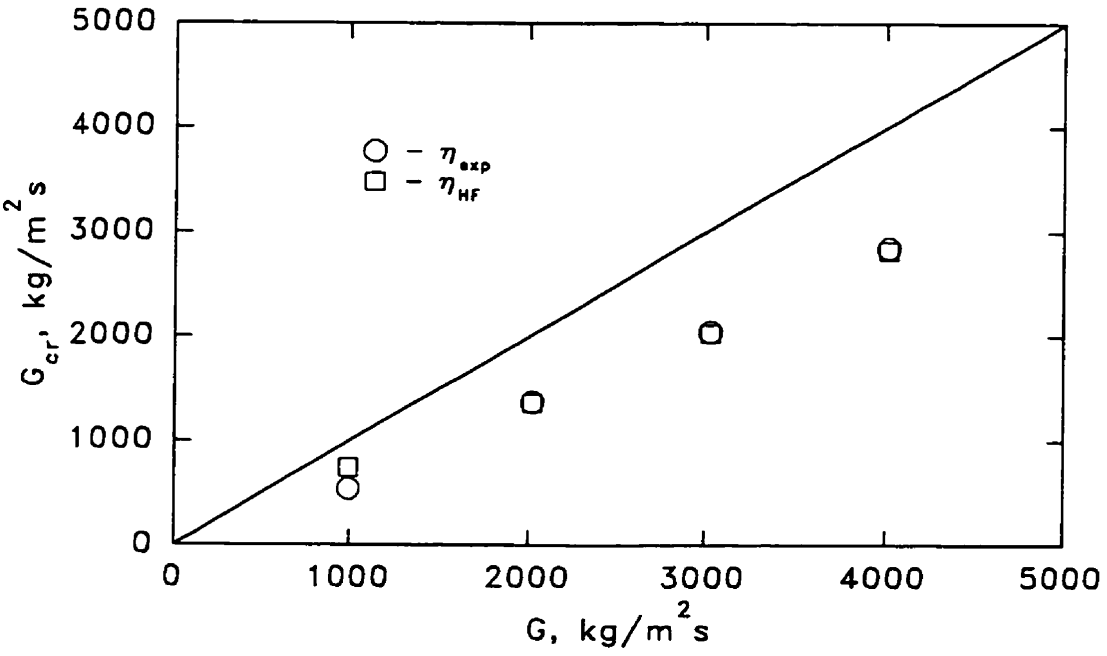


Figure 6.14 Comparaison de la vitesse massique critique d'après le modèle de Henry et Fauske avec la vitesse massique réelle

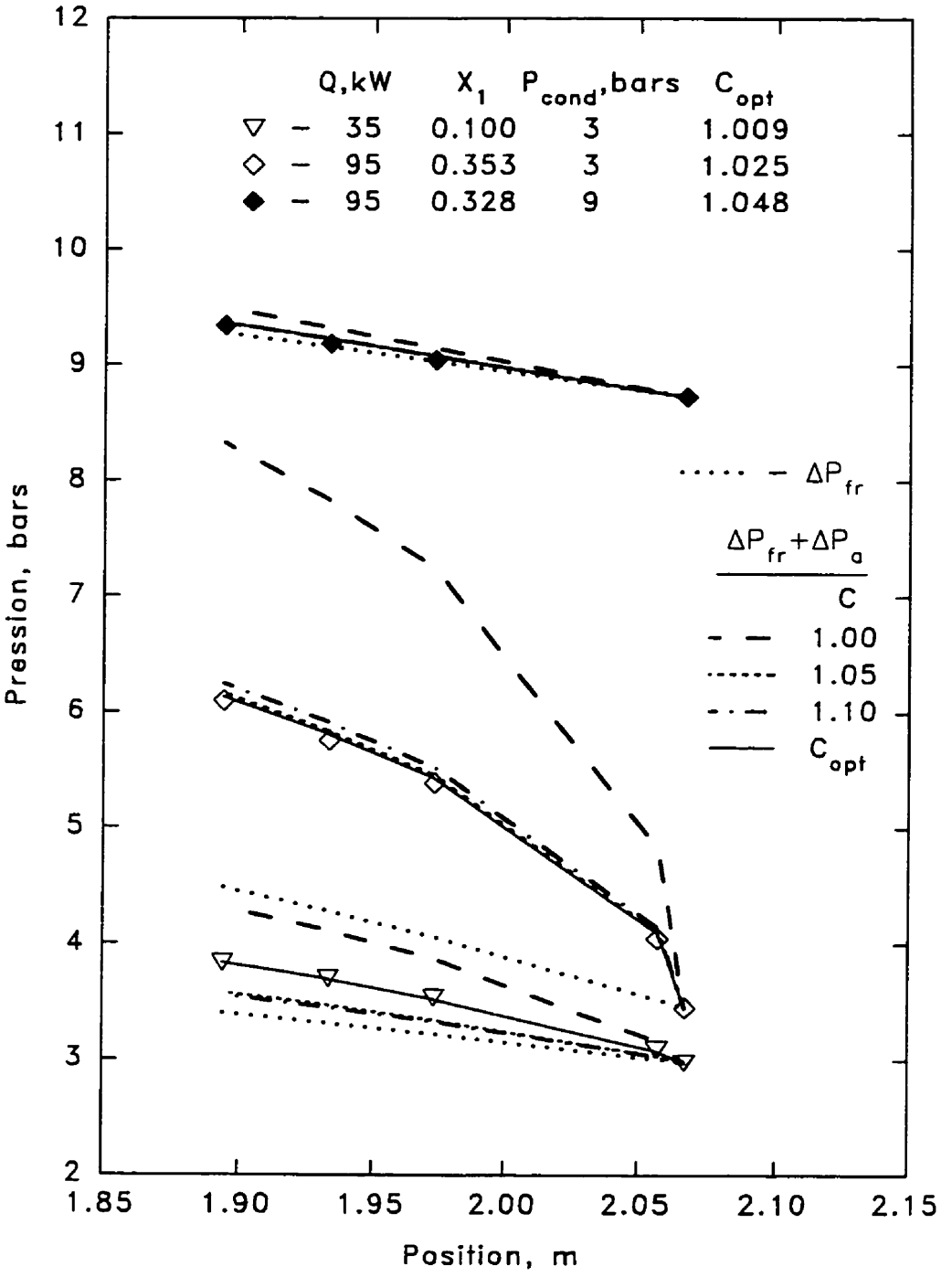


Figure 6.15 Distributions de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique à des valeurs différentes du paramètre C ($G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

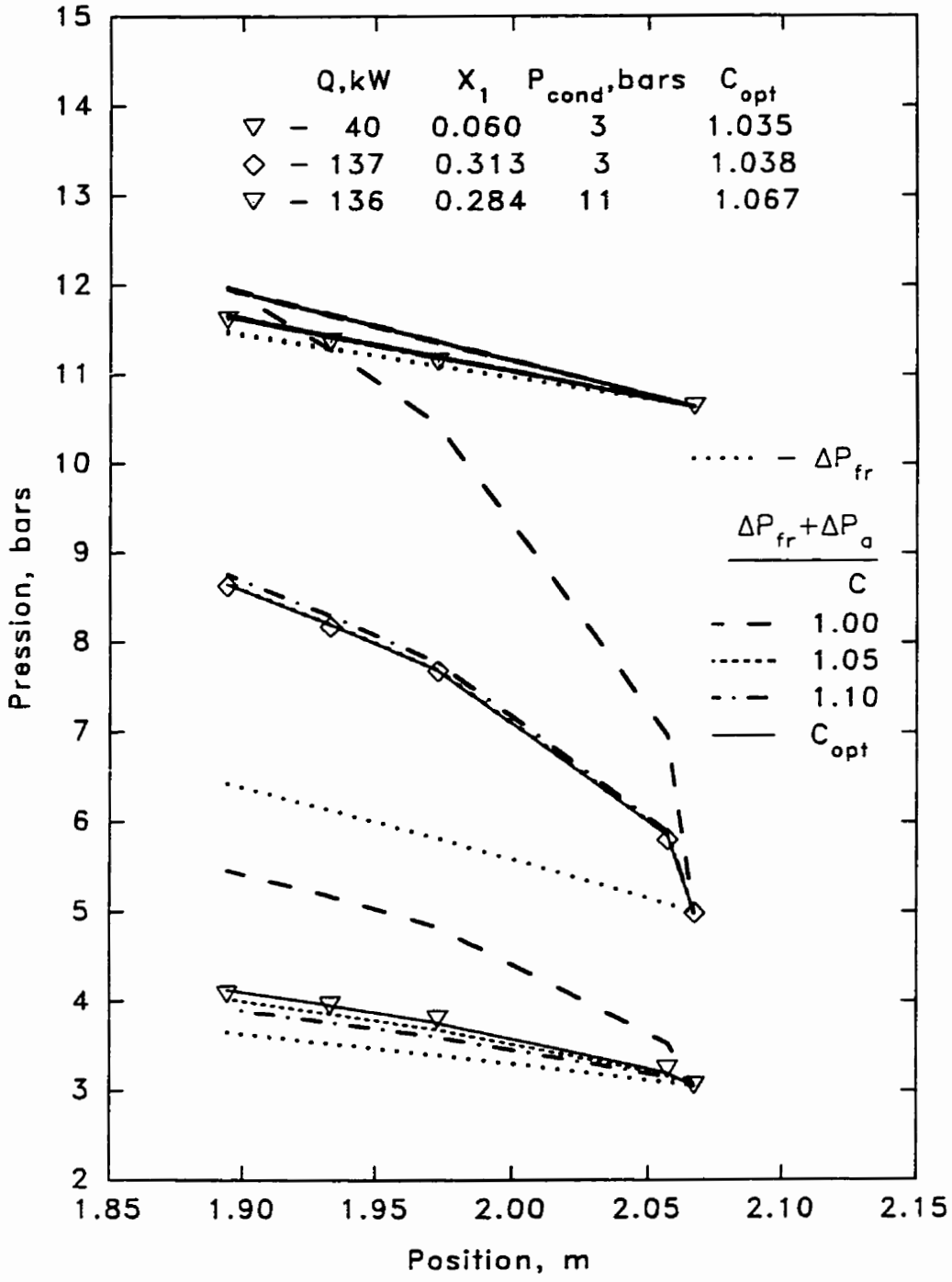


Figure 6.16 Distributions de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique à des valeurs différentes du paramètre C ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

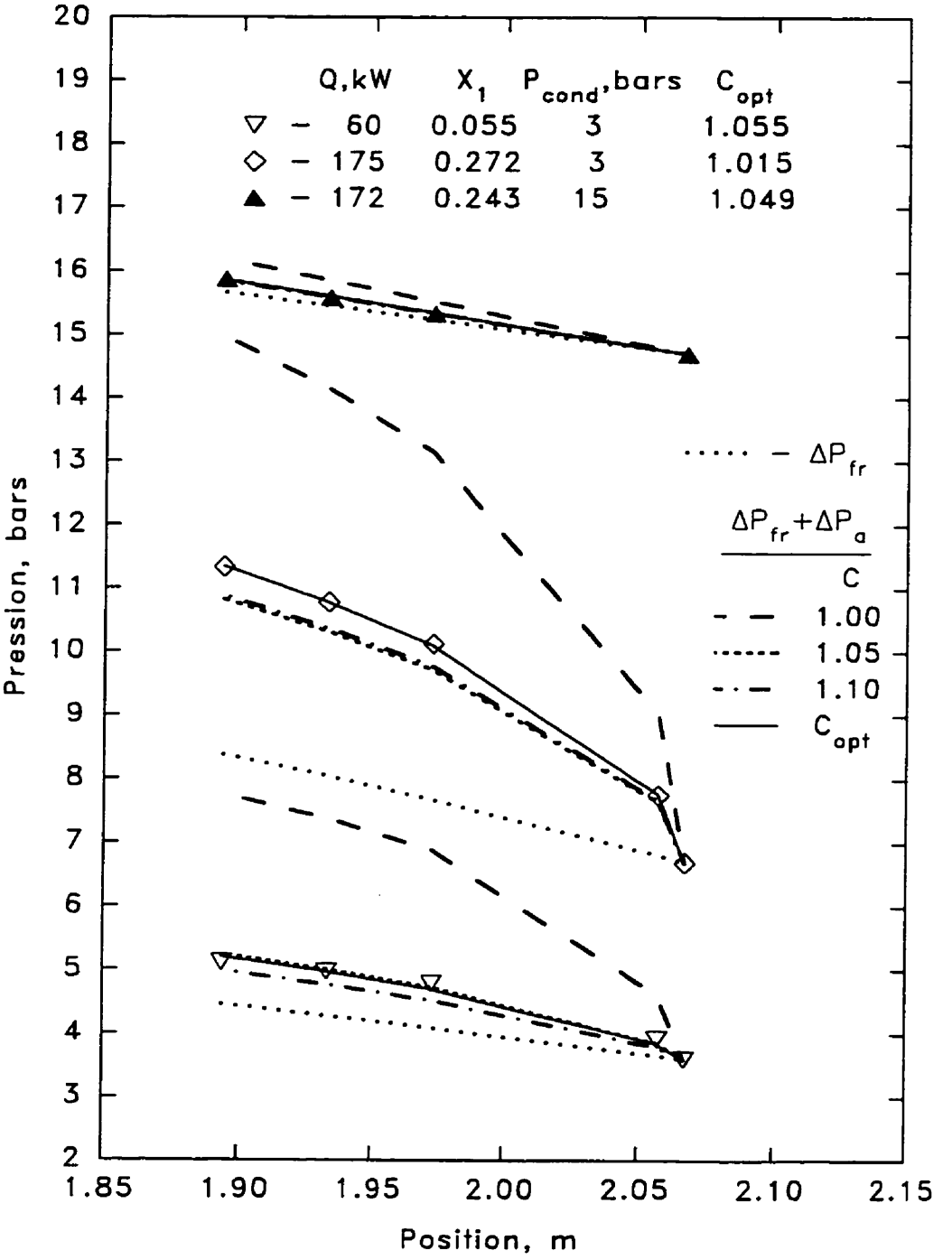


Figure 6.17 Distributions de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique à des valeurs différentes du paramètre C ($G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

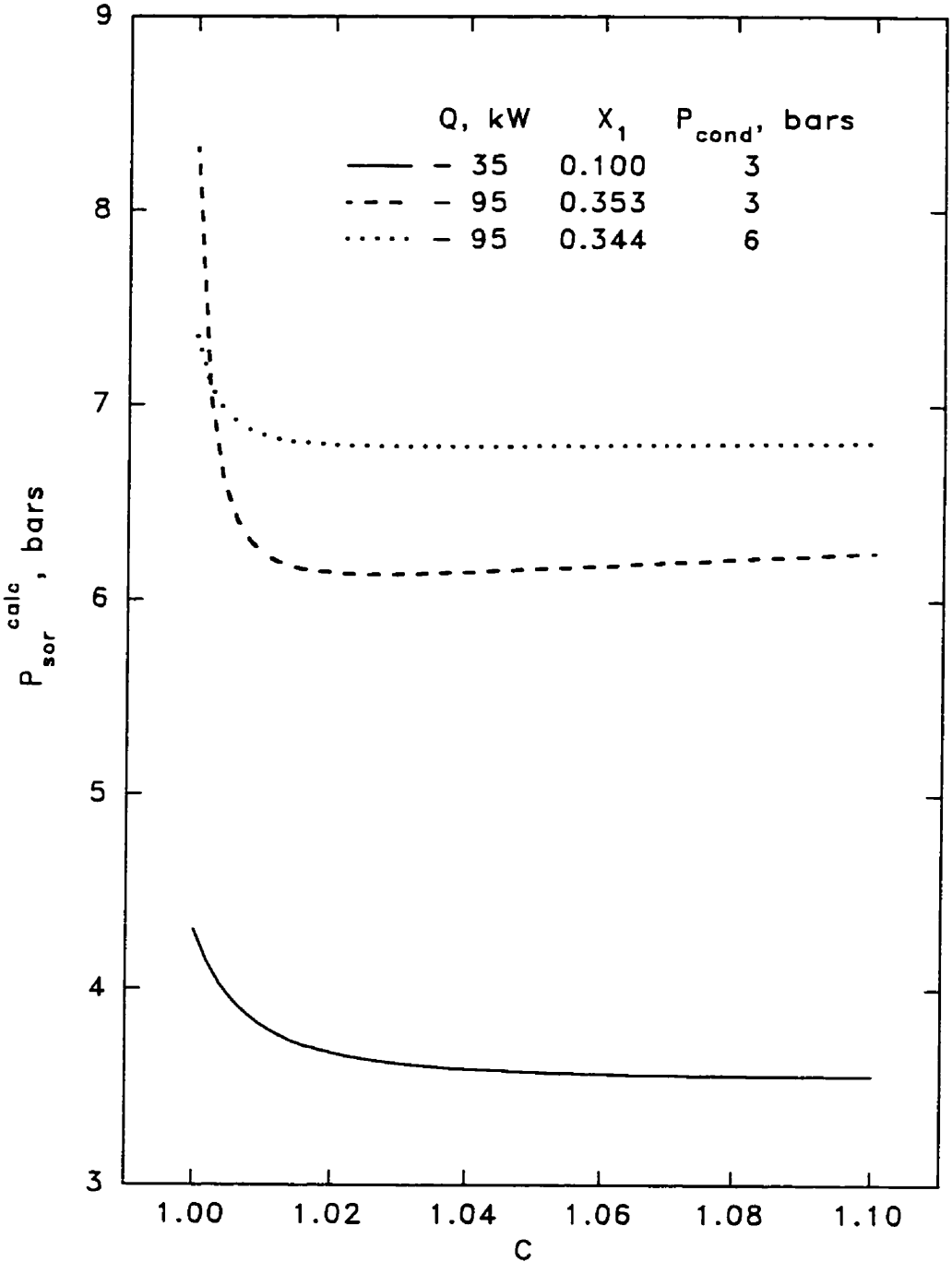


Figure 6.18 Pression calculée à la sortie de la section chauffée en fonction du paramètre C ($G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

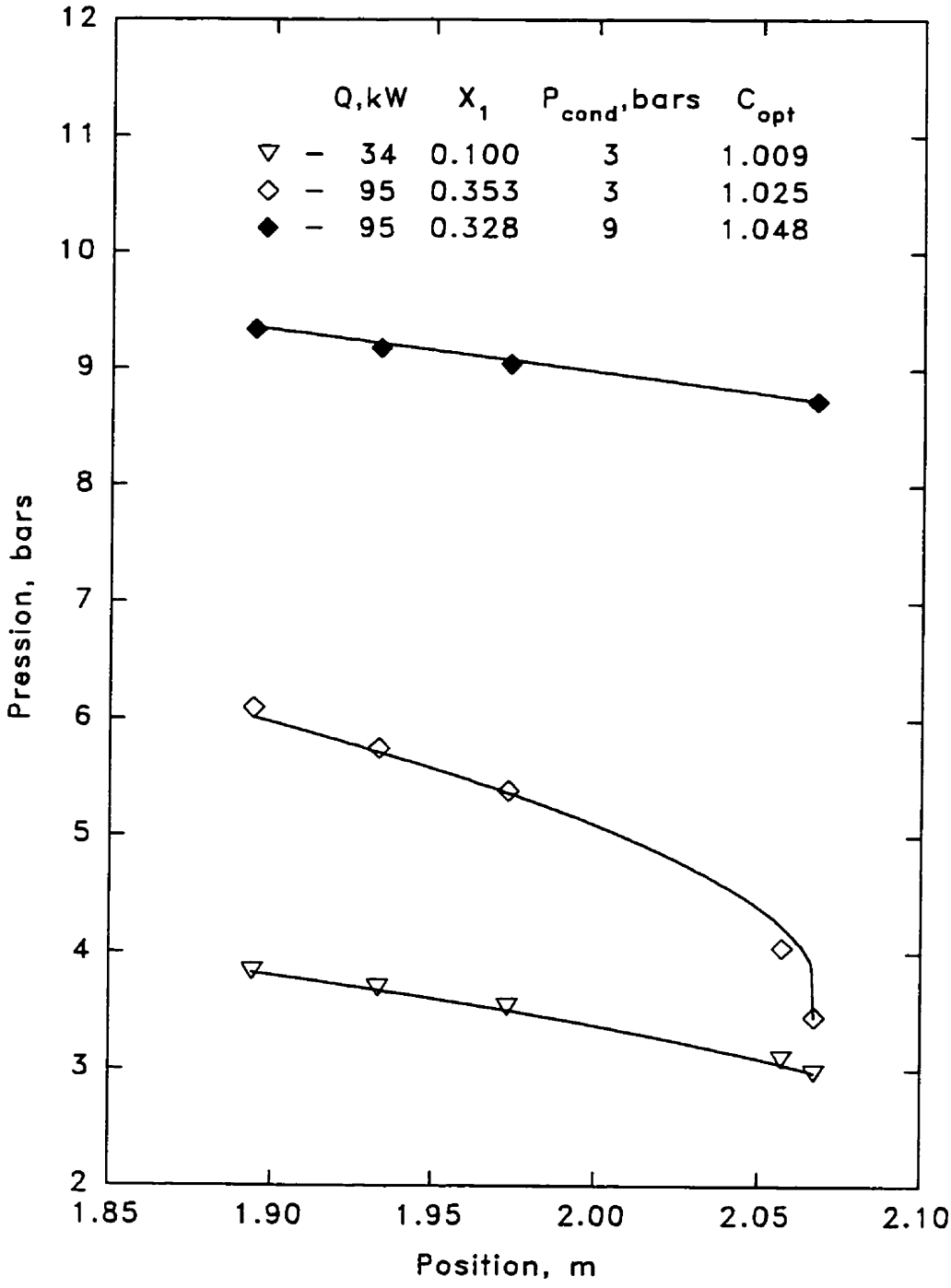


Figure 6.19 Distribution de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

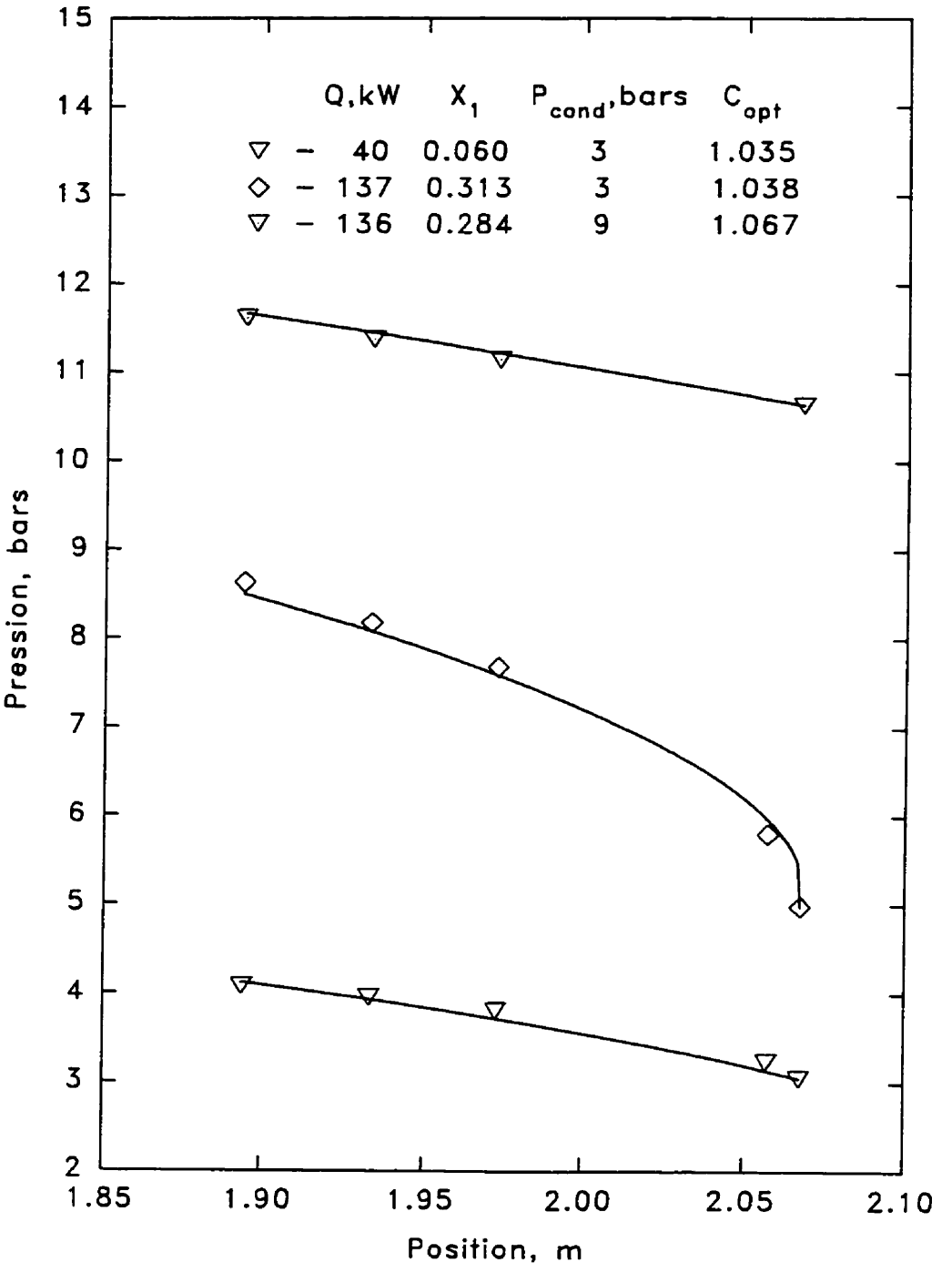


Figure 6.20 Distribution de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

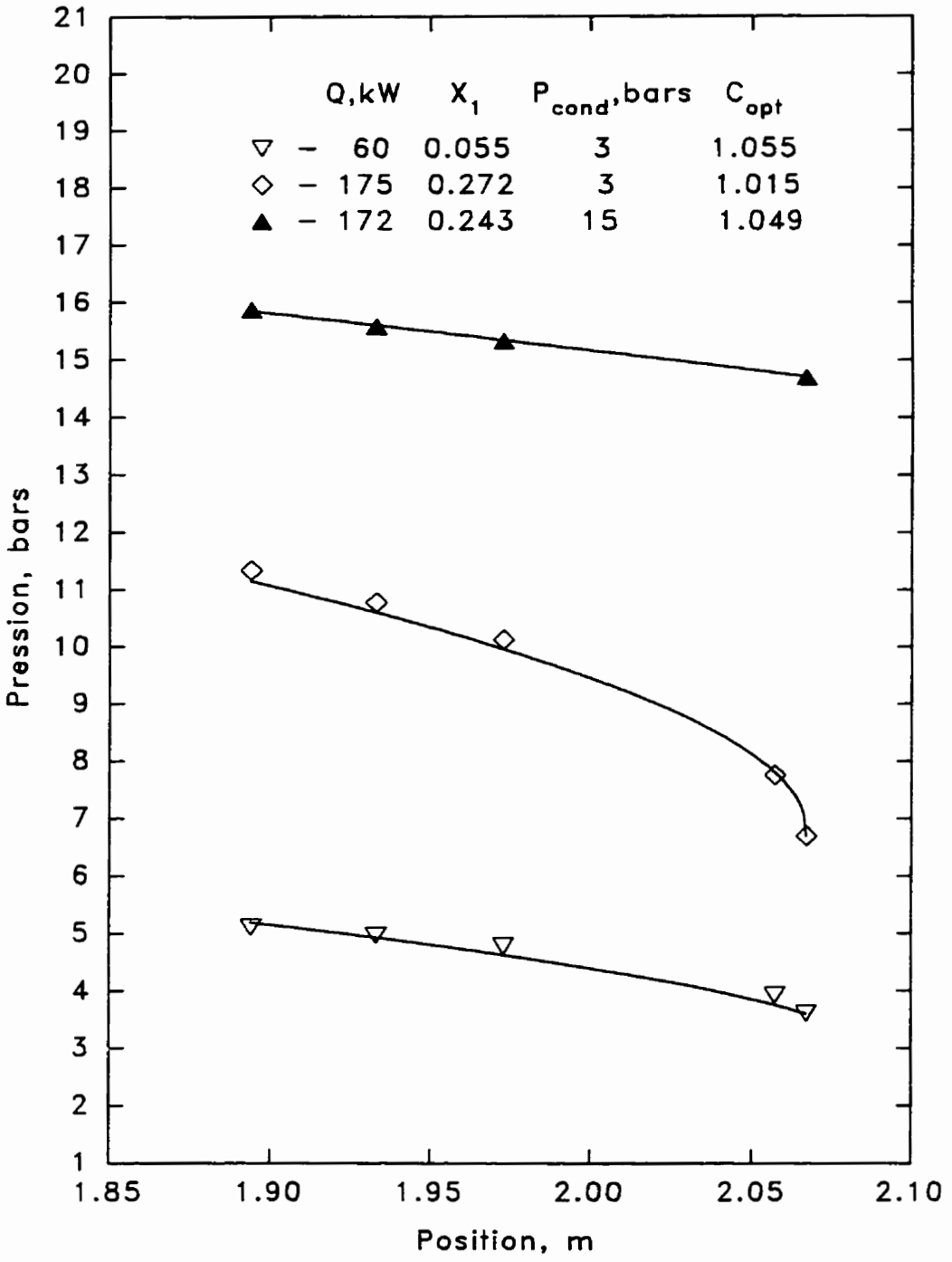


Figure 6.21 Distribution de la pression calculée le long de la section cylindrique adiabatique ($G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $t_{ent} = 110°C$)

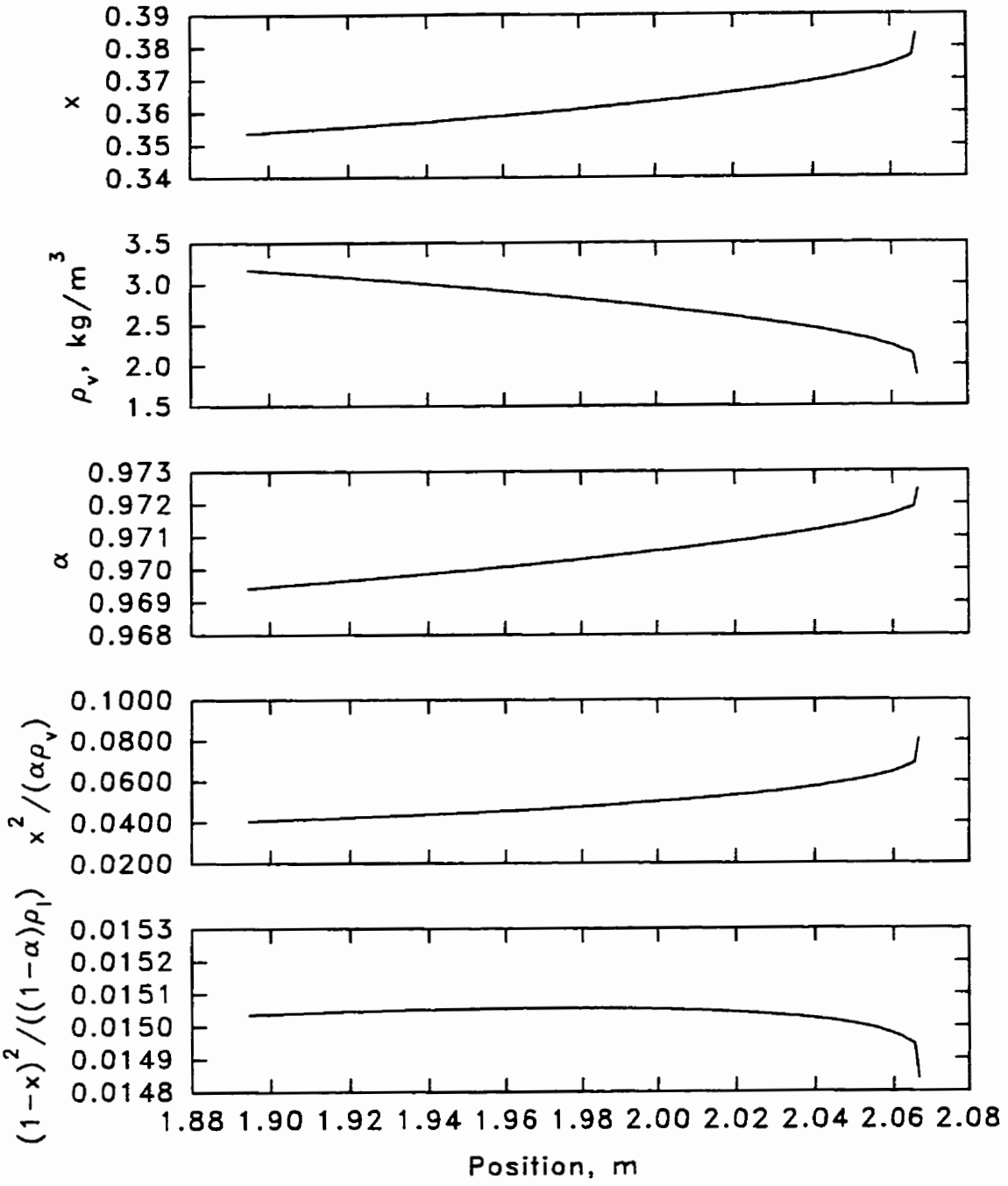


Figure 6.22 Distributions des paramètres principaux d'écoulement le long de la section cylindrique adiabatique (P_{cond} = 3 *bars*; t_{ent} = 110°*C*; G = 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$; $Q = Q_{cr} = 95\ kW$)

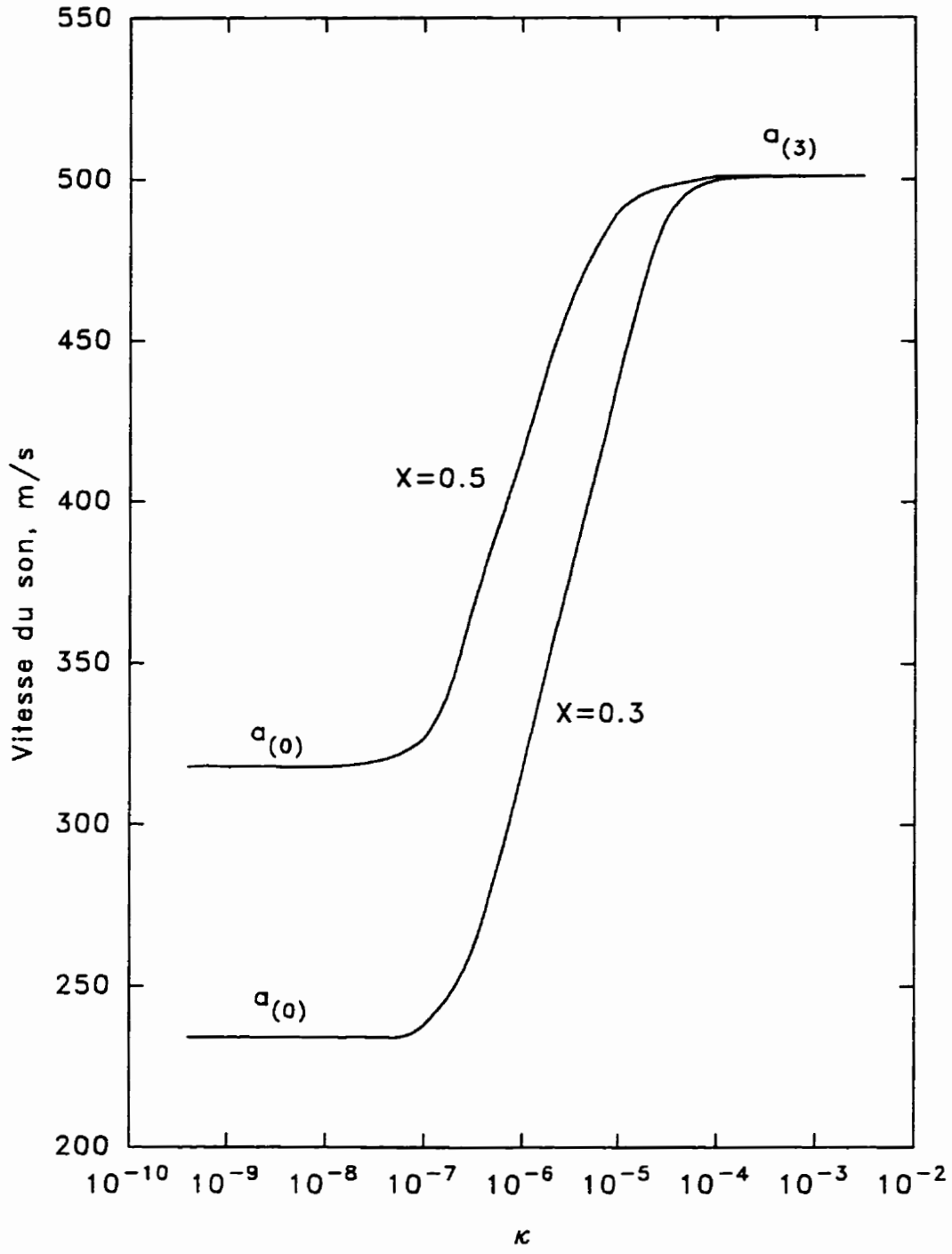


Figure 6.23 Vitesse du son en fonction du paramètre κ ($P = 10$ *bars*)

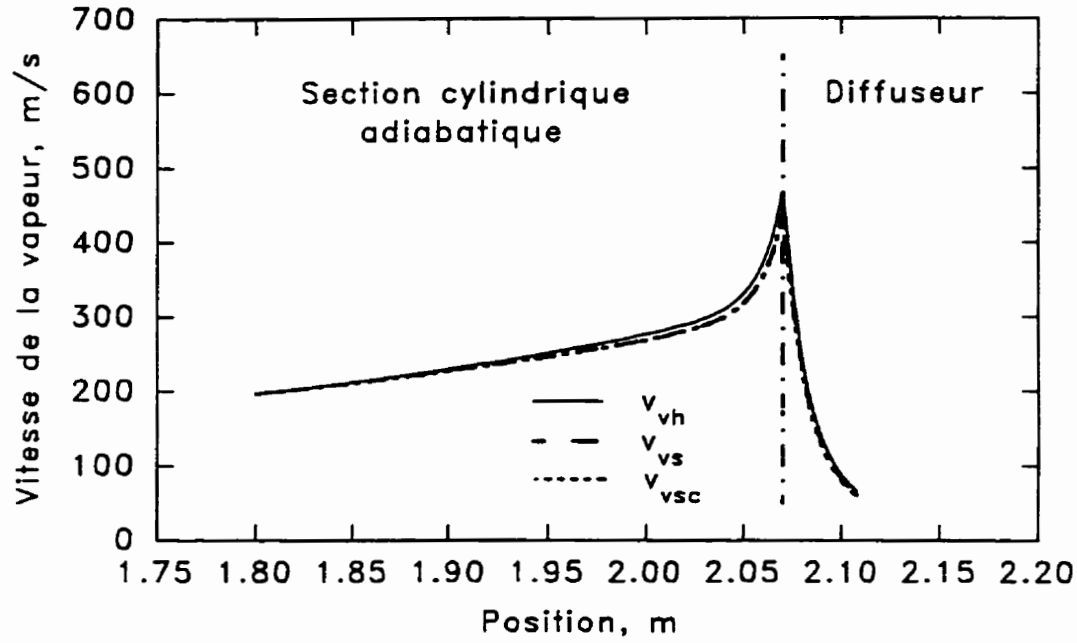


Figure 6.24 Variation de la vitesse de vapeur le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3$ *bars*; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.353$)

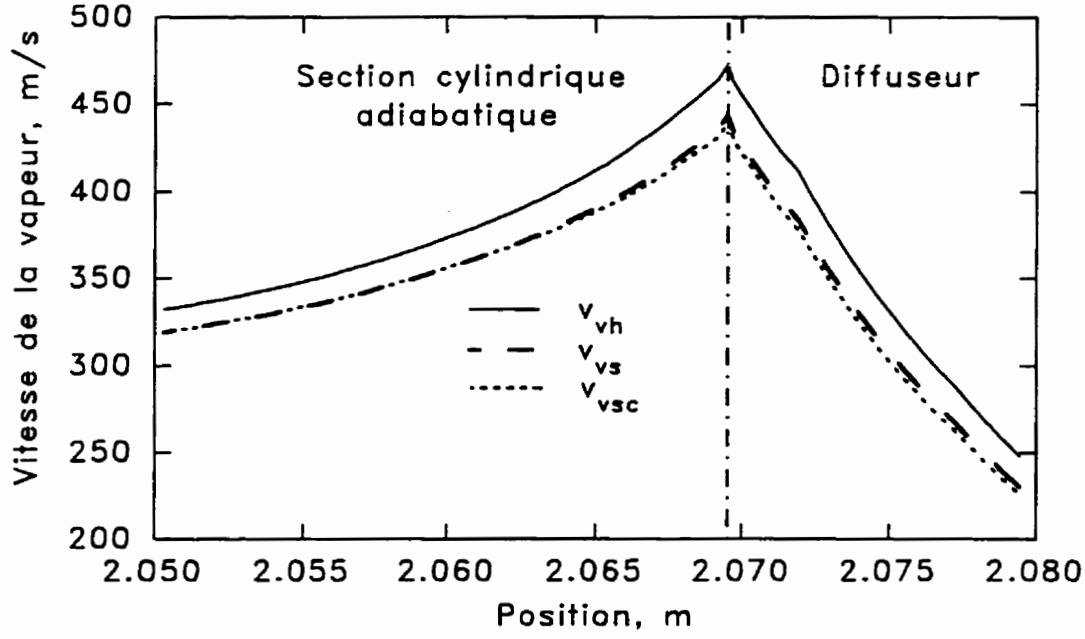


Figure 6.25 Variation de la vitesse de vapeur le long de la section cylindrique adiabatique à une échelle agrandie ($P_{cond} = 3$ *bars*; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.353$)

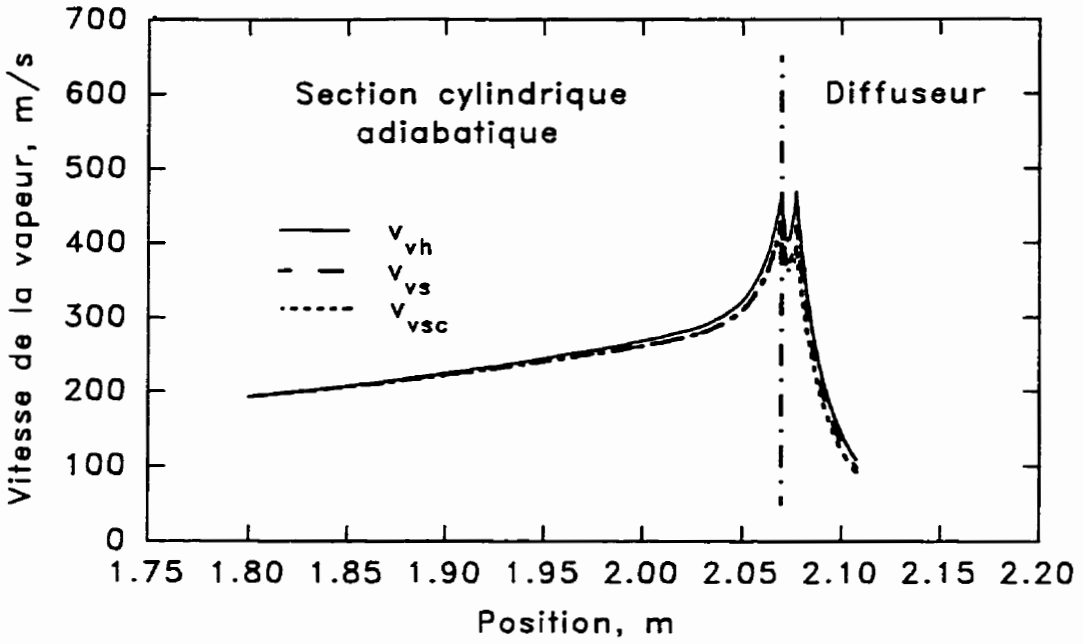


Figure 6.26 Variation de la vitesse de vapeur le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3$ *bars*; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.313$)

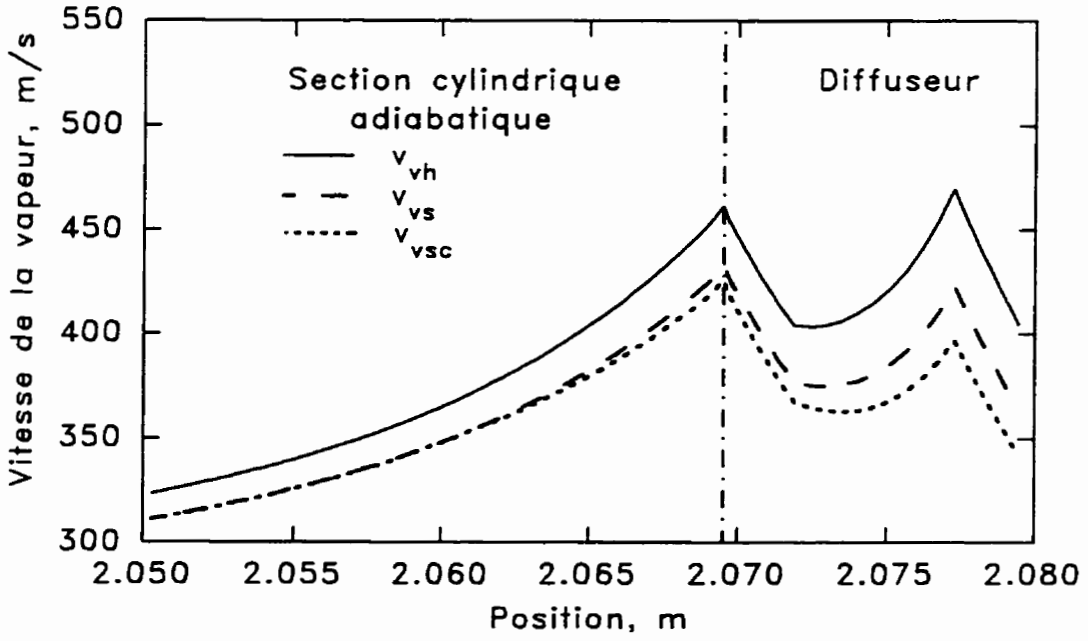


Figure 6.27 Variation de la vitesse de vapeur le long de la section cylindrique adiabatique à une échelle agrandie ($P_{cond} = 3$ *bars*; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.313$)

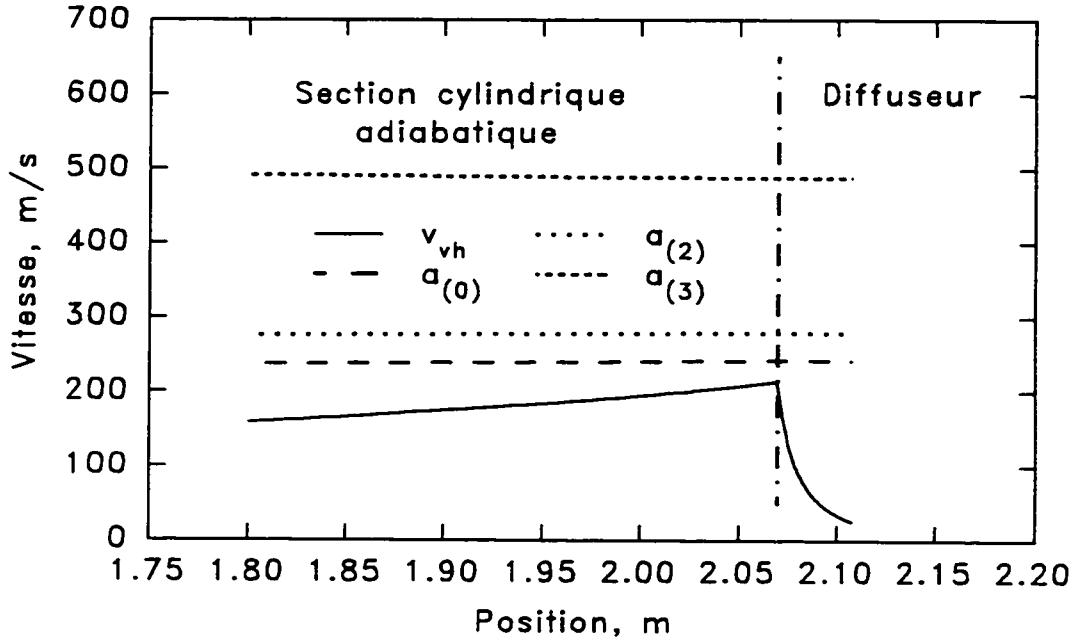


Figure 6.28 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.315$)

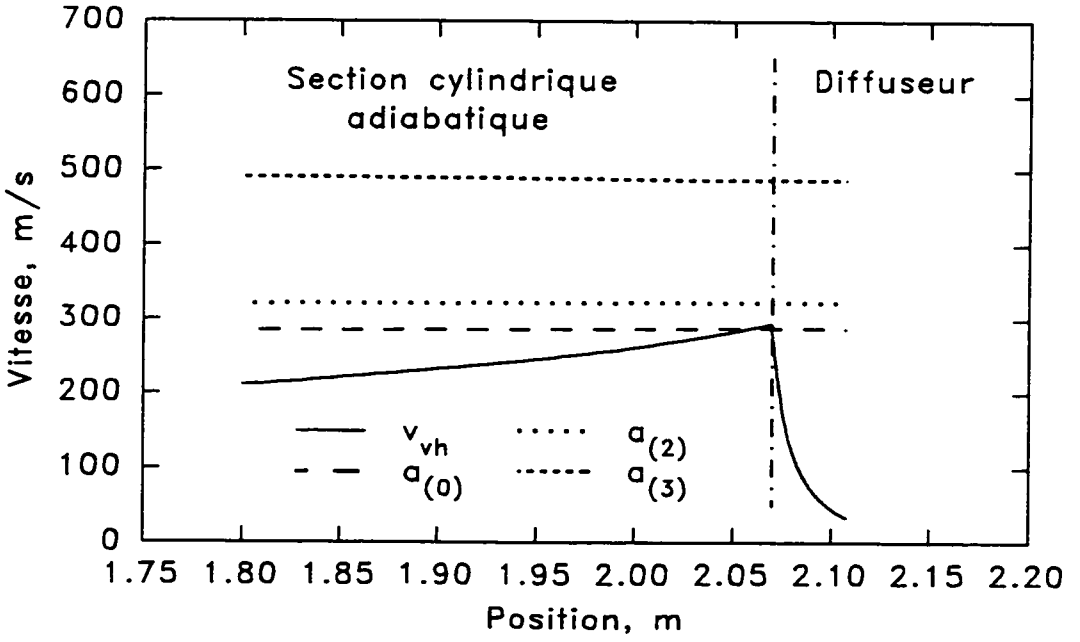


Figure 6.29 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.427$)

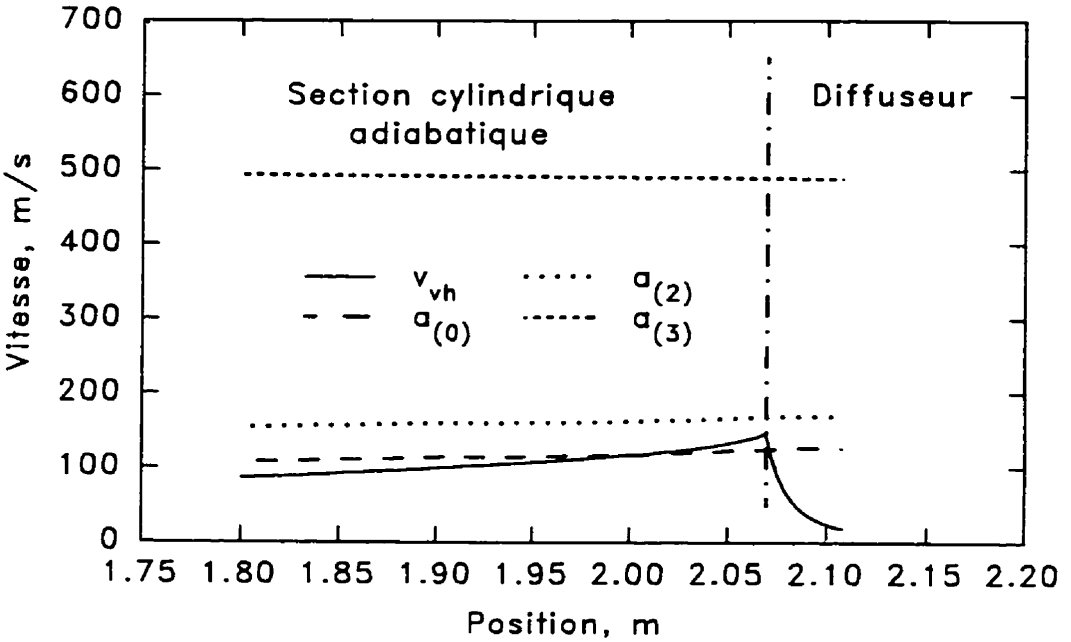


Figure 6.30 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.100$)

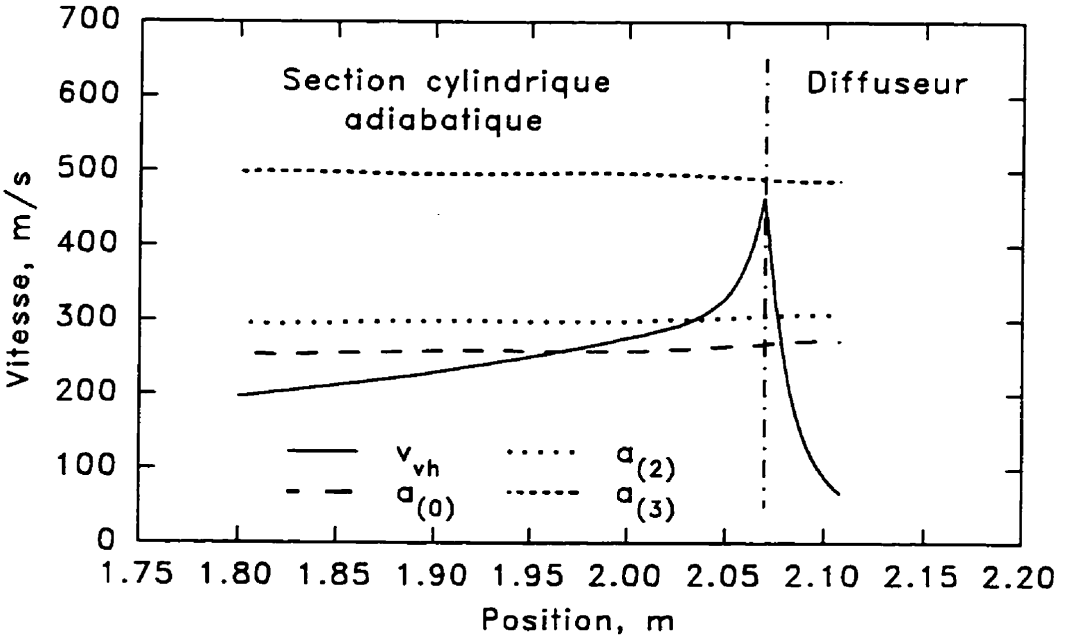


Figure 6.31 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.353$)

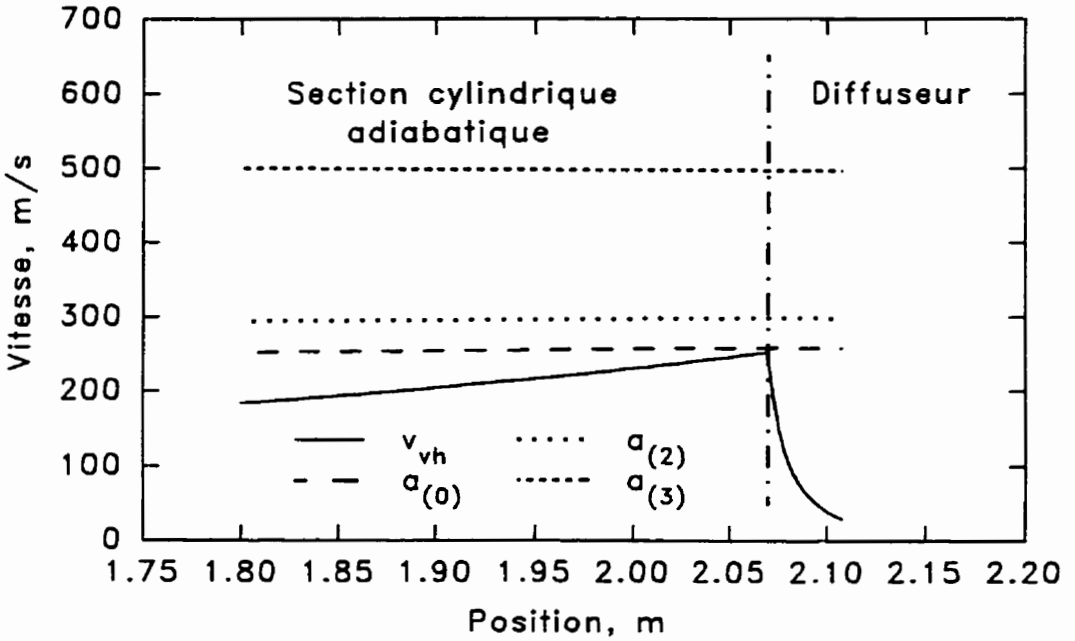


Figure 6.32 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 6\ bars$; $t_{ent} = 110°C$: $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.344$)

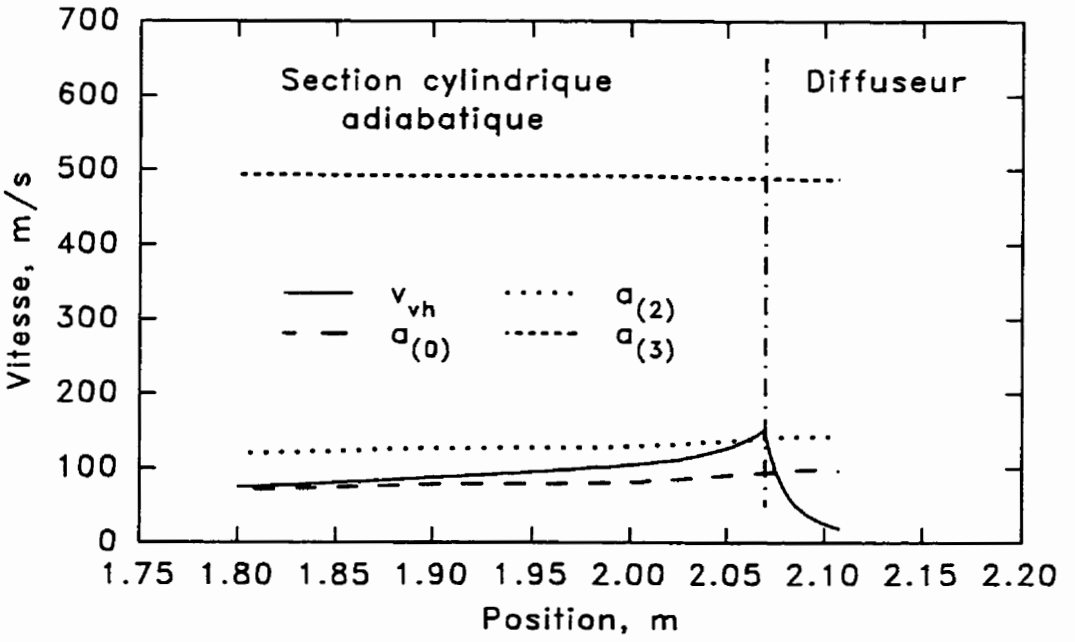


Figure 6.33 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.060$)

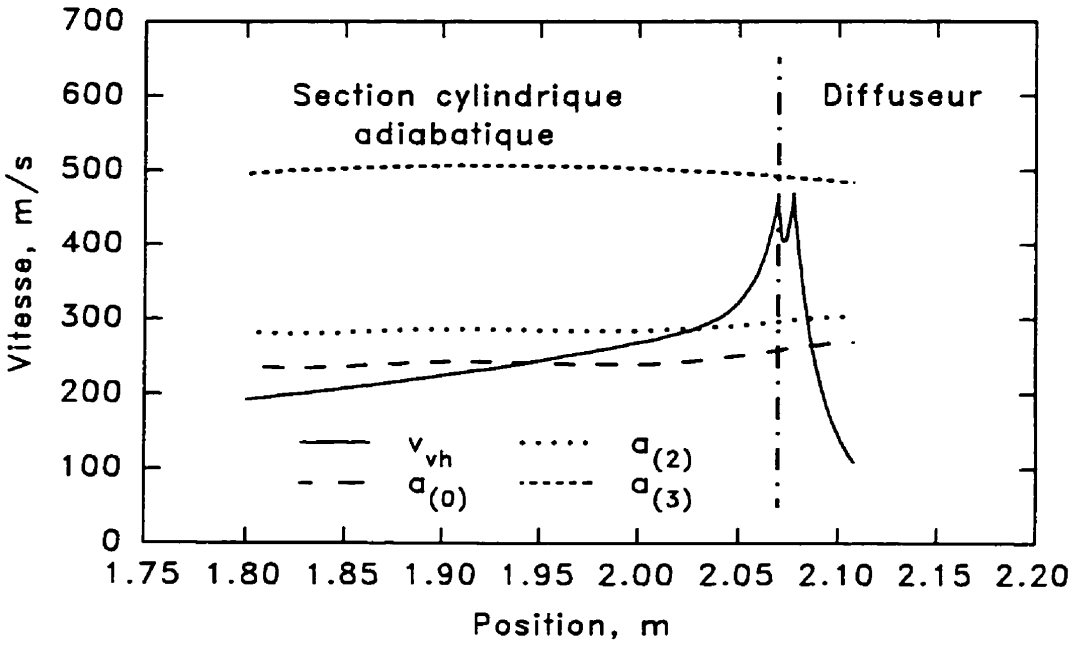


Figure 6.34 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.313$)

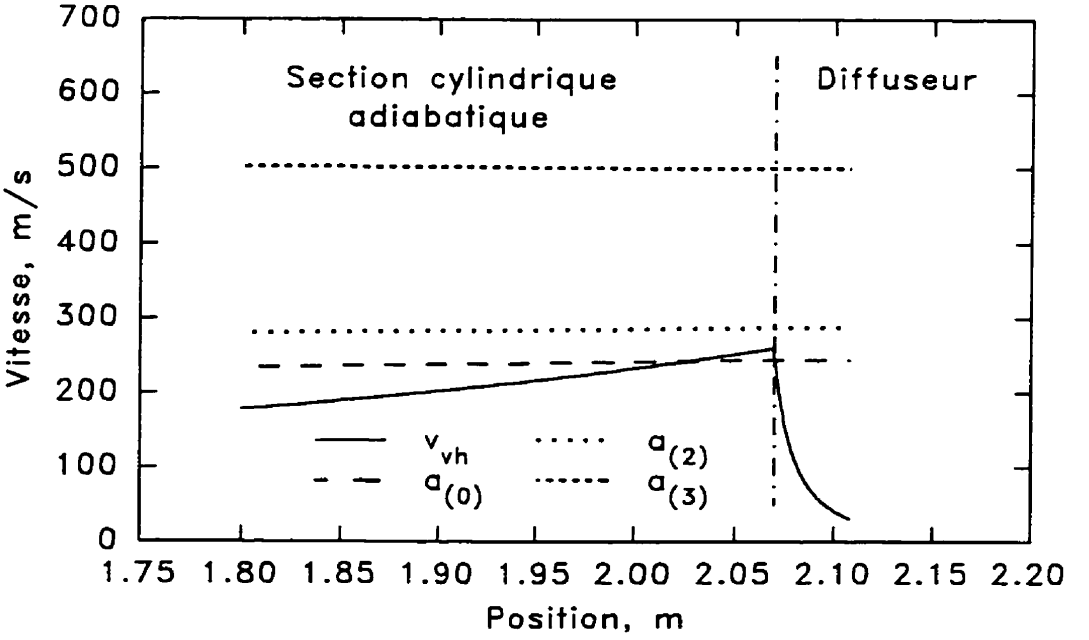


Figure 6.35 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 8\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 3000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.309$)

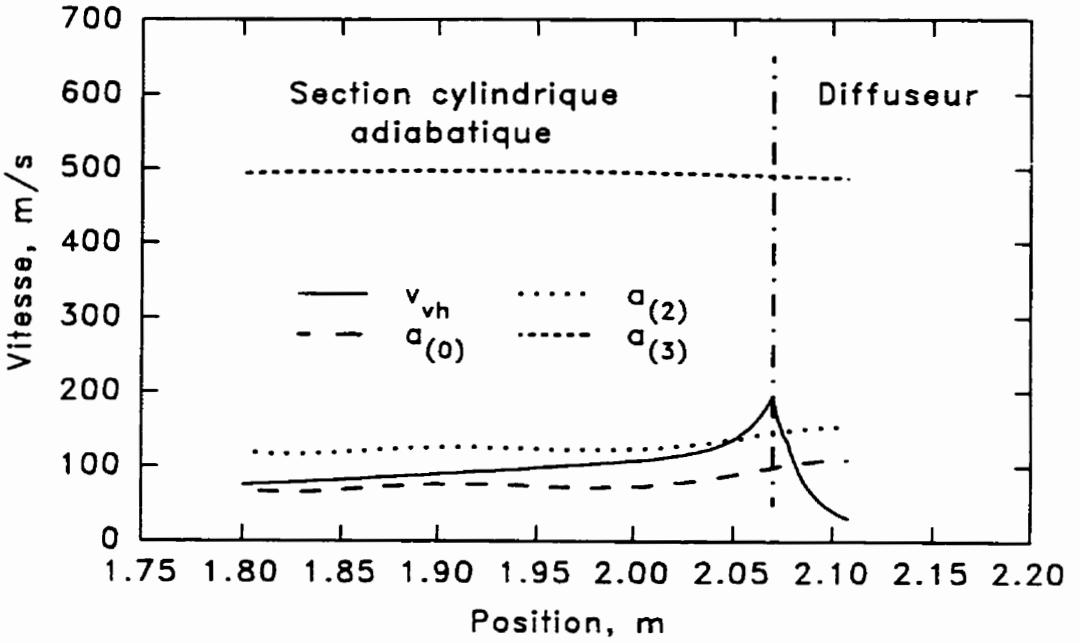


Figure 6.36 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.055$)

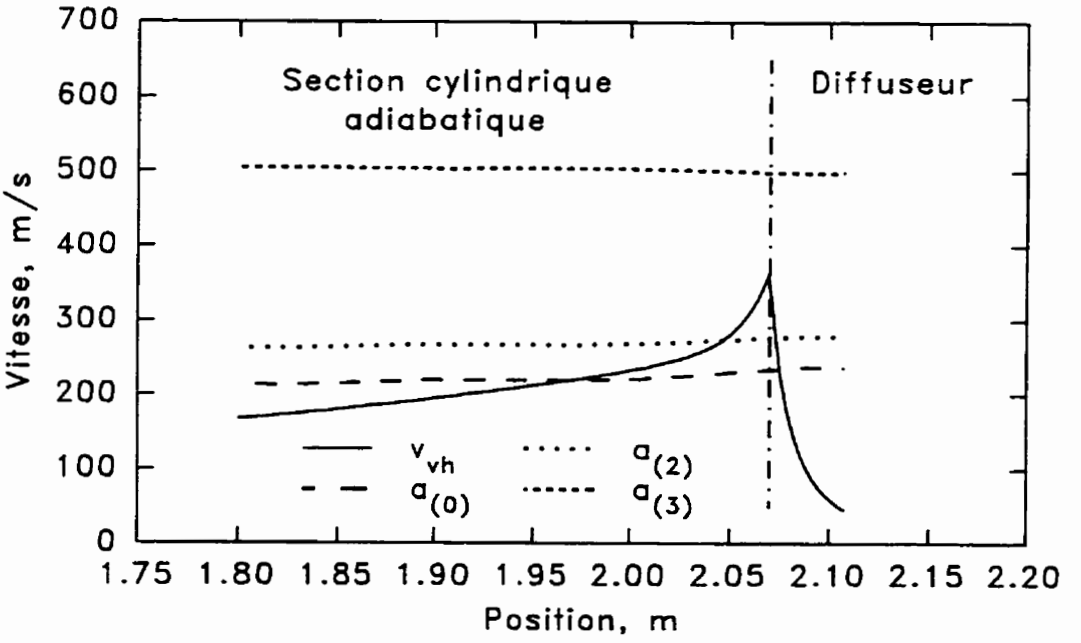


Figure 6.37 Variation de la vitesse de vapeur et des vitesses caractéristiques du son le long de la section cylindrique adiabatique ($P_{cond} = 3\ bars$; $t_{ent} = 110°C$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$; $x_1 = 0.272$)

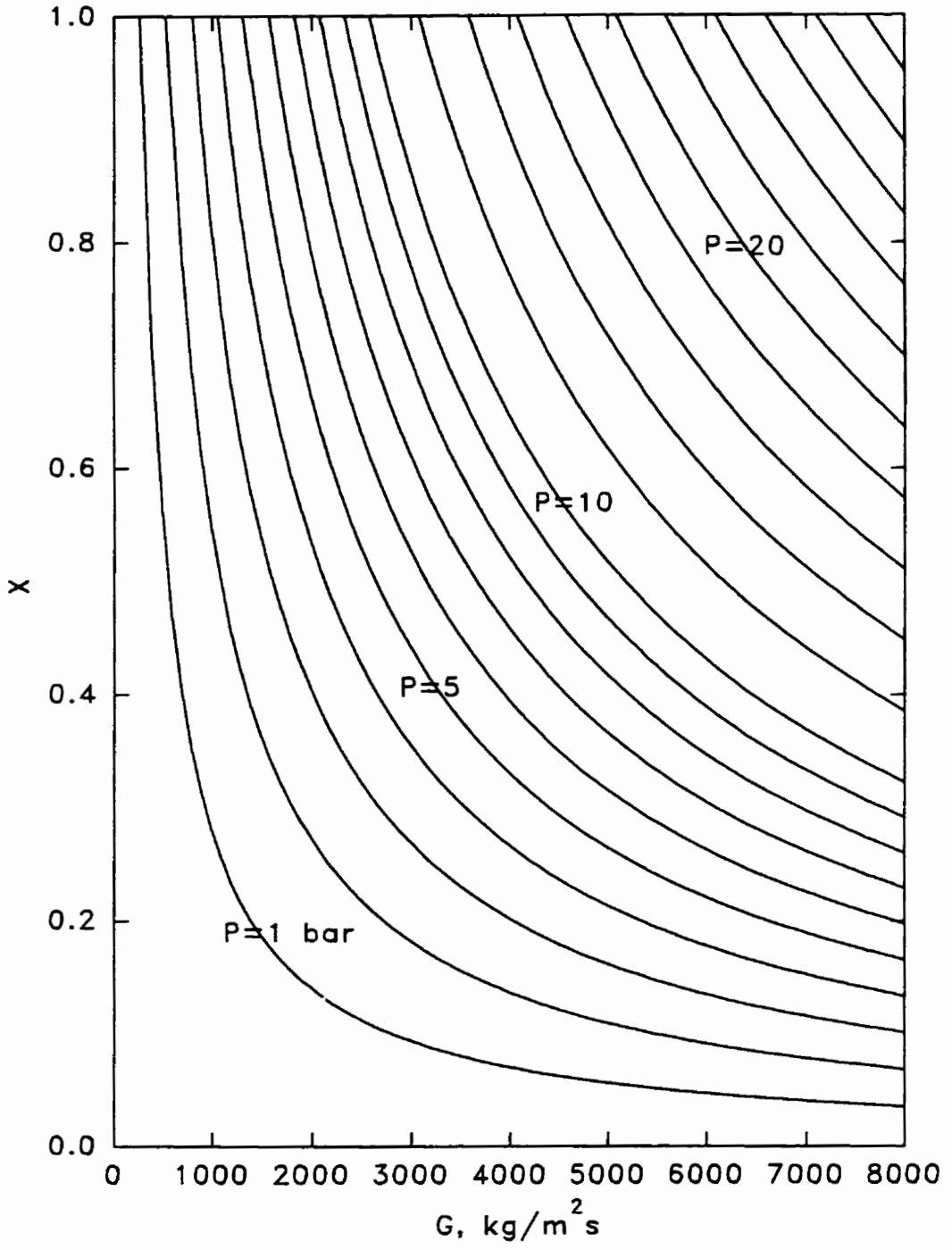


Figure 6.38 Nomogramme reliant le titre thermodynamique maximum atteint à la pression et à la vitesse massique

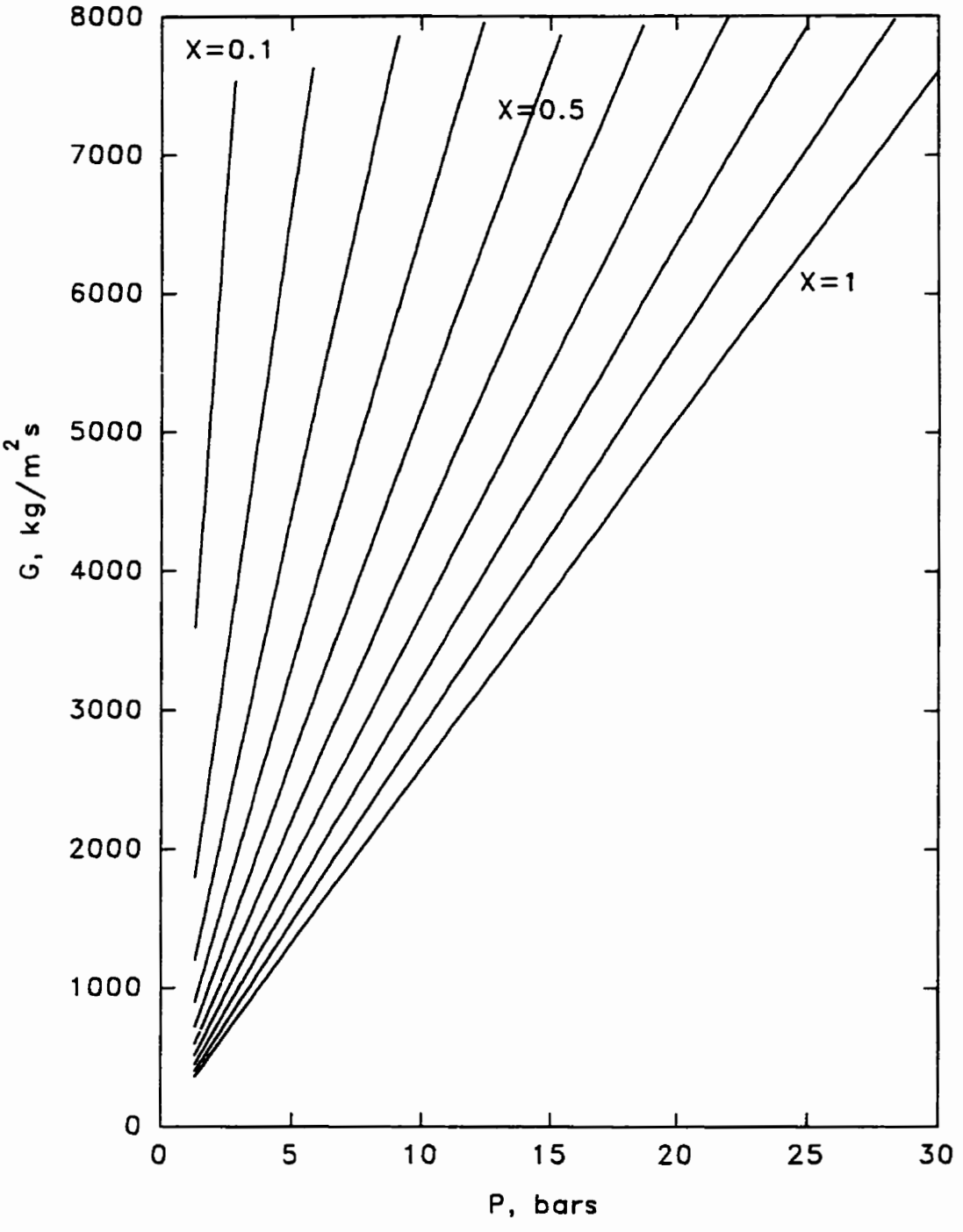


Figure 6.39 Nomogramme reliant la vitesse massique maximum atteinte à la pression et au titre thermodynamique

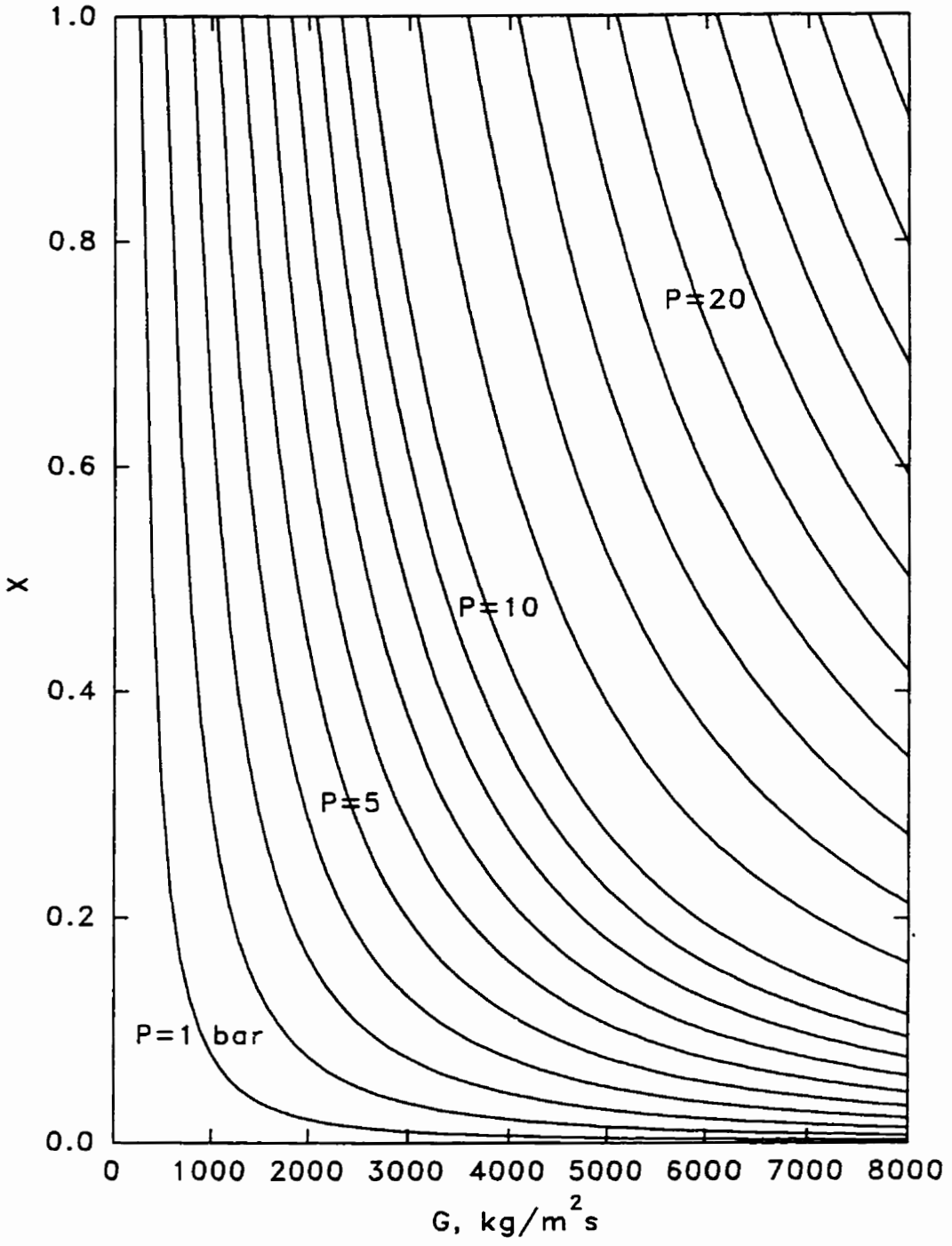


Figure 6.40 Titre maximum atteint en fonction de la vitesse massique et de la pression

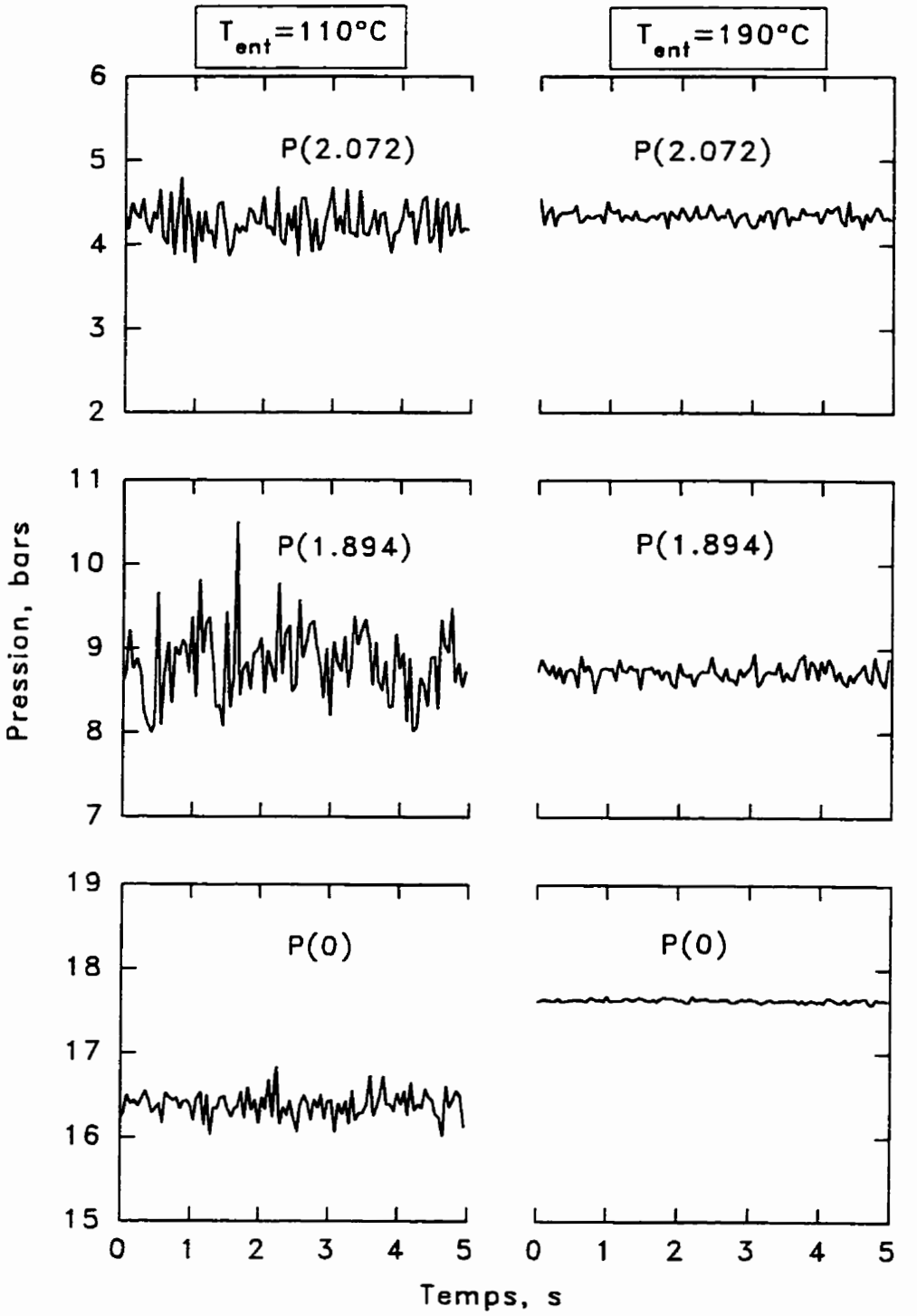


Figure 6.41 Fluctuations de pression à des positions différentes de la section d'essais

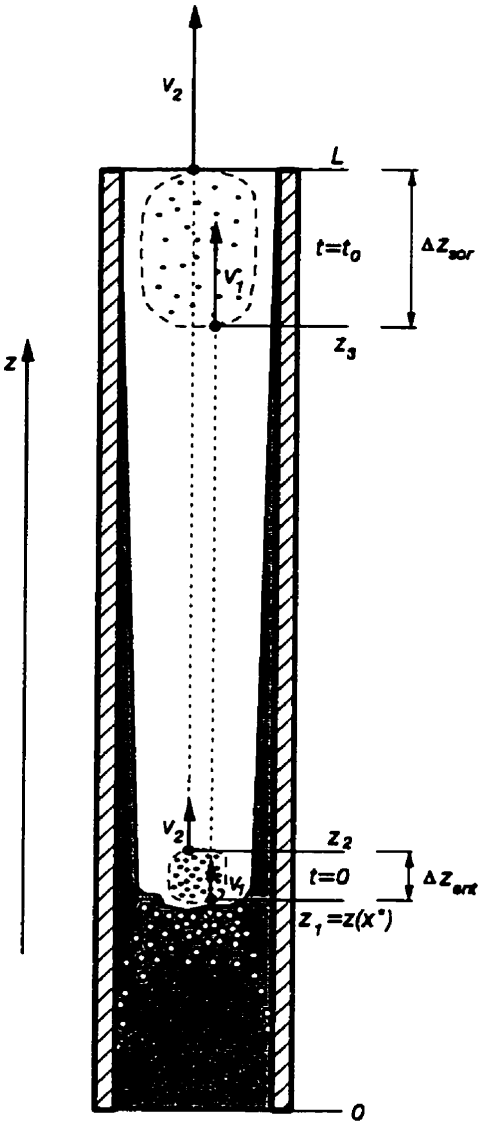


Figure 6.42 Mouvement d'un nuage de gouttelettes le long du canal

CHAPITRE VII

FLUX DE CHALEUR CRITIQUE EN ÉCOULEMENTS HORIZONTAUX

Afin de déterminer l'effet de l'orientation de l'écoulement sur le FCC, 60 expériences stratégiquement choisies ont été répétées pour des écoulements horizontaux. Les conditions expérimentales sous lesquelles des données ont été collectées sont les suivantes :

longueur chauffée ..... 1.0, 1.8 et 3.5 m,
épaisseur de la paroi du tube ..... 2.0 mm,
vitesse massique ..... 1000, 2000 et 4000 $kgm^{-2}s^{-1}$,
pression ..... 10 et 30 $bars$,
sous-refroidissement à l'entrée .... 0 - 500 kJ/kg,
titre d'écoulement ..... 10 - 75%.

La section d'essais qui a été utilisé pour ces expériences est présentée à la figure 7.1. L'instrumentation et la procédure expérimentale étaient les mêmes que dans le cas des écoulements verticaux avec quelques exceptions :

- Pour prévenir la déformation du tube à cause de la dilatation thermique, le nombre de guides aux roullements à billes fixés le long de la section d'essais a été augmenté jusqu'à 5;

- Selon certaines auteurs, dans le cas des écoulements horizontaux, la probabilité que le FCC puisse avoir lieu en amont de la sortie de la zone chauffée est très élevée. On l'explique par le fait que, pour des titres d'écoulement et des vitesses massiques faibles, la force de gravité peut entraîner une distribution non-uniforme du taux de vide dans la section de passage à un

maximum prononcé sur la génératrice supérieure du tube. Pour protéger la section d'essais contre des excursions de température brusques caractéristiques au FCC en amont de la sortie, 21 thermocouples le long de la génératrice supérieure et 9 le long de la génératrice inférieure ont été soudés sur la paroi extérieure du tube (figure 7.1). Cela a nécissité le remplacement du système d'acquisition de données "KEITHLEY" par un système plus rapide "TEMPSCAN" construit par IOTech. Ce système a permis de lire les 30 températures, ainsi que tous les paramètres principaux de l'écoulement avec des intervales de 0.2 s et d'effectuer le déclenchement de la puissance appliquée dans les cas quand l'une de ces 30 températures dépassait un niveau prétabli.

Remarquons qu'aucune fluctuation de température et aucune excursion de température rapide en amont de la sortie de la section d'essais n'a jamais été observé au cours de ces expériences. Le FCC se produisait toujours à la génératrice supérieure du tube près de la fin de la zone chauffée. Par ailleurs, déjà les premières expériences ont montré que, pour une puissance donnée et inférieure à celle critique, la différence entre les températures sur les génératrices supérieure et inférieure du tube augmentait d'une façon systématique d'une expérience à l'autre. Cette différence de température était surtout prononcée à la fin de la zone chauffée où elle pouvait atteindre de 60 à 80°C. Alors, l'intérieur de la section d'essais a été nettoyé au moyen d'un papier sablé très fin. Après cette procédure, la différence de température a presque disparu. Ainsi, elle provenait de la présence sur la surface chauffée d'une couche de dépôt, probablement de magnétite. Il faut noter qu'au cours des premières expériences, après l'apparition des fluctuations initiales de température, on a continué à augmenter la puissance appliquée pour étudier le comportement de la température de paroi. Ce sont probablement ces surchauffes significatives de la partie supérieure du tube où l'assèchement avait initialememt eu lieu, qui ont causé la formation de cette couche de dépôt. Cette hypothèse semble être surtout logique,

car l'augmentation de la différence de température considérée était insignifiante au cours des expériences ultérieures, lorsque la puissance appliquée était diminuée tout de suite après le commencement des fluctuations de température de la paroi.

Les expériences s'accompagnées d'une différence élevée entre les températures sur les génératrice supérieure et inférieure du tube ont été répétées. La comparaison des résultats a démontré l'absence d'une influence quelconque de la couche de dépôt sur les valeurs du FCC. Cela correspond en principe à la conclusion faite par Macbeth et al. (1971) qui ont démontré qu'une couche de magnétite d'une épaisseur de 0.1 mm entraîne seulement une diminution faible des valeurs du FCC (de 5 à 10 %).

Les valeurs du FCC et des paramètres d'écoulement correspondants sont présentés au tableau A.II de l'annexe II.

7.1 Résultats expérimentaux

Le FCC en fonction du sous-refroidissement à l'entrée $\Delta h_{sre}(P_{sor})$ est présenté aux figures 7.2 - 7.7. Les mêmes figures contiennent également les données obtenues pour des écoulements verticaux avec les mêmes paramètres d'écoulement. Selon ces figures, les FCC obtenus sur des sections chauffées horizontales de longueurs de 1.0 et de 1.8 m sont presque toujours inférieurs à ceux obtenus sur des sections verticales. En règle générale, l'augmentation de la vitesse massique fait diminuer cette différence, mais le manque de données ne permet pas de tirer une conclusion définitive. Pour la section d'une longueur de 3.5 m, les FCC sont presque identiques dans les deux cas. Ainsi, on peut conclure qu'il existe une influence de la longueur chauffée sur le rapport entre les valeurs du FCC pour des orientations distinctes des sections chauffées.

Les figures 7.8 - 7.13 représentent le FCC en fonction du titre thermodynamique. On peut voir que les mêmes tendances sont bservées dans les écoule-

ments horizontaux et verticaux. Il existe une influence significative de la longueur chauffée dont le degré dépend de la vitesse massique et de la pression. D'autre part, ce qui a déjà été établi pour la représentation de données dans le système des coordonnées $(\Delta h_{sre}, q'_{cr})$, est également valide pour la représentation (x, q'_{cr}) : le FCC en écoulements horizontaux a presque toujours une valeur inférieure par rapport à celle obtenue en écoulements verticaux lorsqu'il s'agit de longueurs chauffées courtes. Quand il s'agit des grandes longueurs chauffées, aucune différence dans les FCC n'est observée.

Les figures 7.14 – 7.19 représentent le FCC en fonction de la longueur $L_{and}(P_{ent})$. On peut voir qu'en général, cette représentation de données est meilleure. De plus, pour des vitesses massiques $G \geq 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$, bien que les valers du FCC obtenues pour des longueurs courtes soient un peu moindres pour les écoulements horizontaux, cette différence est tellement faible qu'on peut l'ignorer. Ainsi, une corrélation développée sur la base de cette représentation de données sur les écoulements verticaux peut être utilisée pour les écoulements horizontaux. Cependant, pour la vitesse massique $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$ et surtout pour la pression $P = 10\ bars$, la différence entre les valeurs du FCC pour ce deux orientations est assez élevée. Malheureusement, le manque de données et l'absence des connaissances sur l'influence de la force de gravité sur le processus de la formation des écoulements annulaires–dispersés ne permetent pas d'établir l'origine de ce comportement.

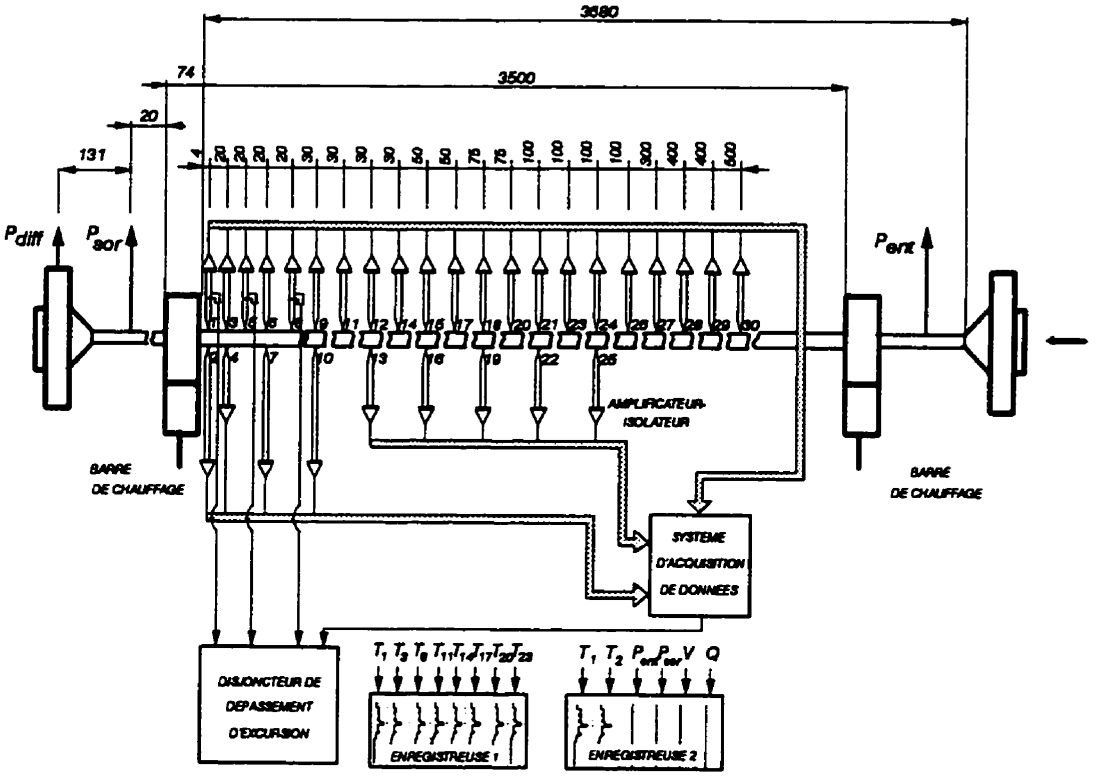


Figure 7.1 Section d'essais

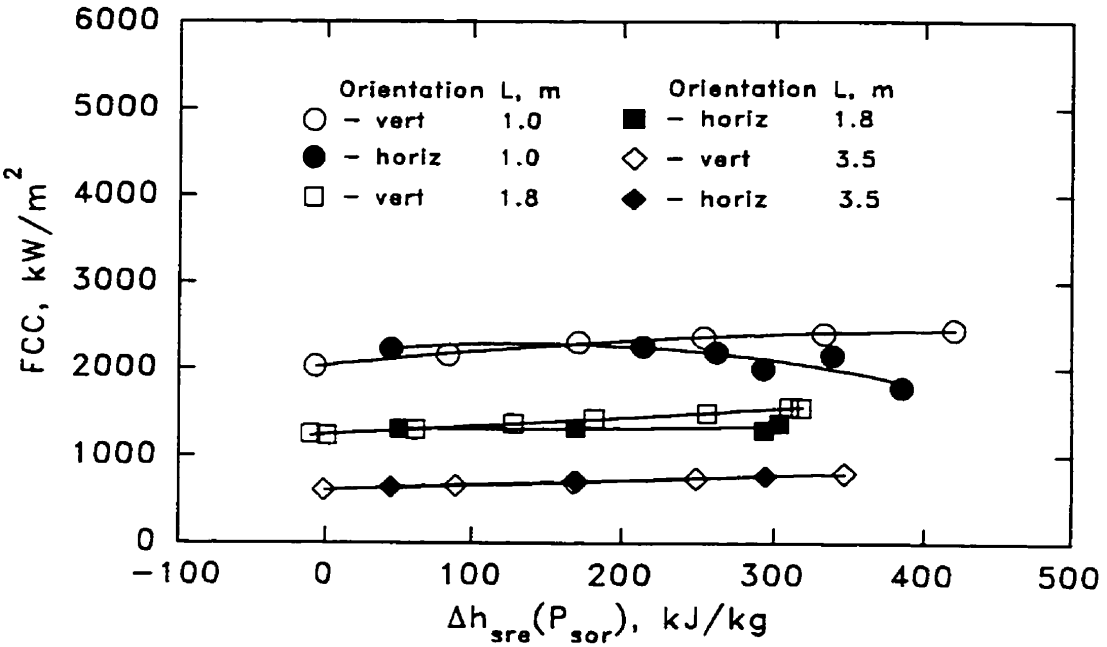


Figure 7.2 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 10$ *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

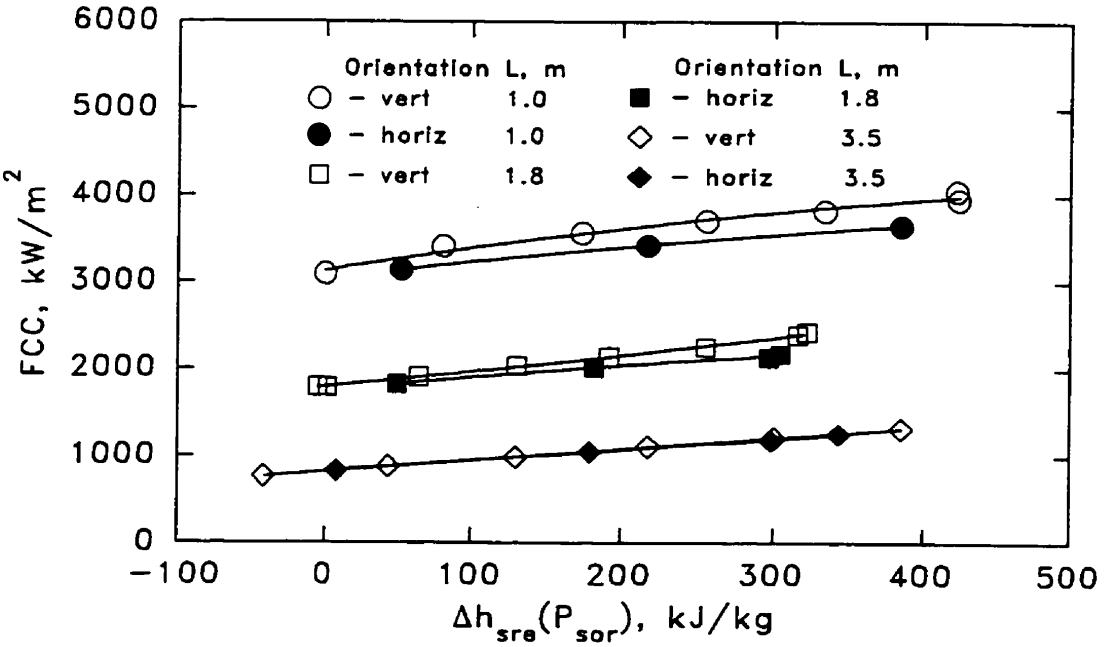


Figure 7.3 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 10.2$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

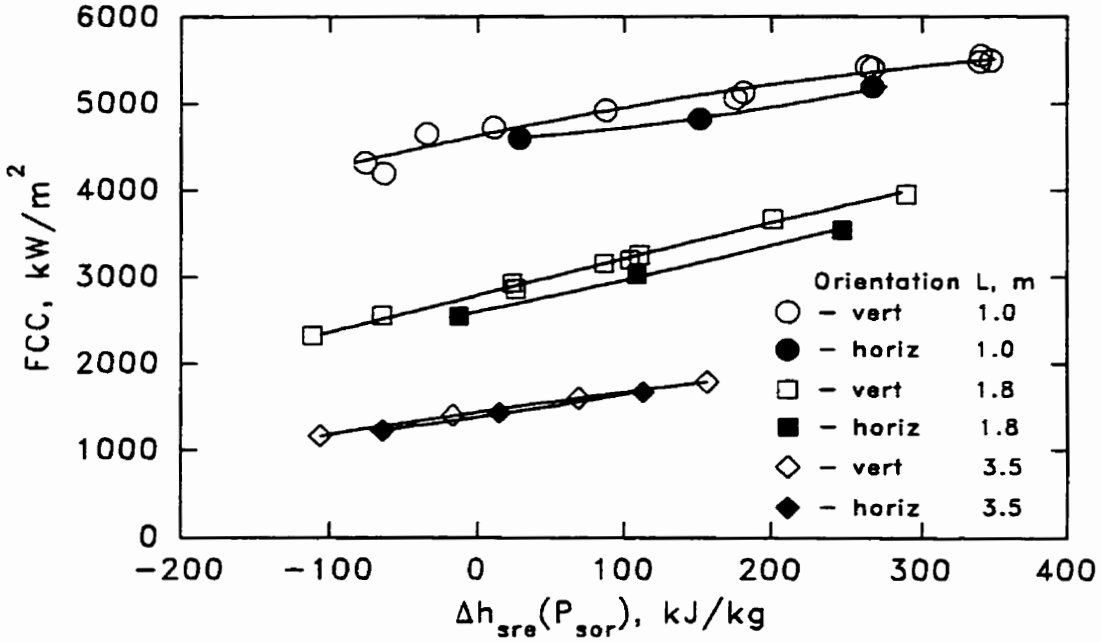


Figure 7.4 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

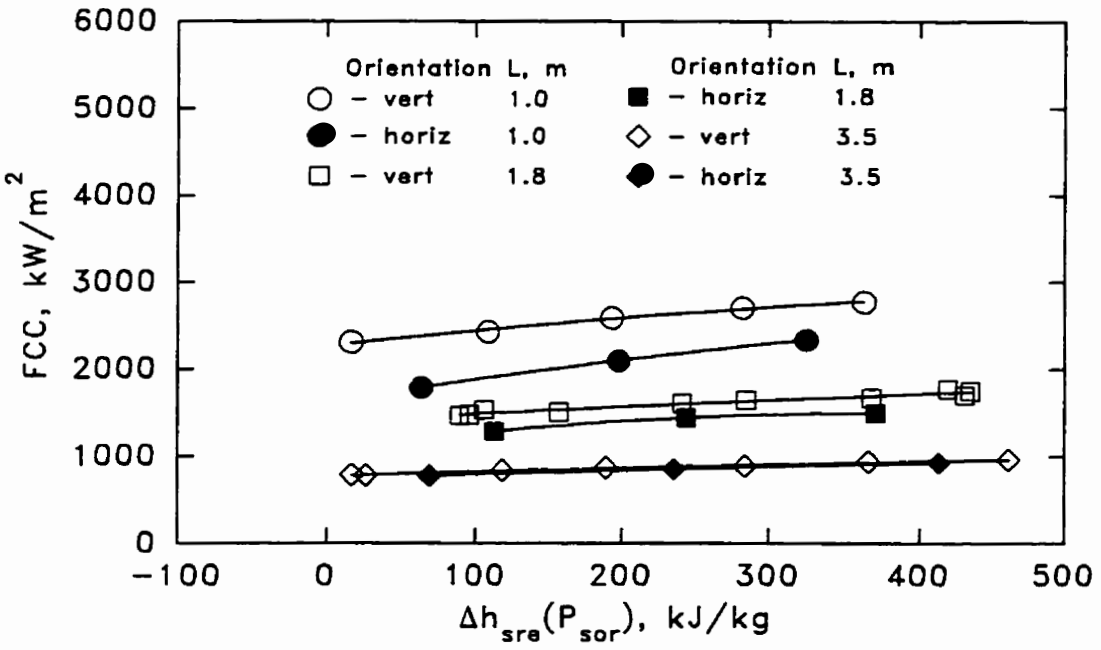


Figure 7.5 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

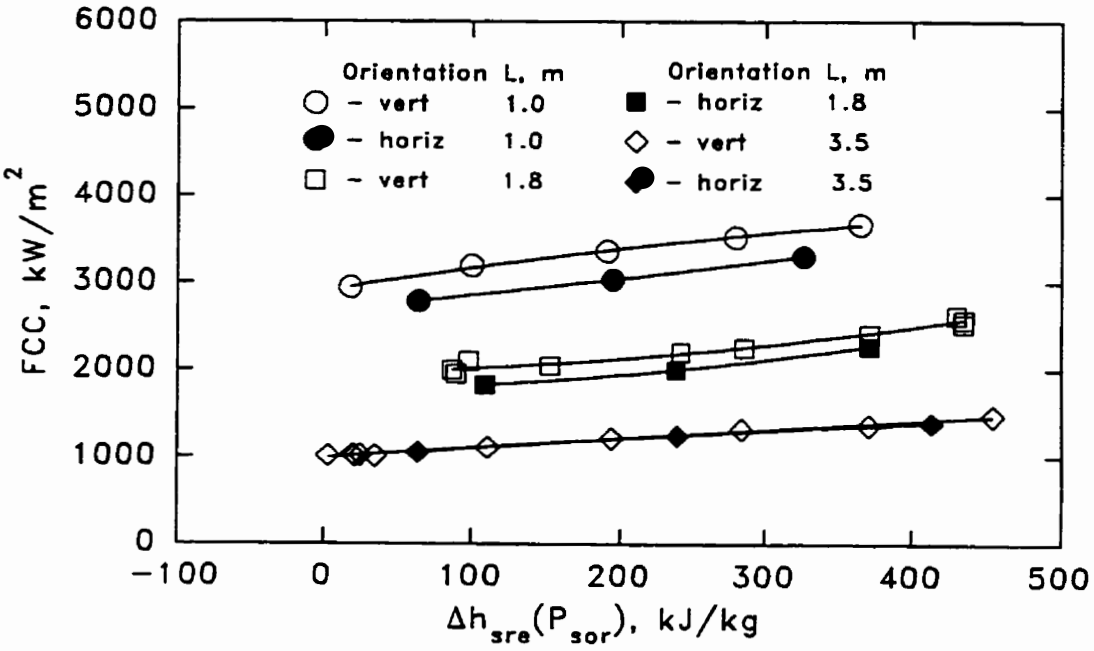


Figure 7.6 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 29.9$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

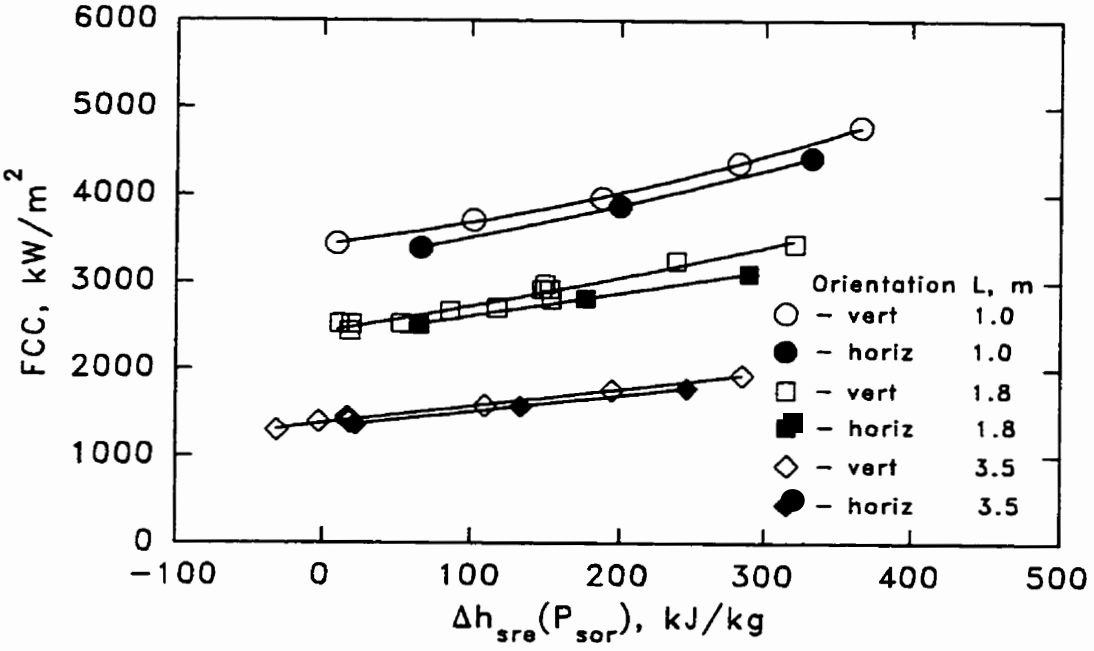


Figure 7.7 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du sous-refroidissement à l'entrée ($P = 30.1$ *bars*; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

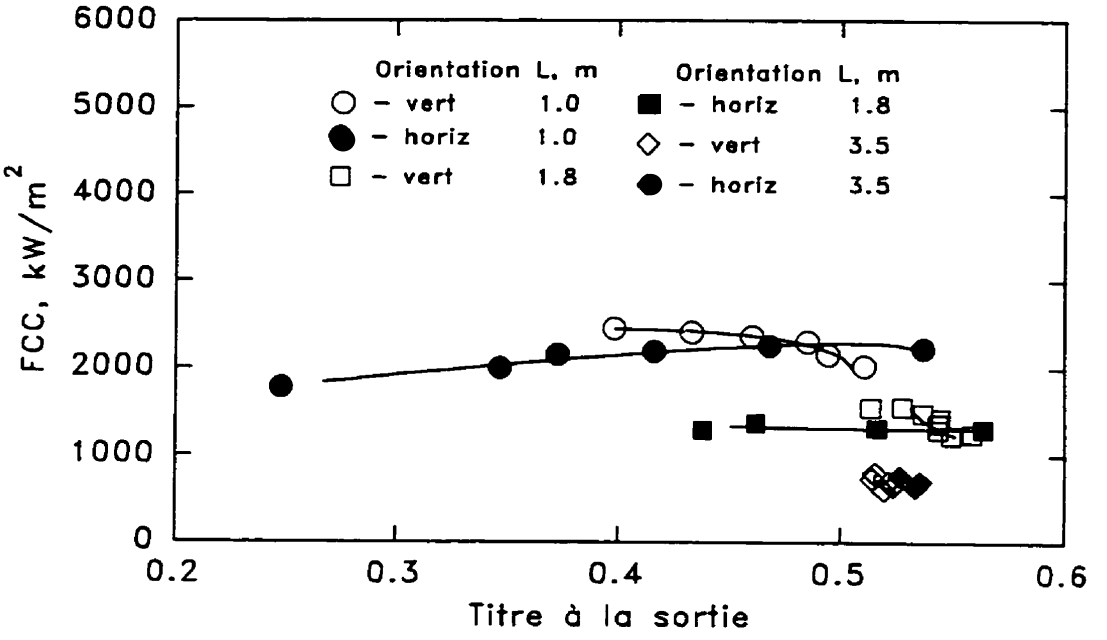


Figure 7.8 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 10$ *bars*; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

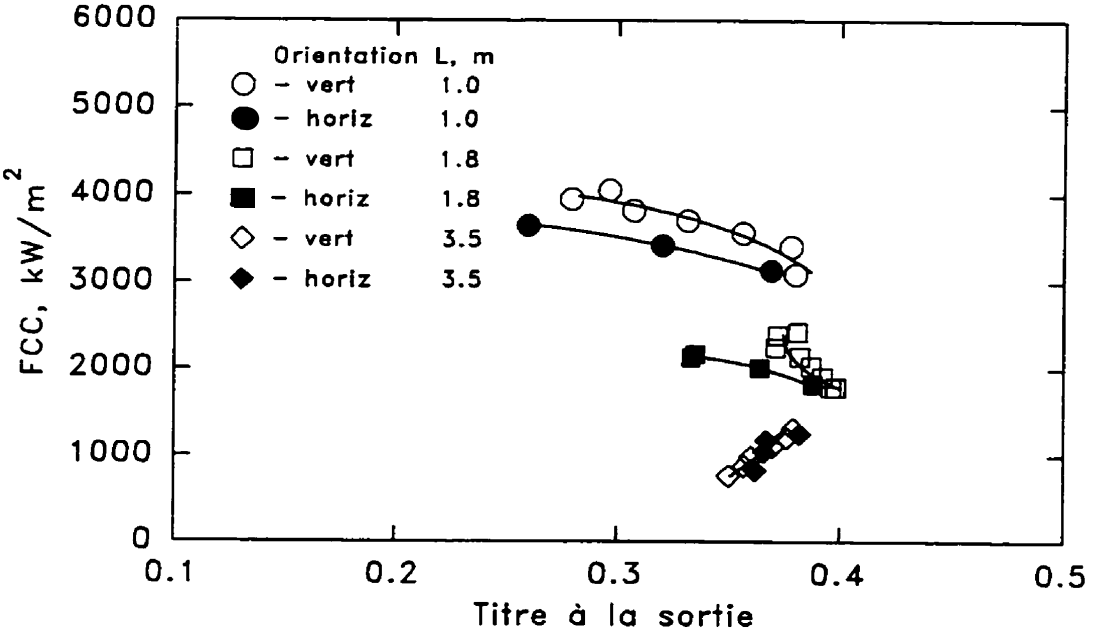


Figure 7.9 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 10.2$ *bars*; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

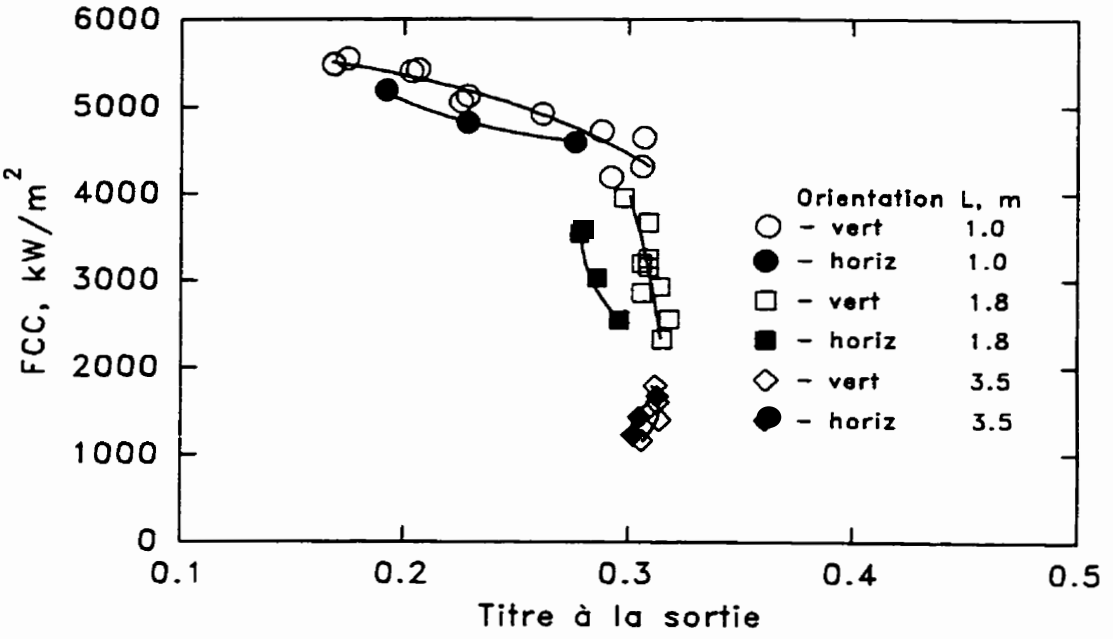


Figure 7.10 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 11.5\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

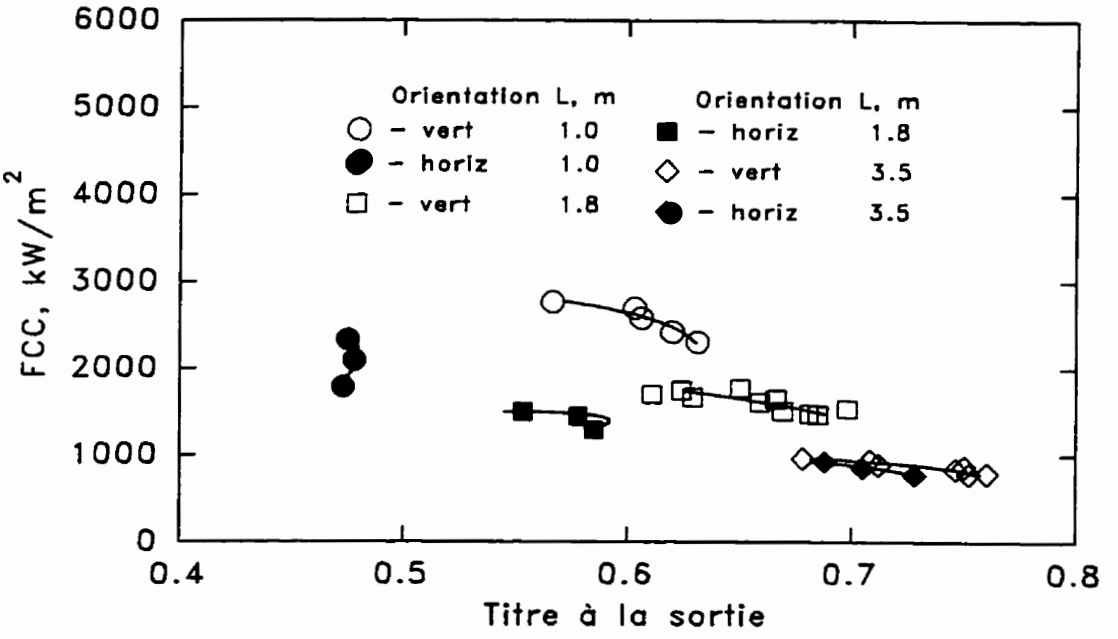


Figure 7.11 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 29.9\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

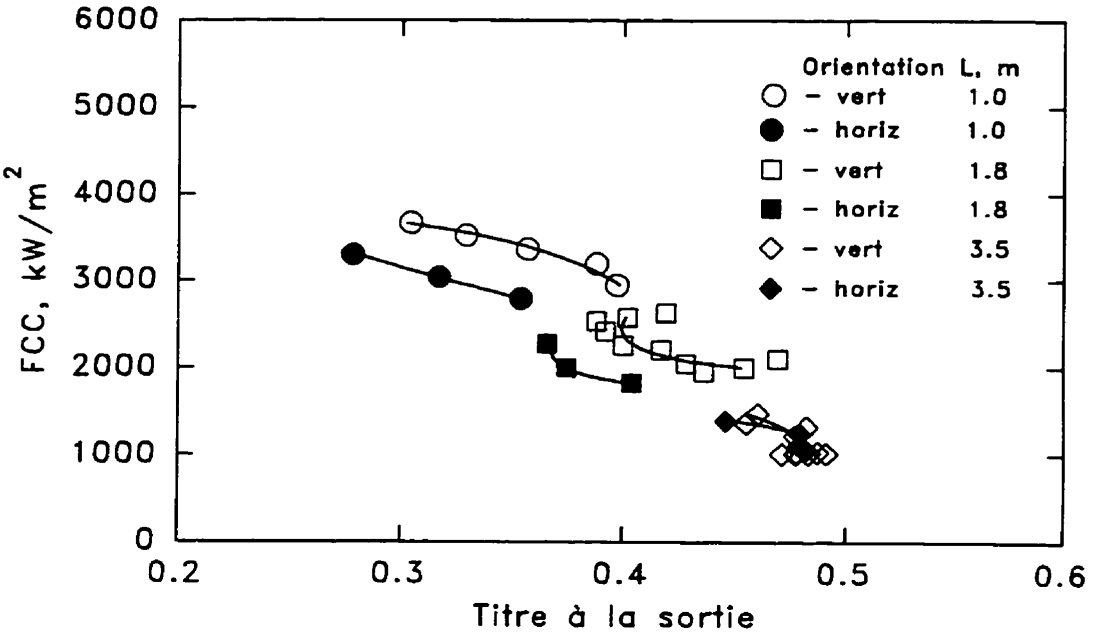


Figure 7.12 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

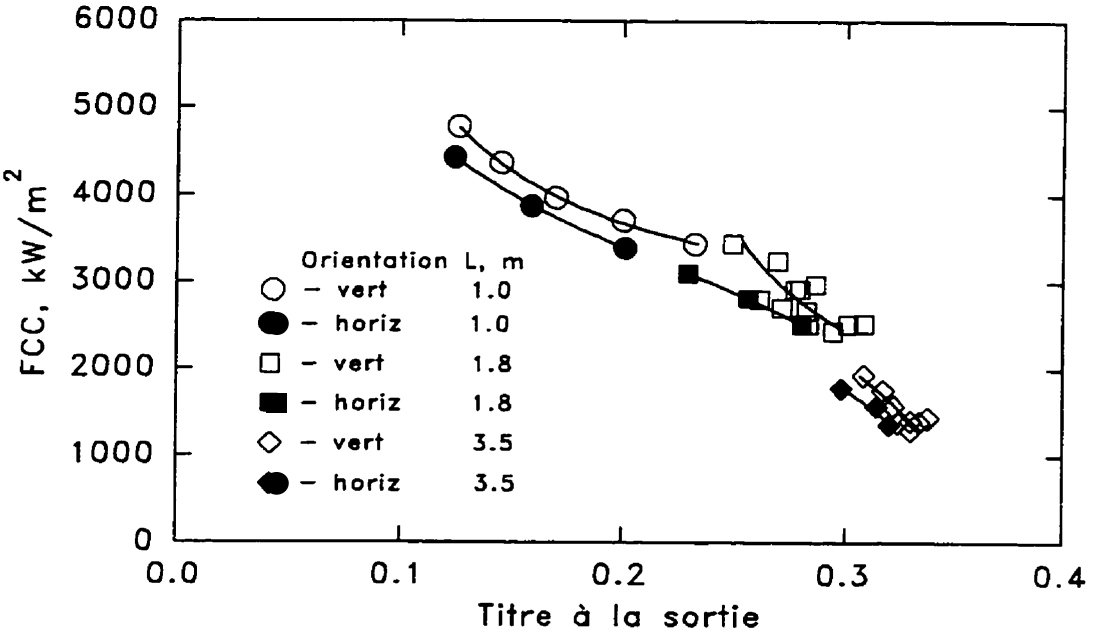


Figure 7.13 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction du titre à la sortie ($P = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

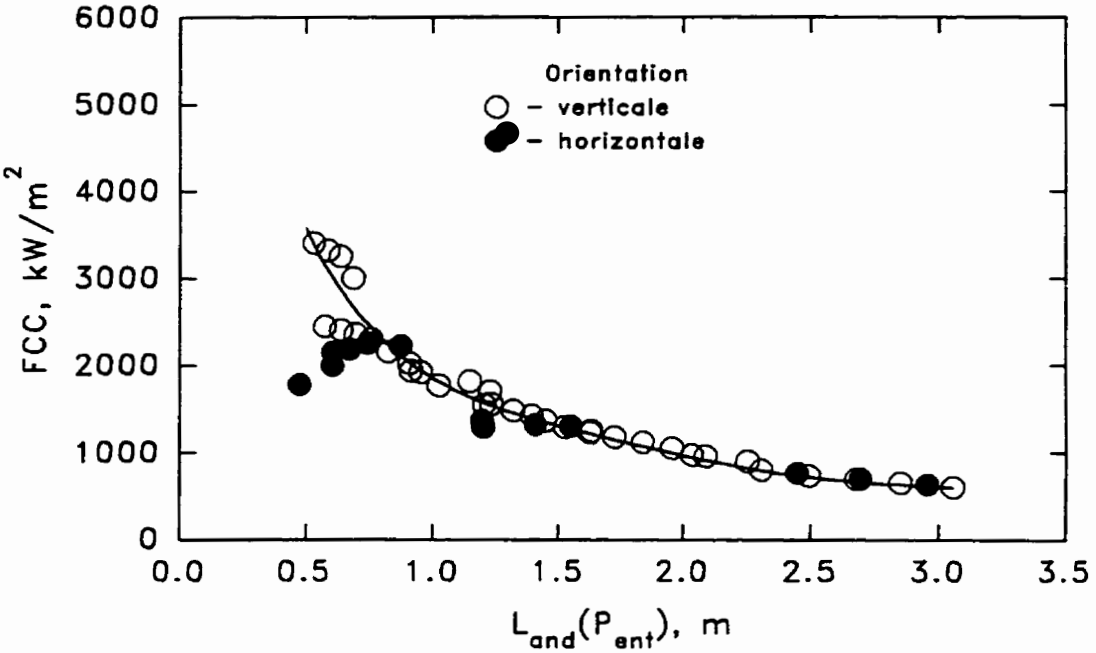


Figure 7.14 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 10\ bars$; $G = 1000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

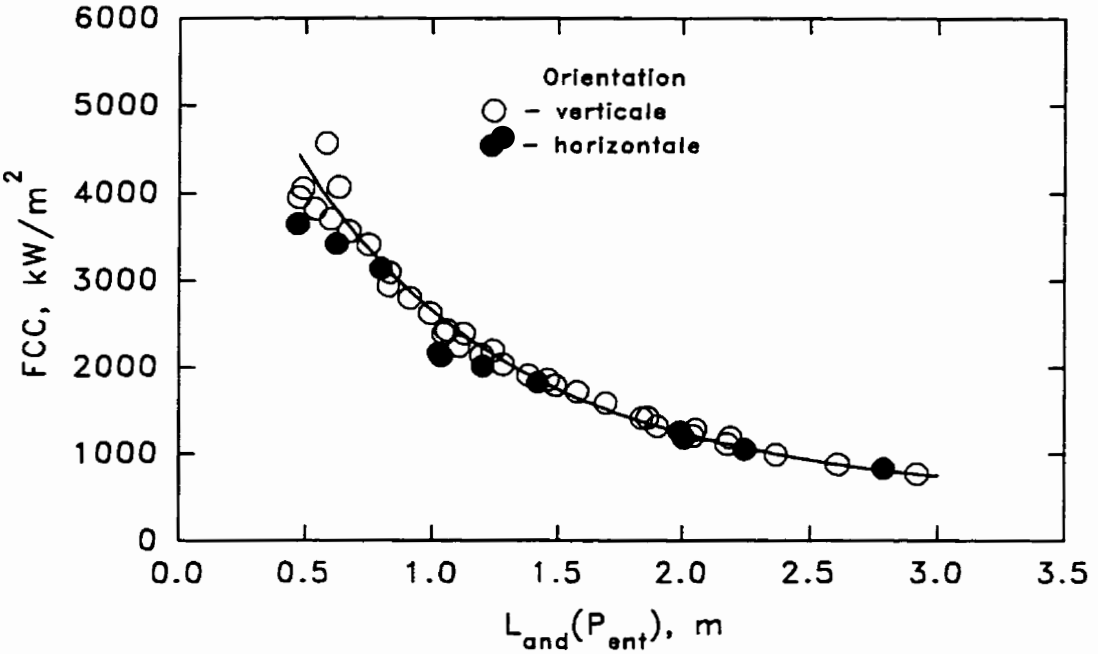


Figure 7.15 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 10.2\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

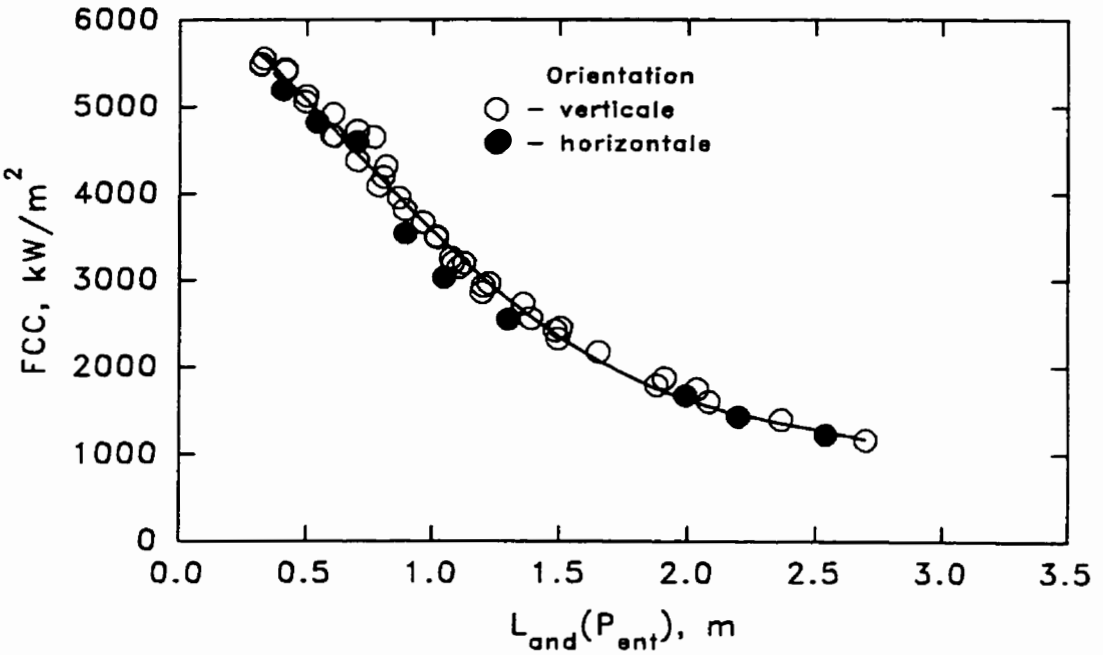


Figure 7.16 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 11.5$ $bars$; $G = 4000$ $kgm^{-2}s^{-1}$)

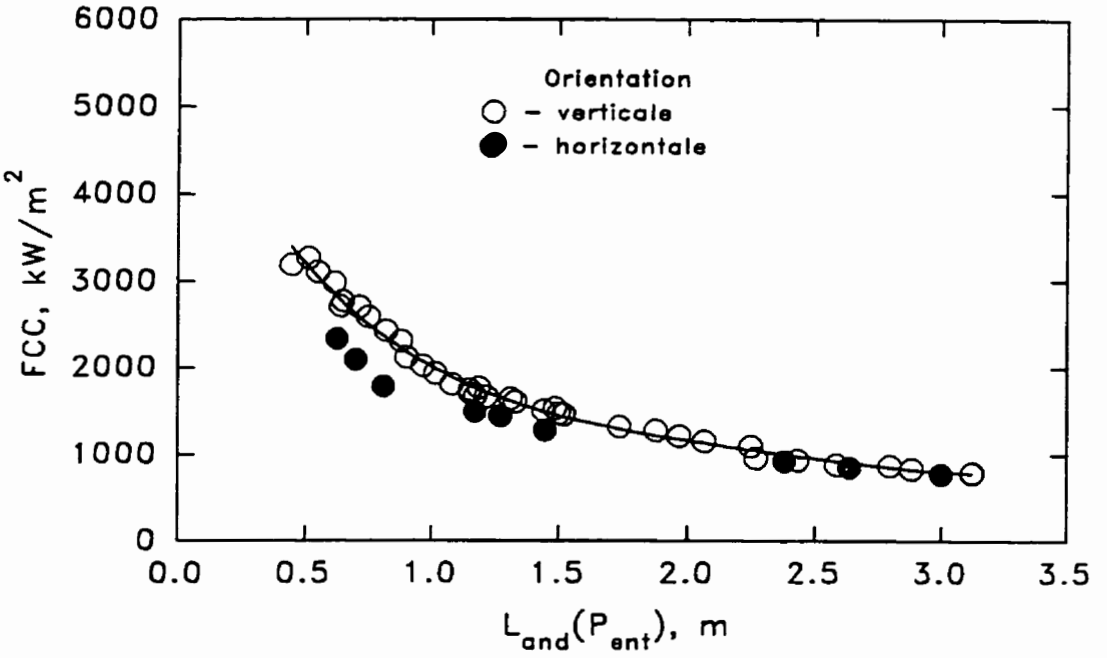


Figure 7.17 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 29.9$ $bars$; $G = 1000$ $kgm^{-2}s^{-1}$)

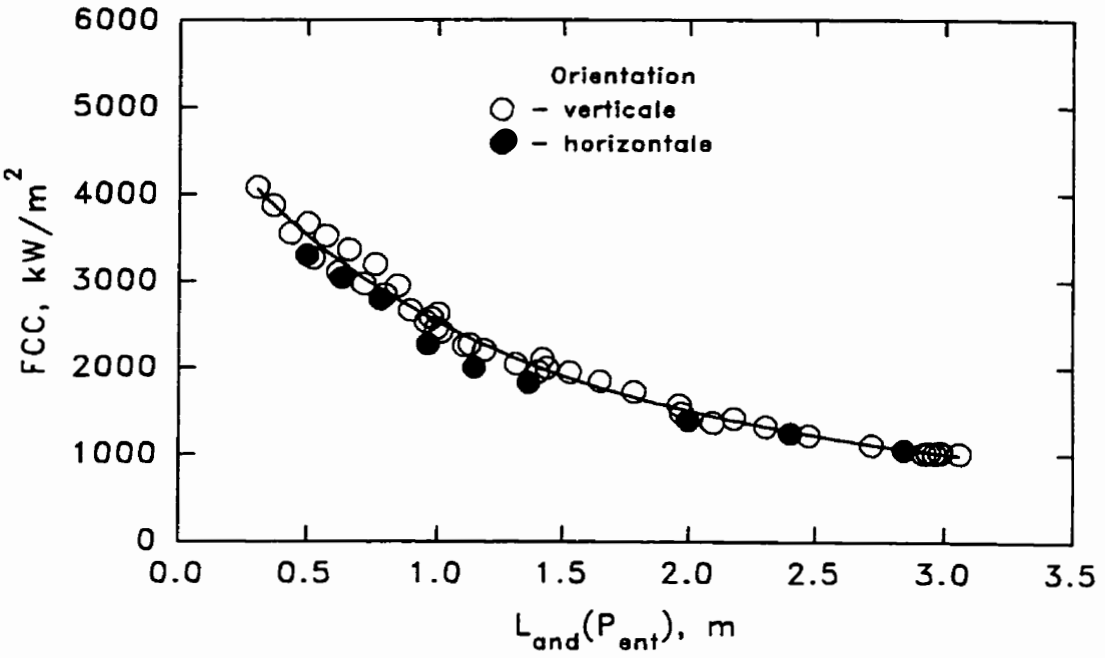


Figure 7.18 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 29.9\ bars$; $G = 2000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

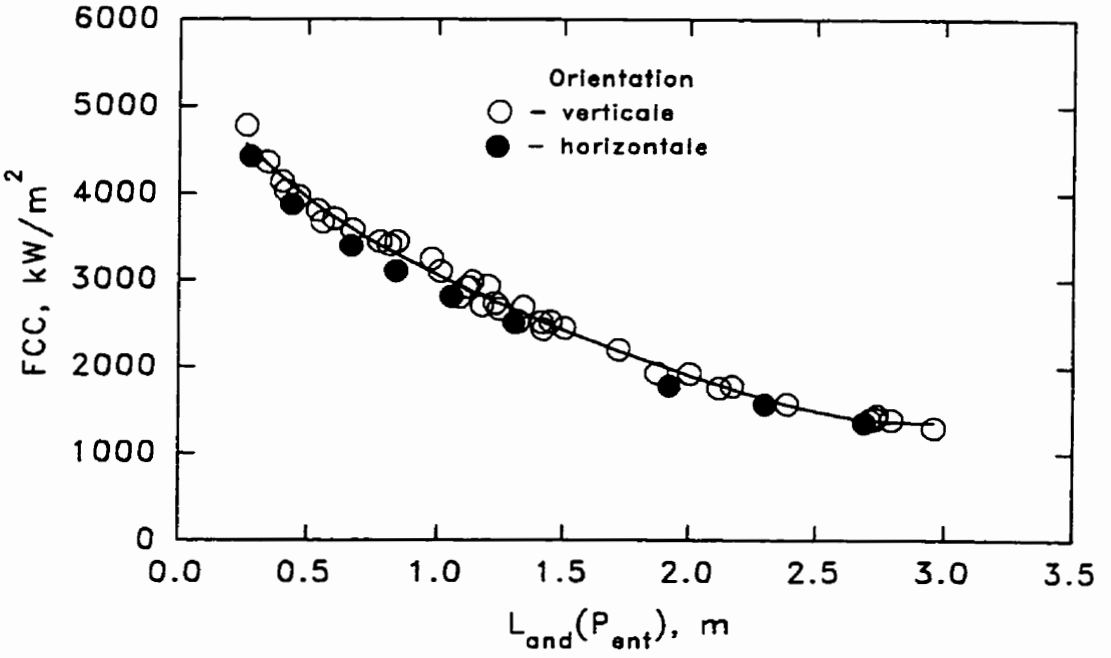


Figure 7.19 FCC à des orientations différentes du canal chauffé en fonction de la longueur L_{and} (P_{ent}) ($P = 30.1\ bars$; $G = 4000\ kgm^{-2}s^{-1}$)

CONCLUSION

Une étude sur le FCC en écoulements verticaux à des pressions faibles pour les régions où les données sur le FCC sont rares ou non-existantes a été effectuée. Au total, 476 valeurs du FCC pour un tube cylindrique de diamètre interne de 8 *mm* chauffé uniformément ont été obtenues.

Contrairement aux représentations généralement rencontrées, les données expérimentales montrent une influence importante de la longueur chauffée sur le FCC. Pour un titre thermodynamique donné à la sortie de la zone chauffée, le FCC diminue lorsque la longueur augmente. Avec la hausse de la pression, cette influence commence à disparaître en se conservant quand même pour des vitesses faibles. De plus, à partir d'une certaine valeur, le titre critique n'augmente plus, tandis que le flux de chaleur diminue de façon inversement proportionnelle à la longueur chauffée. Un tel comportement a déjà été décrit dans la littérature et le titre correspondant a été nommé "titre–frontière". Ces observations compliquent et dans certains cas rendent même impossible la représentation du FCC par une fonction unique du titre.

La situation change lorsque le FCC est présenté comme une fonction de la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire–dispersé a lieu. Cette longueur a été déterminée à partir d'une corrélation existant pour le point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé adiabatique en utilisant une correction proposée dans le cadre de l'étude actuelle qui tient compte des changements des mécanismes d'échange de masse entre le film de liquide sur la paroi et le noyau de vapeur dûs à l'addition de chaleur. Dans ce cas, la dispersion des points autour des lignes de lissage est considérablement réduite par rapport à la représentation traditionnelle du FCC en fonction du titre thermodynamique à la sortie de la zone chauffée. De plus, il n'existe presque pas d'écarts entre les points correspondant à des longueurs

chauffées différentes. L'analyse effectuée a montré que cette amélioration est reliée au fait que pour la gamme de variation des pressions et des vitesses massiques étudiée, l'échange de liquide entre le film et le noyau est très limité ou même inexistant. Dans ce cas, le titre à la sortie de la zone chauffée n'est pas un paramètre qui régit l'assèchement du film sur la paroi, mais ce sont plutôt le débit dans le film au point de la formation de l'écoulement annulaire–dispersé et le flux de chaleur appliqué qui conditionnent uniquement la vaporisation du film. Ainsi, l'assèchement du film est déterminé par la puissance appliquée sur la longueur sur laquelle l'écoulement annulaire–dispersé a lieu ou, par conséquent, par le flux de chaleur, q'_{cr}, et la longueur de la région annulaire, L_{and}. Une étude des données existant dans la littérature a montré que l'utilisation de cette longueur permet également de mieux corréler des données sur le FCC à des pressions élevées que l'approche locale où l'on utilise le titre à la sortie comme un paramètre principal.

La représentation des données expérimentales dans le plan des coordonnées (L_{and}, q'_{cr}) montre qu'il existe une liaison physique univoque entre ces deux paramètres. Cependant, la relation entre L_{and} et q'_{cr} ne peut pas être universelle parce qu'elle est déterminée par plusieurs processus qui se produisent en écoulement annulaire–dispersé non–adiabatique et avant tout par des mécanismes d'échange de masse entre le noyau de vapeur et le film de liquide sur la paroi. Une étude de ces mécanismes a été effectuée. Cette étude a démontré qu'en raison des accélérations extrêmement élevées qui ont lieu dans le noyau de vapeur des écoulements annulaires–dispersés non–adiabatiques, la vitesse des gouttelettes dans le noyau peut être significativement moins élevée que la vitesse de vapeur. Même pour les gouttelettes dont le diamètre est 0.1 mm, la vitesse relative peut atteindre à la sortie de la zone chauffée quelques dizaines des mètres par seconde. Cela conditionne l'apparition d'une force hydrodynamique considérable reliée à cette vitesse relative et au gradient de vitesse dans le noyau de vapeur. Cette force qui s'exerce sur les gouttelettes est dirigée vers l'axe du canal, ce qui diminue la probabilité de

leur précipitation sur le film de liquide. Les corrélations existantes présentement ne tiennent pas compte de cette particularité caractéristique pour des écoulements non-adiabatiques et n'est pas donc capable de prédire l'intensité du transfert de masse entre le noyau et le film. Une étude spéciale sur ce sujet l'a clairement démontré.

Une étude expérimentale du comportement de la température de la paroi lors du FCC a été également effectuée. Cette étude a démontré qu'au moins pour le domaine des pressions faibles, un assèchement lent, en tant que phénomène physique particulier, n'existe pas. Cependant, on a établi que pour des vitesses massiques élevées, un assèchement partiel de la paroi peut avoir lieu, tandis que sur une certaine partie du périmètre du tube, le film de liquide continue d'exister. Ceci amène à conclure que lors de l'augmentation de la puissance appliquée, la température de la paroi peut augmenter localement d'une manière graduelle en raison de la conductivité thermique entre la zone asséchée et la zone mouillée.

Un autre phénomène caractéristique accompagnant parfois le FCC : une chute de la température de la paroi qui a lieu un peu avant l'assèchement, a été également analysé. Cette analyse a permis d'aboutir à la conclusion que cette chute de température est conditionnée par le fait que la conduction thermique au travers du film de liquide devient prédominante lorsque le film s'amincit suffisamment. Des raison probables du FCC qui se produit en amont de la sortie de la zone chauffée ont été pareillement considérées. L'analyse des données expérimentales, ainsi que des phénomènes physiques qui se produisent en même temps que cet assèchement en amont de la sortie, ont démontré que la raison la plus probable de ce dernier est le tarissement du liquide dans une vallée entre deux vagues sur la surface du film.

Au cours des expériences, il a été constaté que pour des pressions ≤ 20 *bars* et des vitesses massiques ≥ 2000 $kgm^{-2}s^{-1}$, il n'était pas possible de maintenir une pression présélectionnée à la sortie de la section d'essais. À partir d'une certaine puissance appliquée, la pression à la sortie restait constante même si la pression en

aval de la section était considérablement diminuée. Une recherche supplémentaire a permis de conclure que dans ces cas, un écoulement sonique se forme à la proximité du diffuseur reliant la section d'essais à la tuyauterie de la boucle. À cause de cela, pour un titre et une vitesse massique donnés, la pression à la sortie de la zone chauffée ne peut pas être inférieure à celle établie par l'écoulement même. Une corrélation déterminant cette pression limite en fonction du titre et de la vitesse massique a été proposée.

Afin de déterminer l'effet de l'orientation de l'écoulement sur le FCC, 60 expériences stratégiquement choisies ont été répétées pour des écoulements horizontaux. La comparaison des données obtenues en écoulements verticaux et horizontaux a démontré que toutes les tendances observées pour des écoulements verticaux ont également lieu pour ceux horizontaux. La longueur chauffée influe d'une manière analogue sur le FCC lorsque ce dernier est présenté dans le système des coordonnées $(\Delta h_{sre}, q'_{cr})$ ou (x, q'_{cr}). De plus, il existe une influence de la longueur chauffée sur le rapport entre les valeurs du FCC pour les orientations verticale et horizontale. La représentation des données expérimentales dans le système des coordonnées (L_{and}, q'_{cr}) permet de les corréler de façon fiable presque dans tout le domaine étudié excepté des pressions et des vitesses massiques très faibles et des longueurs chauffées courtes. Probablement que ceci est relié à un changement des mécanismes régissant le FCC pour ces conditions.

BIBLIOGRAPHIE

ACADÉMIE DES SCIENCES DE L'URSS (1980). *Recommendations for the calculation of the heat transfer crisis at boiling of water in round tubes.* Institut of High Temperatures of the Academy of Sciences, preprint 1–57, Moscow (en russe).

ALESSANDRINI, A., PETERLONGO, G. et RAVETTA, R. (1963). *Critical heat flux and pressure drop measurements in round vertical tubes at the pressure of 51 kg/cm^2 abs.* CISE, report R–86.

AUBÉ, F. (1995). *Analyse des effets du chauffage à la paroi d'un tube sur les pertes de pression par frottement dans les écoulements monophasiques et diphasiques.* Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Canada.

BAEK, W.P., PARK, J.W. et CHANG, S.H. (1992). An experimental study of critical heat flux for low flow of water in vertical round tubes under low pressure. *CNA/CNS conference proccedings*, Saint John, New Brunswick, Canada.

BAILEY, N.A. (1977). Inroduction to hydrodynamic instability. *Two–phase flow and heat transfer*, éd. D. Butterworth et G.F. Hewitt, Oxford University Press, Oxford, 343–373.

BASSET, A.B. (1888). *Treatise on hydrodynamics*, Deighton Bell, London.

BEATTIE, D.R.H. et LAWTHER, K.R. (1986). Dryout characteristics at low mass velocities in a vertical straight tube of a steam generator. *Heat transfer 1986.* Eighth international heat transfer conference, San Francisco, Vol. 5, 2215–2219.

BECKER, K.M., HERNBORG, G., BODE, M. et ERIKSSON, O. (1965). *Burnout data for flow of boiling water in vertical round ducts, annuli and clusters*, Aktiebo-

laget Atomenergi, AE-177, Stockholm.

BENNETT, A.W. HEWITT, G.F, KEARSEY, H.A., KEEYS, R.K.F. et PULLING, D.J. (1966). *Studies of burnout in boiling heat transfer to water in round tubes with non-uniform heating,* UKAEA, report AERE-5076.

BERGELSON, B.P., LEONGARDT, A.D., POTAPOV, A.P. et SHERSTNEV V.A. (1981). Critical heat inputs in tubes under conditions of boiling with subcooling and low pressures. *Thermal Engng.*, Vol. 28, No. 4, 204-211.

BERGLES, A.E. et ROHSENOW, W.M. (1964). The determination of forced convection surface-boiling heat transfer. *J. Heat Transfer, Trans. ASME,* Vol. 86, 365-372.

BERGLES, A.E. et ROOS, J.P. (1968). Film thickness and critical heat flux observations for high pressure water in spray annular flow. *Proceedings of cocurrent gas-liquid flow symposium,* Waterloo, Canada, 527-560.

BERTOLETTI, S., GASPARI, G.P., LOMBARDI, C., PETERLONGO, G. et TACCONI, F.A. (1964). *Heat transfer crisis with steam-water mixtures,* CISE, report R-99.

BOLTENKO, E.A. et POMET'KO, R.S. (1979). Mass flow rate in the wall film of annular-mist flows of water and freon-12 in a tube. *High Temperature,* Vol. 17, No. 3, 472-475.

BOLTENKO, E.A. et SMIRNOV, YU.A. (1990). *Investigation of liquid distribution in steam core and in liquid film by "adiabatic section" method,* Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk, preprint FEI-2133 (en russe).

BOURÉ, J.A., BERGLES, A.E. et TONG, L.S. (1973). Review of two-phase flow instability. *Nuclear Eng. and Design,* Vol. 25, 165-192.

BOUSSINESQ, J. (1903). *Théorie analytique de la chaleur*, École Polytechnique, Paris, Vol. 2.

BOWRING, R.W. (1972). *A simple but accurate round tube, uniform heat flux, dry-out correlation over the pressure range 0.7-17 MN/m^2 (100-2500 psia)*, UKAEA, AEEW-R789.

BUEVICH, Yu.A. (1966). Resistance to the movement of a particle suspended in a turbulent medium. *Fluid Dynamics*, Vol. 1, No. 6, 119–120.

CHANG, S.H., BAEK, W.P. et BAE, T.M. (1991). A study of critical heat flux for low flow of water in vertical round tubes under low pressure. *Nuclear Eng. and Design*, Vol. 132, 225–237.

CHEXAL, B. et LELLOUCHE, G. (1986). *A full-range drift-flux correlation for vertical flows*. EPRI, special report EPRI-NP-3989-SR.

CHISHOLM, D. (1983). *Two-phase flow in pipelines and heat exchangers*, George Goldwin, London.

CLIFT, R., GRACE, J.R et WEBER, M.E. (1978). *Bubbles, drops, and particles*, Academic Press, New York.

COLLIER, J.C. (1981). *Convective boiling and condensation*, McGraw-Hill Book Company, New York.

COLLIER, J.C. et THOME, J.R. (1994). *Convective boiling and condensation*, Clarendon Press, Oxford.

CORRSIN, S. et LUMLEY, J. (1956). On the equation of motion for a particle in turbulent fluid. *Appl. Sci. Res.*, Vol. 6A, No. 2/3, 114–116.

DALEAS, R.S. et BERGLES, A.E. (1965). *Effect of upstream compressibility on subcooled critical heat flux*, ASME Paper 65-HT-67, New York.

DOROSHCHUK, V.E. (1966.) Heat transfer crisis in an evaporating pipe. *High Temperature*, Vol. 4, No. 4, 522–529.

DOROSHCHUK, V.E. (1980). Origin of burnout in tubes with flow of subcooled water and wet steam. *Thermal Engng.*, Vol. 27, No. 8, 44–49.

DOROSHCHUK, V.E. (1981). Some features of burnout with annular flow of steam–water mixture in a tube. *Thermal Engng.*, Vol. 27, No. 4, 195–196.

DOROSHCHUK, V.E. (1983). *Heat transfer crisis at boiling of water in round tubes*, Energoatomizdat, Moscow (en russe).

DOROSHCHUK, V.E. et LEVITAN, L.L. (1971). Investigation of the conditions of precipitation of drops from the core of a dispersed steam–water flow onto a wall liquid film. *High Temperature*, Vol. 9, No. 3, 535–540.

DOROSHCHUK, V.E., LEVITAN, L.L. et LANTSMAN, F.P. (1975). Recommendations for calculating burnout in a round tube with uniform heat release. *Thermal Engng.*, Vol. 22, No. 12, 66–70.

FAUSKE, H.K. (1966). Compressibility affects flow instability and burnout. *Power Reactor Technology*, Vol. 9, No. 2, 65–68.

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

FRANCE, D.M., CHIANG, T. et CARLSON, R.D. (1978). Critical heat flux measurements in an LMFBR evaporator tube. *Transactions of the Am. Nucl. Soc.*, Vol. 30, 548.

FRIEDEL, L. (1979). Improved friction pressure Ddop correlations for horizontal and vertical two–phase flow. *European two–phase flow group meeting*, Ispra, Italy.

GIOT, M. (1981). Critical flows. *Thermohydraulics of two–phase systems for*

industrial design and nuclear engineering, éd. J.M. Delhaye, M.Giot et M.L. Riethmuller, Hemispere Publishing Corporation, New York, 405–452.

GOVAN, A.H. et HEWITT, G.F. (1992). Prediction of dryout using phenomenological models. *Heat and Technology*, Vol. 10, No. 1-2, 1–43.

GROENEVELD, D.C. (1974). The occurrence of upstream dryout in uniformly heated channels. *Heat transfer 1974*. Fifth international heat transfer conference, Tokyo, Vol. 4, 265–269.

GROENEVELD, D.C. (1975). Variation in heat transfer parameters near the dryout location. *Proceedings of the fifth canadian congress of applied mechanics*, Fredericton, Canada, 577–578.

GROENEVELD, D.C. (1980). *Thermohydraulic problems related to LWR safety*, Ispra, Italy.

GROENEVELD, D.C. (1986). The onset of dry sheath condition - a new definition of dryout. *Nuclear Eng. and Design*, Vol. 92, 135–140.

GROENEVELD, D.C. et BORODIN, A.S. (1979). The occurrence of slow dryout in forced convective flow. *Multiphase transport*, éd. T.N. Veziroglu, Hemispere Publishing Corporation, Washington, Vol. 2, 583–600.

GROENEVELD, D.C., CHENG, S.C. et DOAN, T. (1986). AECL-UO critical heat flux look-up table. *Heat Transfer Engng.*, Vol.7, No. 1–2, 46–62.

HEBEL, W. et DEFARVERNIER, W. (1977). Critical heat transfer rate to flowing cooling water. *Kerntechnik*, Vol.19, No.5, 228–232.

HENRY, R.E. (1979). Calculational techniques for two-phase critical flow. *Two-phase flow dynamics. Japan-U.S. seminar*, éd. A.E. Bergles et S. Ishigai, Hemispere Publishing Corporation, Washington, 415–436.

HENRY, R.E. et FAUSKE, H.K. (1971). The two-phase critical flow of one-component mixtures in nozzles, orifices, and short tubes. *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME*, Vol. 93, 179–187.

HEWITT, G.F. (1978). Critical heat flux in flow boiling. *Heat transfer 1978*. Sixth international heat transfer conference, Toronto, Vol. 6, 143–171.

HEWITT, G.F. (1982). Burnout. *Handbook of multiphase systems*, éd. G. Hetsroni, McGraw-Hill, New York, 6.66–6.141.

HEWITT, G.F. et GOVAN, A.H. (1990). Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change. *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol. 33, 229–242.

HEWITT, G.F. et HALL-TAYLOR, N.S. (1970). *Annular two-phase flow*, Pergamon Press, Oxford.

HEWITT, G.F. et ROBERTS, D.N. (1969). *Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography*, UKAEA, report AERE-R2159.

HINZE, J.O. (1975). *Turbulence*, McGraw-Hill Book Company, New York.

IBRAGIMOV, M.X., SUBBOTIN, V.I., BOBKOV, V.P., SABELEV, G.I., TARANOV, G.S. (1978). *Structure of the turbulent flow and the mechanism of the heat-transfer in channels*, Atomizdat, Moscow (en russe).

KATTO, Y. (1981). On the heat-flux/exit-quality type correlation of CHF of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes. *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol. 24, 533–539.

KATTO, Y. (1985). Critical heat flux.*Advances in heat transfer*, éd. T.F. Irvine, Jr. et J.P.Harnett, Academic Press, Orlando, Vol. 17, 1–64.

KATTO, Y. et OHNO, H. (1984). An improved version of the generalized cor-

relation of critical heat flux for the forced convective boiling in uniformly heated vertical tubes. *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol. 27, 1641–1648.

KATTO, Y. et YOKOYA, S. (1982). CHF of forced convective boiling in uniformly heated vertical tubes: experimental study of HP–regime by the use of refrigerant 12. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 8, No. 2, 165–181.

KAZNOVSKIY, S.P., POMET'KO, R.S. et PASHICHEV, V.V. (1978). Critical heat transfer and distribution of the liquid in disperse annular flow. *High Temperature.*, Vol. 16, No. 1, 75–79.

KEEYS, R.F.K., RALPH, J.C. et ROBERTS, D.N. (1970). *The effect of heat flux on liquid entrainment in steam water flow in a vertical tube at 1000 psia* ($6.894 \cdot 10^6\ N/m^2$), UKAEA, report AERE–R6294.

KENNING, D.B.R. (1977). Nucleate boiling in forced convection. *Two–phase flow and heat transfer*, éd. D. Butterworth et G.F. Hewitt, Oxford University Press, Oxford, 153–169.

KIRBY, G.J., STANIFORTH, R. et KINNEIR, J.H. (1967). *A visual study of forced convection boiling. Part 2. Flow patterns and burnout in a round tube section*, AEEW–R506.

KIRILLOV, P.L. (1989). The methodology of the development of standard data on critical heat flux in uniformly heated tubes. *Modelling of the thermohydrulics processes for the safe exploitation of nuclear power plants*, Obninsk Institute of Atomic Engineering, Obninsk (en russe).

KIRILLOV, P.L., BOBKOV, V.P., VINOGRADOV, V.N., IVASHKEVICH, A.A., PESKOV, O.L. et SMOGALEV, I.P. (1985). Recommendations on calculating the heat–transfer crisis in pipes on the basis of a bank of experimental data. *Soviet Atomic Energy*, Vol. 59, No. 1, 531–539.

KUTATELADZE, S.S. et LEONT'EV, A.I. (1966). Some applications of the asymptotic theory of the turbulent boundary layer. *Proceedings of the 3rd international heat transfer conference*, Chicago, Vol.3.

LADISLAU, L. (1978). Effect of pressure on critical heat fluxes in tubes of medium diameters (4 *mm*). *Seminar materials "TF-78" for CMEA member countries. Thermophysical investigations for guaranteeing the reliability and safety of water-moderated water-cooled nuclear reactors*, CMEA, Budapest (en russe).

LEDINEGG, M. (1938). Instability of flow during natural and forced circulation. *Waerme*, Vol. 61, No. 8, 891-898.

LEE, D.H. (1966). *An experimental investigation of forced convection burnout in high pressure water. Part IV. Large diameter tubes at about 1600 p.s.i.*, UKAEA, report AEEW-R479.

LEE, D.H. et OBERTELLI, J.D. (1964). *An experimental investigation of forced convection burnout in high pressure water. Part I. Round tubes with uniform flux distribution*, UKAEA, report AEEW-R213.

LEVITAN, L.L. et BOREVSKIY, L.YA. (1989). *Holography of steam-water flows*, Energoatomizdat, Moscow (en russe).

LEVITAN, L.L. et LANTSMAN, F.P. (1975). Investigating burnout with flow of a steam-water mixture in a round tube. *Thermal Engng.*, Vol. 22, No. 1, 80-83.

LEVITAN, L.L. et ORLOVA I.A. (1990). Origin of burnout in tubes with flow of subcooled water and wet steam. *Thermal Engng.*, Vol. 37, No. 6, 300-305.

LEVY, S., HEALZER, J.M. et ABDOLLAHIAN, D. (1981). Prediction of critical heat flux in vertical pipe flow. *Nuclear Eng. and Design*, Vol. 65, 131-140.

LOWDERMILK, W.H., LANZO, C.D. et SIEGEL, B.L. (1958). *Investigation of*

boiling burnout and flow stability in tubes, National Advisory Committee for Aeronautics, report NACA-TN-4382.

MACBETH, R.V., TRENBERTH, R. et WOOD, R.W. (1971). *An investigation into the effect of crud deposits on surface temperature dryout and pressure drop with forced convection boiling of water at 69 bar in an annular test section*, UKAEA, report AEEW-R705.

MAROTI, L. (1976). *Critical heat flux in subcooled and low quality boiling*, Crip Budapest, report KFKI-76-34.

MAXEY, M.R. et RILEY, J.J. (1983). Equation on motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids*, Vol. 26, No. 4, 883–889.

MEDNIKOV, E.P. (1980). *Turbulent transfer and deposition of aerosols*, Nauka, Moscow (en russe).

MILASHENKO, V.I., NIGMATULIN, B.I., PETUKHOV, V.V. et TRUBKIN, N.I. (1989). Burnout and distribution of liquid in evaporative channels of various lengths. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 15, No. 3, 393–401.

MIROPOLSKIY, Z.L., SHNEEROVA, R.I. et KARAMYSHEVA, A.I. (1971). Steam content with forced flow of steam–water mixture with supply of heat and in adiabatic conditions. *Thermal Engng..*, Vol. 18, No. 5, 89–94.

MISHIMA, K., IKUMA, K. et NISHIHARA, H. (1987). Critical heat flux for low pressure water in a vertical round tube. *Annual Reports of the Research Reactor Institute*, Kyoto University, Vol.20, 174–180.

MISHIMA, K. et NISHIHARA, H. (1985). Boiling burnout and flow instabilities for water flowing in a round tube under atmospheric pressure. *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.28, No. 6, 1115–1129.

MISHIMA, K., NISHIHARA, H., KURETA, M. et TASAKA, K. (1993). Critical heat flux for low pressure water in small diameter tubes. *Proceedings of sixth international topical meeting on nuclear reactor thermal hydraulics*, Grenoble, France. Vol.1, 435–443.

NIGMATULIN, R.I. (1987). *Multiphase medium dynamics*, Nauka, Moscow, Vol. 2 (en russe).

OSEEN, C.W. (1927). *Hydrodynamik*, Leipzig.

PARSONS, C.B. et BRUNDRETT, E. (1972). A combined photographic film thickness and temperature technique for observing dryout. *Progress in heat and mass transfer*, éd. G. Hetsroni, Vol. 6, 365–383.

PETERLONGO, G., RAVETTA, R., RIVA, B., RUBIERA, L. et TACCONI, F.A. (1964). *Further critical power and pressure drop measurements in round vertical tubes with and without internal obstacles*, CISE, report R–122.

POTTER, R. (1977). Oscillatory Instability. *Two–phase flow and heat transfer*, éd. D. Butterworth et G.F. Hewitt, Oxford University Press, Oxford, 374–393.

RADOVSKIY, I.S. (1970). Speed of sound in two–phase vapor–liquid systems. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, No. 5, 778–784.

RADOVSKIY, I.S. (1971). Calculation of the velocity of sound in a vapor–liquid medium. *High Temperature*, Vol. 9, No. 2, 279–284.

RADOVSKIY, I.S. (1977). Propagation speeds for perturbations in a flow of a two–phase mixture. *High Temperature*, Vol. 15, No. 2, 300–302.

RADOVSKIY, I.S. et MITENKOV, S.V. (1987). About the mechanism of hydrodynamic crisis in a two–phase flow. *Thermophysics Problems of Nuclear Technique*, éd. V.I. Subbotin, Energoatomizdat, Moscow, 58–62 (en russe).

RIVKIND, V.Ya. et RISKIN, G.M. (1976). Flow structure in motion of a spherical drop in a fluid medium at intermediate Reynolds number. *Fluid Dynamics*, Vol. 11, No. 1, 5–12.

ROKO, K., TAKITANI, K., YOSHIZAKI, A. et SHIRAHA, M. (1978). Dryout characteristics at low mass velocities in a vertical straight tube of a steam generator. *Heat transfer 1978*. Sixth international heat transfer conference, Toronto, Vol. 1, 429–434.

SAFFMAN, P.G. (1968). The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 22, part. 2, 385–400 (1965); Corrigendum: *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 31, part. 3, 624.

SATO, T., HAYASHIDA, Y. et MOTODA, T. (1965). The effect of flow fluctuation on critical heat flux. *Proceedings of the third international heat transfer conference*, New York, Vol. 4, 226–233.

SOO, S.L. (1967). *Fluid dynamics of multiphase systems*, Blaisdell Publishing Company, Waltham.

STENNING, A.H., VEZIROGLOU, T.N. et CALLAHAN, G.M. (1967). Pressure–drop oscillations in forced convection flow with boiling. *Symposium on two–phase flow dynamics*, EURATOM, Eindhoven, Vol. 1, 405–427.

SUBBOTIN, V.I., POKHVALOV, Yu.E., MIKHAILOV, L.E., KRONIN, I.V. et LEONOV, V.A. (1976). Time and structural characteristics of slug flow of gas–liquid mixture. *Thermal Engng.*, Vol. 23, No. 1, 48–51.

TARASOVA, N.V et LEONT'EV, A.I. (1965). Hydraulic resistance with a steam–water mixture flowing in a vertical heated tube. *High Temperature*, Vol. 3, No. 1, 102–109.

TCHEN, C.M. (1947). *Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid.* Ph.D. thesis, Delft, The Hague.

THOMPSON, B. et MACBETH, R.V. (1964). *Boiling water heat transfer burnout in uniformly heated round tubes : a compilation of world data with accurate correlations*, UKAEA, report AEEW-R356.

THOMPSON, T.S. et MURGATROYD, W. (1970). Stability and breakdown of liquid films in steam flow with heat transfer. *Fourth international heat transfer conference*, Paris, paper B5.2.

TONG, L.S. (1968). Boundary layer analysis of the flow boiling crisis. *International Journal Heat and Mas Transfer*, Vol. 11, 1208–1211.

TONG, L.S. et HEWITT, G.F. (1972). *Overall viewpoint of flow boiling CHF mechanisms*, ASME paper 72-HT-54, New York.

TONG, L.S. et WEISMAN, J. (1979). *Thermal analysis of pressurized water reactors*, American Nuclear Society, LaGrange Park.

TOWNSEND, A.A. (1956). *The structure of turbulent shear flow*, Cambrige University Press, Cambrige.

VINOGRADOV, V.N. (1993). Communication Personelle.

VINOGRADOV, V.N. et KATAN, I.B. (1988). *An estimation of the exit errors on the analysis of critical heat flux data*, VINITI-2702-V88, Moscow (en russe).

WATERS, E.D., ANDERSON, J.K., THRONE, W.L., et BATCH, J.M. (1972). Experimental observations of upstream boiling burnout, *Chem. Engng Prog. Symp. Ser.*, Vol. 61, No. 57, 230–237.

WEISMAN, J. et PEI, B.S. (1983). Prediction of critical heat flux in flow boiling at

low qualities, *International Journal Heat Mass Transfer*, Vol.26, No. 8, 1463–1477.

WHALLEY, P.B. (1987). *Boiling, condensation, and gas-liquid flow*, Clarendon Press, Oxford.

WHALLEY, P.B., HUTCHINSON, P. et HEWITT, G.F. (1973). *The calculation of critical heat flux in forced convection boiling*, UKAEA, report AERE–R7520.

WHALLEY, P.B., HUTCHINSON, P. et HEWITT, G.F. (1974). The calculation of critical heat flux in forced convection boiling. *Heat transfer 1974*. Fifth international heat transfer conference, Tokyo, Vol. 4, 290–294.

WHALLEY, P.B., HUTCHINSON, P. et JAMES, P.W. (1978). The calculation of critical heat flux in complex situations using an anular flow model. *Heat transfer 1978*. Sixth international heat transfer conference, Toronto, Vol. 5, 65–70.

YADIGAROGLU, G. (1981). Two–phase flow instabilities and propagation phenomena. *Thermohydraulics of two–phase systems for industrial design and nuclear engineering*, éd. J.M. Delhaye, M.Giot et M.L. Riethmuller, Hemispere Publishing Corporation, New York, 353–403.

YADIGAROGLU, G. et BERGLES, A.E. (1972). Fundamental and higher–mode density wave oscillations in two–phase flow. *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME*, Vol. 94, 189–195.

YING, S.H. et WEISMAN, J. (1986). Prediction of the critical heat flux in flow boiling at intermediate qualities, *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol.29, No. 11, 1639–1648.

ZUBER, N. et FINDLAY, J.A. (1965). Average volumetric concentration in two–phase flow systems. *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME*, Vol. 87, 453–468.

ANNEXES

ANNEXE I

Écoulement vertical. Conditions et résultats expérimentaux.

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical.

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
0.75	1.0	5.21	1013	122.9	7.58	130.0	194.3	0.504	60.6	3216
0.75	1.0	5.17	998	140.6	7.59	53.3	118.9	0.522	57.8	3064
0.75	1.0	5.13	1005	156.5	7.61	-16.5	51.1	0.522	54.7	2901
0.75	1.0	10.01	1019	122.3	11.42	248.4	274.1	0.497	64.1	3400
0.75	1.0	9.98	1005	142.3	11.50	162.6	190.3	0.533	62.5	3314
0.75	1.0	9.96	1003	161.7	11.57	78.3	107.7	0.564	61.3	3249
0.75	1.0	9.96	994	179.8	11.59	-0.6	29.0	0.562	56.6	3000
0.75	1.0	10.18	2002	163.0	13.67	76.9	135.9	0.387	86.1	4566
0.75	1.0	10.25	2021	181.6	13.77	-3.4	55.9	0.376	76.5	4060
0.75	1.0	29.77	1011	152.6	30.33	361.6	366.5	0.454	59.9	3178
0.75	1.0	29.80	1000	171.7	30.40	278.7	284.0	0.525	61.4	3258
0.75	1.0	29.80	1009	192.0	30.43	189.5	195.0	0.535	58.4	3098
0.75	1.0	29.77	988	211.3	30.44	102.3	108.2	0.571	56.1	2975
0.75	1.0	29.78	1027	231.2	30.49	11.1	17.3	0.543	51.0	2706
0.75	1.0	29.87	2017	152.4	30.70	363.4	370.7	0.220	76.9	4079
0.75	1.0	29.93	2017	171.6	30.84	280.7	288.6	0.244	72.8	3864
0.75	1.0	29.93	2028	192.9	30.93	186.8	195.4	0.261	66.9	3547
0.75	1.0	29.82	2019	213.1	30.93	94.7	104.4	0.285	61.5	3263
0.75	1.0	29.78	2014	231.3	31.03	10.8	21.2	0.316	58.5	3104
0.75	1.0	29.97	3023	171.7	31.26	280.5	291.2	0.162	86.7	4600
0.75	1.0	30.01	2986	191.9	31.42	191.9	203.4	0.180	77.4	4108

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
0.75	1.0	29.93	3024	211.1	31.50	104.5	117.5	0.196	69.4	3682
0.75	1.0	30.00	2991	230.2	31.77	17.9	32.5	0.226	63.8	3382
0.75	1.0	30.02	4049	211.7	32.20	102.9	120.9	0.156	78.0	4135
0.75	1.0	30.06	4051	232.1	32.55	9.4	30.1	0.184	69.0	3662
1.00	1.0	5.39	1010	72.0	7.31	350.1	402.3	0.408	61.2	2437
1.00	1.0	5.25	997	72.7	7.16	343.0	396.0	0.400	59.4	2363
1.00	1.0	5.31	1004	92.5	7.26	261.7	315.1	0.422	58.0	2308
1.00	1.0	5.24	1014	109.7	7.52	186.8	248.8	0.443	57.0	2268
1.00	1.0	5.36	1008	112.1	7.63	180.7	241.6	0.455	57.6	2290
1.00	1.0	5.25	1011	131.0	7.66	96.8	161.7	0.474	55.5	2209
1.00	1.0	5.22	997	149.4	7.71	17.0	84.1	0.489	52.4	2085
1.00	1.0	5.32	1013	150.9	7.90	13.8	82.1	0.492	53.3	2122
1.00	1.0	5.79	1997	70.6	9.80	367.9	462.3	0.299	99.7	3964
1.00	1.0	5.79	2016	91.1	10.42	281.8	387.9	0.330	98.4	3915
1.00	1.0	5.94	1997	110.4	10.82	204.6	313.6	0.348	93.4	3718
1.00	1.0	6.18	2013	130.9	11.46	124.2	238.0	0.372	90.9	3616
1.00	1.0	6.09	1949	151.3	11.69	34.5	154.8	0.402	85.4	3397
1.00	1.0	6.03	2031	169.3	11.82	-45.3	78.8	0.374	74.9	2980
1.00	1.0	6.73	3033	72.2	11.84	386.7	492.2	0.223	129.5	5151
1.00	1.0	7.33	3043	91.9	12.69	319.3	423.8	0.247	126.6	5035
1.00	1.0	7.83	3025	112.4	13.57	244.2	350.8	0.270	121.5	4832
1.00	1.0	8.28	3018	132.6	14.51	168.6	279.2	0.297	117.7	4682
1.00	1.0	8.68	3011	151.4	15.53	96.8	213.2	0.327	115.4	4593
1.00	1.0	8.83	3027	171.7	16.32	11.9	135.8	0.343	107.9	4294
1.00	1.0	8.60	3016	191.9	16.43	-82.3	48.0	0.344	93.8	3731
1.00	1.0	10.02	1002	81.6	11.21	419.9	441.9	0.398	61.5	2447
1.00	1.0	10.01	997	102.4	11.35	332.7	357.3	0.433	60.4	2404
1.00	1.0	10.02	1000	121.2	11.45	253.1	279.3	0.460	59.3	2360

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.00	1.0	9.99	1004	140.4	11.58	170.9	199.8	0.485	57.9	2303
1.00	1.0	9.98	997	160.6	11.59	83.5	112.8	0.494	54.1	2152
1.00	1.0	9.99	989	181.5	11.67	-8.0	22.5	0.510	50.8	2019
1.00	1.0	10.03	1987	81.2	12.62	421.9	467.5	0.296	101.7	4045
1.00	1.0	10.09	2004	81.2	12.38	423.3	463.6	0.279	99.2	3946
1.00	1.0	10.11	2006	102.6	12.96	333.5	383.0	0.307	95.9	3816
1.00	1.0	10.13	2009	121.2	13.29	255.2	309.5	0.331	93.0	3699
1.00	1.0	10.14	1999	140.5	13.66	173.3	233.0	0.356	89.5	3559
1.00	1.0	10.10	2023	161.8	14.05	80.5	146.8	0.378	85.6	3407
1.00	1.0	10.13	2018	180.5	14.20	-0.5	67.4	0.380	77.5	3084
1.00	1.0	10.31	3003	102.7	14.26	336.7	402.2	0.235	122.3	4864
1.00	1.0	10.27	3027	122.6	14.92	251.6	327.3	0.265	119.5	4754
1.00	1.0	10.35	3020	141.4	15.67	173.0	257.7	0.295	116.4	4631
1.00	1.0	10.36	3012	162.4	16.45	82.6	177.9	0.324	111.0	4417
1.00	1.0	10.27	3002	181.9	16.96	-4.5	99.2	0.339	102.1	4062
1.00	1.0	10.22	4040	101.6	15.10	339.6	419.0	0.168	137.8	5481
1.00	1.0	10.68	4009	101.7	15.45	347.5	423.3	0.168	138.0	5490
1.00	1.0	10.31	4019	101.8	15.31	340.6	421.3	0.174	139.5	5550
1.00	1.0	10.40	4018	120.5	16.16	262.9	353.6	0.206	136.5	5431
1.00	1.0	10.90	4015	121.8	16.39	266.5	351.1	0.203	135.8	5404
1.00	1.0	10.25	4017	140.4	16.65	175.4	275.5	0.225	127.0	5052
1.00	1.0	10.79	4014	141.4	17.06	181.1	276.4	0.228	128.8	5124
1.00	1.0	10.72	4031	162.9	17.98	87.1	195.4	0.261	123.7	4919
1.00	1.0	10.97	4021	181.4	19.15	10.5	128.7	0.288	118.7	4723
1.00	1.0	11.15	4019	192.4	19.90	-35.4	88.5	0.307	116.9	4650
1.00	1.0	11.32	4033	199.6	19.64	-64.3	53.4	0.292	105.2	4185
1.00	1.0	11.10	4043	201.6	20.19	-76.9	51.1	0.306	108.5	4316
1.00	1.0	19.76	995	131.8	20.80	350.7	362.6	0.563	70.9	2820

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.00	1.0	19.76	999	152.3	20.84	262.5	274.9	0.589	69.2	2752
1.00	1.0	19.76	994	171.4	20.86	179.5	192.2	0.594	65.2	2593
1.00	1.0	19.78	1005	190.9	20.93	93.8	106.9	0.605	62.7	2493
1.00	1.0	19.72	995	209.6	20.90	9.6	23.2	0.613	58.5	2327
1.00	1.0	19.87	2014	132.6	21.71	348.2	368.9	0.331	98.6	3921
1.00	1.0	19.88	1977	149.2	21.89	277.0	299.7	0.358	94.8	3773
1.00	1.0	19.85	1997	170.5	22.09	184.6	209.7	0.376	90.0	3580
1.00	1.0	19.85	1986	189.6	22.22	100.3	126.9	0.392	84.1	3344
1.00	1.0	19.85	2014	209.7	22.37	10.6	38.8	0.393	76.4	3041
1.00	1.0	20.01	3025	132.9	22.36	348.6	374.7	0.222	116.8	4647
1.00	1.0	20.04	3033	151.5	22.60	268.9	297.3	0.239	109.8	4367
1.00	1.0	20.10	3020	171.1	23.14	184.7	218.0	0.272	106.0	4215
1.00	1.0	20.09	3028	191.8	23.55	93.5	131.2	0.298	99.8	3972
1.00	1.0	20.07	3015	210.9	23.89	8.1	49.7	0.317	92.1	3664
1.00	1.0	20.16	4038	132.9	23.07	350.1	382.1	0.160	132.3	5265
1.00	1.0	20.11	4024	151.3	23.33	270.6	305.9	0.178	122.6	4877
1.00	1.0	20.14	4060	171.7	23.76	182.7	222.1	0.198	113.6	4521
1.00	1.0	20.23	4036	191.8	24.33	94.7	138.9	0.227	106.2	4224
1.00	1.0	20.32	4028	211.3	25.08	8.1	58.8	0.256	99.5	3960
1.00	1.0	29.74	1001	152.4	30.48	362.4	368.9	0.566	69.5	2763
1.00	1.0	29.77	989	171.0	30.56	281.8	288.7	0.603	67.9	2702
1.00	1.0	29.70	1008	191.0	30.53	193.1	200.3	0.606	65.0	2587
1.00	1.0	29.71	991	209.8	30.55	108.4	115.7	0.620	60.9	2424
1.00	1.0	29.72	1003	230.0	30.59	16.2	23.8	0.631	58.0	2306
1.00	1.0	29.77	2008	151.9	30.99	364.4	375.0	0.304	92.0	3660
1.00	1.0	29.79	2020	171.7	31.12	279.0	289.9	0.329	88.5	3519
1.00	1.0	29.80	2016	191.8	31.30	190.2	202.6	0.357	84.3	3353
1.00	1.0	29.78	2000	212.0	31.43	99.4	113.2	0.388	80.2	3189

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.00	1.0	29.76	2013	229.8	31.54	17.3	32.1	0.397	73.9	2938
1.00	1.0	29.90	3012	151.5	31.43	367.3	380.0	0.189	107.1	4260
1.00	1.0	29.88	3010	171.5	31.58	280.3	294.4	0.213	100.3	3991
1.00	1.0	29.87	3015	191.1	31.77	194.2	210.0	0.235	93.6	3722
1.00	1.0	29.94	2998	211.8	32.12	101.4	119.5	0.268	87.8	3494
1.00	1.0	29.97	2972	231.2	32.47	12.8	33.6	0.302	83.0	3301
1.00	1.0	30.09	4032	152.4	31.89	365.1	379.9	0.126	120.0	4773
1.00	1.0	30.12	4029	171.8	32.14	281.2	297.9	0.145	109.5	4358
1.00	1.0	30.08	4032	193.0	32.41	187.3	206.6	0.170	99.6	3963
1.00	1.0	30.15	4021	212.3	32.87	101.3	123.7	0.200	93.1	3704
1.00	1.0	30.15	4039	232.4	33.36	9.1	35.5	0.232	86.4	3437
1.00	1.0	30.07	6067	151.8	32.01	367.6	383.6	0.047	137.8	5483
1.00	1.0	30.02	6082	171.7	32.49	280.6	301.1	0.070	124.3	4945
1.00	1.0	30.11	6045	191.2	33.27	195.6	221.6	0.101	114.3	4547
1.00	1.0	30.24	6054	212.0	34.21	103.0	135.5	0.133	104.0	4137
1.00	1.0	30.23	6071	231.9	35.23	10.8	51.4	0.171	97.1	3861
1.40	1.0	5.14	999	72.5	7.44	340.1	403.6	0.426	62.1	1764
1.40	1.0	5.09	1004	91.4	7.56	259.5	327.2	0.448	60.8	1727
1.40	1.0	5.12	1005	111.5	7.78	175.4	247.4	0.471	59.0	1677
1.40	1.0	5.10	994	131.0	7.84	92.2	166.0	0.495	56.7	1612
1.40	1.0	5.12	996	150.3	7.97	9.8	86.0	0.508	54.1	1537
1.40	1.0	5.98	2014	90.4	11.05	290.1	402.1	0.340	101.2	2877
1.40	1.0	5.96	2012	110.4	11.59	205.0	327.2	0.366	97.9	2781
1.40	1.0	6.10	2022	130.5	11.94	123.7	247.9	0.380	93.1	2647
1.40	1.0	6.12	2008	151.2	12.18	35.6	163.3	0.392	86.0	2443
1.40	1.0	6.09	2010	170.7	12.36	-50.1	81.3	0.389	77.0	2187
1.40	1.0	7.90	3015	91.3	14.38	334.7	451.8	0.279	137.5	3908
1.40	1.0	8.22	3003	112.7	15.08	251.8	371.8	0.298	130.0	3695

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.40	1.0	8.52	3015	131.6	15.89	178.0	302.7	0.321	126.1	3582
1.40	1.0	8.60	3024	151.3	16.41	95.5	225.5	0.333	117.7	3346
1.40	1.0	8.56	3013	170.6	16.66	10.9	145.2	0.339	106.2	3019
1.40	1.0	8.55	3052	191.6	16.84	-82.4	54.4	0.331	90.9	2584
1.40	1.0	9.93	995	91.5	11.55	376.8	406.3	0.489	68.1	1936
1.40	1.0	9.95	1026	111.4	11.73	293.2	325.4	0.505	67.7	1923
1.40	1.0	9.96	1017	130.6	11.71	211.8	243.5	0.500	62.4	1772
1.40	1.0	9.99	995	149.4	11.95	131.8	167.0	0.569	64.0	1819
1.40	1.0	9.97	999	170.2	11.98	41.5	77.4	0.572	60.1	1706
1.40	1.0	10.12	2022	112.4	13.94	292.1	356.4	0.359	103.1	2930
1.40	1.0	10.17	2023	132.1	14.26	209.6	277.8	0.376	98.3	2793
1.40	1.0	10.19	2034	151.2	14.46	128.1	198.9	0.384	92.1	2616
1.40	1.0	10.16	2006	172.2	14.58	36.5	109.4	0.396	84.1	2389
1.40	1.0	10.18	2009	190.4	14.81	-43.4	32.5	0.401	77.0	2188
1.40	1.0	10.43	4032	110.4	17.82	306.4	418.0	0.250	163.9	4659
1.40	1.0	10.27	4032	111.7	17.90	297.8	413.6	0.254	163.8	4656
1.40	1.0	10.87	3999	131.0	18.74	226.6	341.7	0.270	154.0	4376
1.40	1.0	10.87	4025	151.3	19.71	139.7	266.4	0.285	143.9	4089
1.40	1.0	10.99	4035	170.4	20.59	58.8	193.5	0.301	134.2	3813
1.40	1.0	11.18	4066	190.4	21.41	-25.9	114.5	0.315	123.2	3502
1.40	1.0	11.22	4060	190.5	21.33	-25.5	113.2	0.313	122.4	3478
1.40	1.0	12.50	6089	132.3	22.00	248.9	373.5	0.179	184.8	5251
1.40	1.0	13.14	6055	148.4	22.84	190.1	313.4	0.192	173.0	4915
1.40	1.0	29.78	1002	140.6	30.66	413.2	420.9	0.594	74.6	2119
1.40	1.0	29.84	998	160.3	30.72	328.8	336.5	0.606	71.2	2023
1.40	1.0	29.83	1011	179.4	30.81	245.4	254.0	0.609	68.1	1935
1.40	1.0	29.79	1014	198.5	30.80	160.5	169.3	0.606	63.6	1808
1.40	1.0	29.83	1009	219.5	30.86	65.5	74.6	0.609	58.8	1671

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.40	1.0	29.93	2008	141.6	31.41	410.1	422.3	0.347	104.4	2966
1.40	1.0	29.92	2021	161.3	31.59	325.2	339.1	0.367	99.9	2840
1.40	1.0	29.91	2001	180.5	31.63	241.4	255.6	0.384	93.6	2660
1.40	1.0	29.89	2001	200.6	31.78	152.1	167.7	0.393	86.3	2452
1.40	1.0	29.87	1991	220.5	31.86	61.3	77.9	0.409	79.7	2264
1.40	1.0	29.82	4052	141.7	32.19	408.7	428.4	0.159	141.6	4024
1.40	1.0	29.89	4034	161.8	32.57	322.6	344.9	0.187	133.6	3797
1.40	1.0	29.91	3995	180.4	32.94	241.8	267.0	0.214	125.7	3572
1.40	1.0	29.97	4057	200.5	33.54	153.1	182.6	0.241	119.6	3398
1.40	1.0	30.01	3953	219.6	34.00	66.4	99.3	0.268	108.8	3092
1.40	1.0	30.06	3974	240.6	34.37	-31.5	3.9	0.285	96.0	2728
1.40	1.0	29.75	6060	140.2	32.28	414.4	435.5	0.068	163.3	4642
1.40	1.0	29.84	6046	160.7	33.05	327.2	353.8	0.097	152.6	4336
1.40	1.0	29.89	6097	181.4	33.97	237.0	270.7	0.128	143.2	4069
1.40	1.0	30.00	6097	201.7	34.94	147.7	188.2	0.161	133.8	3801
1.40	1.0	30.15	6098	220.8	36.11	62.1	110.3	0.194	125.8	3575
1.40	1.0	30.17	6099	240.8	37.48	-31.4	27.1	0.231	117.5	3338
1.80	1.0	5.07	981	80.5	7.55	304.6	372.7	0.445	61.2	1353
1.80	1.0	5.09	1001	100.4	7.79	221.7	294.7	0.467	60.7	1341
1.80	2.0	5.17	1001	110.4	7.91	181.5	254.8	0.463	58.2	1287
1.80	1.0	5.08	977	110.5	7.73	178.5	250.5	0.467	57.2	1263
1.80	1.0	5.08	996	130.7	7.97	92.4	170.2	0.485	55.8	1233
1.80	1.0	5.12	1007	150.2	8.08	10.4	89.1	0.490	52.7	1165
1.80	1.0	5.10	978	163.4	8.06	-47.4	31.4	0.500	49.4	1092
1.80	2.0	5.15	998	165.2	8.10	-53.3	25.1	0.494	49.6	1095
1.80	1.0	5.80	2005	101.0	11.60	240.3	367.3	0.355	99.1	2190
1.80	1.0	5.76	1994	110.4	11.61	199.3	327.7	0.357	94.9	2097
1.80	2.0	6.12	1976	111.0	11.97	207.3	331.3	0.375	98.1	2169

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.80	1.0	5.79	1996	130.9	11.79	113.3	244.1	0.366	88.1	1946
1.80	1.0	5.84	2007	151.2	12.16	27.6	162.9	0.378	82.4	1822
1.80	1.0	5.87	2032	165.5	12.43	-33.2	105.7	0.380	77.8	1718
1.80	2.0	6.17	2003	166.3	12.57	-28.4	104.3	0.390	78.9	1743
1.80	1.0	5.83	2035	175.4	12.58	-77.8	64.5	0.386	74.5	1646
1.80	2.0	8.76	3002	111.2	16.60	270.0	399.0	0.334	143.4	3168
1.80	1.0	8.34	2999	111.6	16.00	259.2	389.3	0.320	137.6	3041
1.80	1.0	8.22	3012	130.9	16.19	174.4	309.7	0.319	125.2	2767
1.80	1.0	8.34	3005	150.3	16.74	93.9	234.0	0.333	116.8	2582
1.80	1.0	8.28	3014	150.4	16.54	92.0	230.7	0.326	114.8	2538
1.80	2.0	8.73	2991	165.4	17.28	37.2	175.8	0.350	112.7	2491
1.80	1.0	8.25	3030	165.6	16.77	25.9	168.2	0.327	105.8	2339
1.80	1.0	8.28	3021	185.7	17.21	-62.2	85.4	0.337	95.1	2102
1.80	1.0	8.26	3008	195.6	17.40	-106.1	44.1	0.341	89.4	1976
1.80	1.0	9.96	1032	105.7	11.91	317.8	352.8	0.513	70.2	1551
1.80	2.0	10.02	1021	107.9	12.01	309.5	345.2	0.527	70.4	1556
1.80	1.0	9.98	997	120.5	12.06	255.4	292.4	0.536	67.0	1481
1.80	1.0	9.95	1003	137.7	12.03	181.3	218.7	0.544	64.5	1424
1.80	1.0	9.96	1005	150.3	12.04	127.4	164.8	0.543	61.8	1365
1.80	1.0	9.95	1008	165.5	12.11	61.5	100.0	0.543	58.6	1294
1.80	1.0	9.96	999	179.5	12.11	0.5	39.1	0.549	55.6	1228
1.80	2.0	9.98	1008	182.2	12.14	-10.9	27.6	0.558	56.4	1247
1.80	2.0	10.28	2003	106.0	14.56	322.2	392.7	0.381	109.6	2421
1.80	1.0	10.07	2015	106.5	14.38	316.0	387.8	0.372	107.9	2386
1.80	1.0	10.07	2016	121.0	14.41	254.9	327.0	0.371	101.6	2244
1.80	1.0	9.99	2004	135.4	14.51	191.7	267.0	0.382	96.8	2139
1.80	1.0	10.06	2012	150.2	14.69	129.9	206.3	0.387	91.9	2030
1.80	1.0	10.04	2009	165.3	14.76	64.1	142.0	0.392	86.3	1906

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.80	2.0	10.22	2011	180.3	14.99	1.6	79.5	0.396	80.8	1785
1.80	1.0	10.14	2022	181.6	15.00	-5.3	74.3	0.398	81.0	1789
1.80	2.0	10.61	3017	101.2	17.24	348.3	449.3	0.325	151.7	3354
1.80	2.0	10.50	3026	121.2	17.48	261.8	367.9	0.327	139.8	3089
1.80	2.0	10.55	3010	141.4	17.66	176.8	284.3	0.333	127.9	2828
1.80	2.0	10.47	3013	162.7	17.92	83.4	195.6	0.338	115.3	2548
1.80	2.0	10.44	3023	182.1	18.29	-2.3	115.1	0.343	104.3	2306
1.80	2.0	10.41	3014	200.1	18.53	-83.0	37.9	0.342	91.4	2019
1.80	2.0	11.78	4035	120.1	20.69	289.3	411.2	0.298	178.7	3950
1.80	2.0	11.88	4045	141.2	21.47	200.8	329.7	0.309	165.8	3664
1.80	2.0	11.73	4037	161.6	21.72	110.2	244.5	0.309	146.9	3247
1.80	2.0	11.60	4034	162.6	21.45	103.9	237.2	0.306	144.5	3194
1.80	1.0	11.32	4036	165.5	21.43	86.1	224.4	0.309	142.5	3149
1.80	2.0	11.57	4043	180.3	21.83	25.6	163.9	0.306	129.2	2856
1.80	1.0	11.41	4050	180.3	22.00	23.1	165.8	0.314	132.3	2923
1.80	1.0	11.45	4045	200.4	22.44	-65.6	81.3	0.318	115.5	2552
1.80	1.0	11.26	4052	210.0	22.43	-111.8	38.3	0.315	105.1	2324
1.80	2.0	16.64	6090	161.4	27.52	183.9	303.2	0.236	195.7	4325
1.80	2.0	16.63	6080	181.8	29.18	94.9	229.5	0.270	187.7	4149
1.80	2.0	17.10	6122	210.8	31.57	-29.1	119.5	0.289	162.0	3580
1.80	2.0	17.47	6100	230.8	32.55	-116.1	36.0	0.294	137.0	3029
1.80	2.0	19.96	1011	112.0	21.35	436.7	452.5	0.621	81.9	1809
1.80	2.0	19.99	1007	131.5	21.35	354.1	369.6	0.616	76.9	1700
1.80	2.0	19.98	1002	151.2	21.43	270.0	286.4	0.643	74.8	1654
1.80	2.0	19.97	1005	170.2	21.37	187.3	203.2	0.650	71.6	1582
1.80	2.0	19.96	1012	192.5	21.45	89.1	106.0	0.658	67.8	1499
1.80	2.0	19.98	1010	210.6	21.52	8.2	25.6	0.660	63.8	1409
1.80	2.0	20.06	2000	111.9	22.77	438.1	468.0	0.413	122.5	2707

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.80	2.0	20.08	2010	132.4	22.89	351.6	382.6	0.421	115.9	2562
1.80	2.0	20.08	2015	151.0	23.02	271.8	304.1	0.432	110.2	2435
1.80	2.0	20.07	2009	171.1	23.11	184.3	217.7	0.438	102.2	2258
1.80	2.0	20.06	2006	192.5	23.24	89.9	124.8	0.449	94.6	2091
1.80	2.0	19.95	1996	210.7	23.21	8.8	44.8	0.446	85.6	1892
1.80	2.0	20.31	4037	132.7	25.47	352.5	407.1	0.265	172.8	3820
1.80	2.0	20.32	4022	151.1	26.02	273.9	333.8	0.280	162.3	3588
1.80	2.0	20.28	4031	171.1	26.39	186.5	250.4	0.286	147.2	3254
1.80	2.0	20.29	4015	192.4	26.80	92.9	160.5	0.298	132.3	2925
1.80	2.0	20.32	4037	211.6	27.30	6.4	78.4	0.304	117.7	2602
1.80	2.0	20.29	4026	220.6	27.47	-34.7	39.2	0.304	109.2	2412
1.80	1.0	29.77	1010	135.5	30.83	434.7	443.9	0.624	79.0	1746
1.80	1.0	29.84	1000	136.6	30.90	430.8	440.0	0.611	76.9	1699
1.80	2.0	29.91	1004	139.5	30.95	419.0	428.1	0.650	80.1	1770
1.80	1.0	29.85	1002	151.4	30.94	367.6	377.0	0.629	75.4	1667
1.80	1.0	29.84	999	170.5	30.96	284.4	294.1	0.666	74.4	1644
1.80	1.0	29.84	1014	180.4	31.03	241.1	251.4	0.659	72.7	1605
1.80	1.0	29.83	996	199.5	31.03	156.5	166.4	0.669	68.0	1503
1.80	2.0	29.93	1014	210.9	31.10	105.6	115.1	0.698	69.3	1531
1.80	1.0	29.75	1006	212.8	30.96	95.4	105.9	0.681	66.8	1475
1.80	1.0	29.83	998	214.4	31.10	88.6	99.1	0.685	66.3	1464
1.80	1.0	29.81	1997	135.6	31.78	434.7	451.2	0.402	116.2	2567
1.80	1.0	29.91	2009	135.9	31.78	434.5	449.9	0.388	114.2	2524
1.80	2.0	29.96	1997	137.1	31.90	429.7	445.8	0.419	118.6	2622
1.80	1.0	29.92	2018	150.7	31.70	370.9	385.6	0.392	109.0	2408
1.80	1.0	29.90	2016	170.4	31.95	285.2	302.3	0.400	101.7	2249
1.80	1.0	29.92	2000	180.5	32.03	241.5	259.0	0.417	99.5	2200
1.80	1.0	29.95	1994	200.7	32.19	152.1	170.7	0.428	92.3	2041

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.80	2.0	29.95	2006	212.7	32.36	97.6	117.6	0.469	94.7	2093
1.80	1.0	29.92	2013	214.5	32.27	89.2	108.8	0.436	88.2	1950
1.80	1.0	29.81	1985	214.8	32.22	86.5	106.6	0.454	90.1	1991
1.80	2.0	30.05	3013	137.3	32.62	429.3	450.6	0.298	146.0	3226
1.80	2.0	30.04	3019	150.8	32.79	371.4	394.2	0.311	141.1	3118
1.80	2.0	30.00	3020	176.4	33.09	260.3	285.8	0.331	129.7	2867
1.80	2.0	30.00	3010	201.4	33.31	149.1	176.4	0.342	115.5	2553
1.80	2.0	30.03	3029	212.7	33.59	98.2	127.5	0.352	111.1	2456
1.80	2.0	30.06	3020	231.0	33.83	13.9	45.0	0.360	100.3	2216
1.80	2.0	30.14	4032	163.0	33.70	319.9	349.1	0.249	155.5	3437
1.80	2.0	30.16	4042	181.6	34.15	238.7	271.4	0.269	146.7	3242
1.80	1.0	30.02	4049	200.4	34.15	153.8	187.8	0.261	126.6	2798
1.80	1.0	29.93	4036	200.5	34.49	152.5	190.0	0.277	131.9	2914
1.80	2.0	30.11	4041	201.5	34.53	149.4	185.7	0.286	134.6	2974
1.80	1.0	29.94	4043	201.7	34.49	147.2	184.6	0.279	131.9	2915
1.80	1.0	30.02	4028	208.5	34.32	117.1	152.5	0.271	122.2	2700
1.80	1.0	30.08	4053	215.5	34.63	85.6	122.9	0.282	120.6	2666
1.80	1.0	30.01	4039	222.6	34.71	52.5	91.1	0.283	113.9	2516
1.80	1.0	30.02	4038	229.8	35.17	19.0	61.1	0.301	113.6	2510
1.80	1.0	29.95	4014	229.9	35.08	17.7	59.7	0.294	110.0	2431
1.80	2.0	30.14	4028	231.7	35.29	10.9	52.9	0.308	113.9	2517
2.50	2.0	5.25	1001	91.9	8.31	262.3	342.1	0.488	64.8	1031
2.50	2.0	5.25	1006	110.5	8.41	183.7	265.6	0.492	61.6	980
2.50	2.0	5.23	1000	131.4	8.36	94.5	175.8	0.490	56.6	901
2.50	2.0	5.23	1006	150.6	8.45	12.1	95.5	0.493	53.0	843
2.50	2.0	5.20	1017	170.8	8.41	-76.3	7.4	0.475	47.2	751
2.50	2.0	6.20	2010	90.8	12.68	294.6	428.2	0.391	111.9	1781
2.50	2.0	6.10	1984	111.0	12.59	206.3	341.3	0.389	101.4	1613

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
2.50	2.0	6.11	1998	131.6	12.78	119.7	257.2	0.393	94.2	1499
2.50	2.0	6.12	2006	132.2	12.79	117.2	254.9	0.392	94.1	1498
2.50	2.0	6.26	2006	150.9	12.95	40.8	177.1	0.385	85.0	1352
2.50	2.0	6.08	2025	170.8	13.20	-50.5	94.6	0.390	77.7	1236
2.50	2.0	6.07	2061	186.9	13.38	-121.6	26.6	0.381	69.7	1109
2.50	2.0	8.79	3018	91.8	17.38	352.2	490.8	0.347	160.7	2556
2.50	2.0	8.72	3009	110.9	17.51	270.0	411.7	0.348	148.1	2357
2.50	2.0	8.72	3020	131.5	17.73	182.7	327.3	0.350	135.9	2163
2.50	2.0	8.74	3019	131.9	17.75	181.7	325.9	0.352	136.2	2167
2.50	2.0	8.63	2998	150.9	17.77	97.7	244.7	0.348	121.7	1936
2.50	2.0	8.71	3028	170.5	18.23	14.2	165.3	0.350	110.5	1758
2.50	2.0	8.78	3071	191.2	18.83	-75.4	81.5	0.348	97.7	1555
2.50	2.0	10.11	1003	101.7	12.44	337.2	378.1	0.561	74.0	1177
2.50	2.0	10.10	1006	123.5	12.53	244.9	287.5	0.569	70.4	1119
2.50	2.0	10.10	1003	141.9	12.57	166.3	209.6	0.570	66.3	1054
2.50	2.0	10.08	996	160.2	12.40	87.2	128.1	0.554	60.2	958
2.50	2.0	10.07	1024	161.1	12.47	82.8	125.2	0.549	61.2	973
2.50	2.0	10.04	995	180.1	12.48	-0.6	42.5	0.560	56.4	897
2.50	2.0	10.35	2013	102.0	15.25	340.5	419.4	0.403	116.3	1851
2.50	2.0	10.34	2009	122.2	15.35	254.7	335.4	0.406	108.1	1720
2.50	2.0	10.31	2011	140.8	15.43	174.8	257.1	0.402	99.4	1582
2.50	2.0	10.30	2023	161.2	15.37	86.6	168.3	0.390	88.5	1407
2.50	2.0	10.28	2013	162.5	15.42	80.9	163.7	0.396	88.8	1414
2.50	2.0	10.26	2008	180.9	15.52	-0.2	84.2	0.396	80.3	1278
2.50	2.0	10.24	1999	192.1	15.57	-50.3	35.2	0.392	74.2	1180
2.50	2.0	11.71	4014	102.1	21.73	363.8	498.4	0.316	200.3	3187
2.50	2.0	11.42	4021	121.2	21.98	278.2	420.6	0.321	185.8	2956
2.50	2.0	11.84	4038	143.1	22.75	191.9	335.4	0.328	171.1	2723

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
2.50	2.0	11.58	4031	161.1	22.68	109.7	256.9	0.322	152.0	2418
2.50	2.0	11.68	4034	162.6	22.88	105.0	252.6	0.328	153.5	2442
2.50	2.0	11.70	4050	181.0	23.29	24.8	176.4	0.324	136.2	2168
2.50	2.0	11.70	4045	202.5	23.77	-70.5	86.1	0.326	117.5	1869
2.50	2.0	11.64	4034	211.4	24.01	-111.0	48.8	0.327	109.6	1745
2.50	2.0	16.93	6106	161.5	31.31	187.2	335.8	0.291	229.1	3646
2.50	2.0	16.70	6026	180.2	31.62	102.8	257.0	0.296	203.5	3239
2.50	2.0	16.91	6085	201.5	32.68	10.7	171.1	0.302	180.8	2878
2.50	2.0	16.80	6077	211.3	33.05	-35.3	129.6	0.304	168.3	2678
2.50	2.0	29.82	1002	148.6	31.13	379.1	390.0	0.708	83.2	1323
2.50	2.0	29.80	991	169.4	31.21	289.0	300.7	0.739	80.5	1281
2.50	2.0	29.82	1002	190.5	31.23	196.4	208.0	0.732	76.1	1210
2.50	2.0	29.80	1009	209.4	31.24	111.0	123.0	0.734	72.6	1155
2.50	2.0	29.79	994	229.5	31.29	19.2	31.7	0.753	68.6	1092
2.50	2.0	29.86	2008	150.6	32.43	370.8	392.2	0.468	122.2	1944
2.50	2.0	29.87	2012	170.4	32.54	285.3	307.5	0.477	115.6	1839
2.50	2.0	29.88	2021	190.3	32.67	197.5	220.7	0.482	108.0	1718
2.50	2.0	29.85	2012	211.3	32.70	103.0	126.7	0.483	98.2	1563
2.50	2.0	29.88	2001	231.3	32.86	11.6	36.4	0.485	88.8	1413
2.50	2.0	30.02	4039	150.8	34.82	371.1	410.4	0.297	183.7	2923
2.50	2.0	30.01	4040	170.9	35.12	284.1	325.9	0.305	168.8	2686
2.50	2.0	30.02	4029	190.3	35.40	198.8	242.7	0.311	153.5	2442
2.50	2.0	30.01	4037	210.7	35.71	107.1	153.5	0.320	138.1	2198
2.50	2.0	29.98	4021	231.3	36.10	11.7	61.4	0.326	120.6	1919
2.50	2.0	29.99	4024	241.5	36.29	-36.0	15.0	0.327	111.4	1772
2.50	2.0	30.23	6104	189.2	38.73	205.1	272.5	0.258	204.7	3257
2.50	2.0	30.24	6079	211.1	39.55	107.1	180.4	0.272	181.9	2894
2.50	2.0	30.13	6076	230.2	40.20	18.1	97.0	0.280	158.7	2526

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
3.50	2.0	5.13	1012	81.9	8.35	300.4	385.0	0.430	61.3	696
3.50	2.0	5.14	1011	101.0	8.47	220.7	307.2	0.442	58.5	664
3.50	2.0	5.12	1005	120.1	8.37	139.1	224.3	0.438	53.6	609
3.50	2.0	5.13	1009	139.9	8.55	54.9	143.7	0.445	50.3	572
3.50	2.0	5.27	1022	150.6	8.68	13.3	100.6	0.449	49.2	558
3.50	2.0	5.12	1029	159.9	8.61	-31.5	58.8	0.437	46.0	523
3.50	2.0	5.95	2012	100.2	13.09	247.9	395.2	0.372	103.6	1177
3.50	2.0	5.81	2006	121.3	13.00	154.8	304.5	0.366	92.8	1054
3.50	2.0	5.84	2021	140.0	13.24	76.1	228.6	0.367	85.6	973
3.50	2.0	5.66	2012	160.0	13.07	-15.6	139.5	0.354	73.4	834
3.50	2.0	5.63	2009	166.5	13.13	-44.8	112.4	0.360	71.7	814
3.50	2.0	5.62	2015	178.9	13.25	-99.2	59.9	0.354	65.0	738
3.50	2.0	8.48	3011	99.9	17.95	311.3	463.6	0.333	150.1	1705
3.50	2.0	8.42	3023	121.4	18.08	219.3	374.7	0.331	135.8	1544
3.50	2.0	8.37	3005	140.7	18.27	135.7	294.7	0.333	123.1	1399
3.50	2.0	8.33	3019	160.1	18.59	51.3	214.9	0.331	110.5	1256
3.50	2.0	8.36	3016	176.3	18.90	-18.7	148.1	0.338	101.8	1157
3.50	2.0	8.18	3015	179.8	18.55	-38.1	128.4	0.326	95.2	1082
3.50	2.0	8.16	3076	200.0	18.93	-128.4	43.2	0.317	80.5	915
3.50	2.0	10.03	1006	99.1	12.54	346.7	391.0	0.515	70.1	796
3.50	2.0	10.00	1002	122.3	12.50	248.2	292.3	0.514	64.7	735
3.50	2.0	10.00	997	141.1	12.56	167.9	212.9	0.521	61.1	694
3.50	2.0	10.00	1001	159.5	12.69	88.7	136.0	0.523	57.5	653
3.50	2.0	9.99	1011	180.1	12.80	-1.5	47.7	0.519	53.1	603
3.50	2.0	10.25	2005	90.9	15.42	385.3	468.6	0.379	115.6	1313
3.50	2.0	10.22	2003	111.0	15.43	299.8	383.8	0.376	106.3	1208
3.50	2.0	10.23	2015	130.4	15.56	217.6	303.3	0.370	97.4	1107
3.50	2.0	10.19	2015	150.8	15.53	129.5	215.5	0.360	86.5	983

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} ^oC	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
3.50	2.0	10.20	2019	170.7	15.72	43.5	131.9	0.357	77.4	879
3.50	2.0	10.18	2020	190.2	15.79	-42.5	47.2	0.350	67.2	764
3.50	2.0	10.66	3027	110.9	18.95	308.2	429.4	0.326	146.4	1664
3.50	2.0	10.64	3047	131.4	19.15	220.6	344.8	0.325	133.5	1518
3.50	2.0	10.63	3027	149.3	19.23	143.9	269.3	0.320	119.7	1360
3.50	2.0	10.58	3002	170.0	19.31	53.3	180.6	0.319	104.6	1188
3.50	2.0	10.57	3028	190.2	19.62	-35.9	95.1	0.314	90.4	1027
3.50	2.0	10.49	3020	210.3	19.72	-127.2	6.4	0.301	72.4	823
3.50	2.0	11.52	4018	150.0	23.37	156.4	312.0	0.312	157.2	1787
3.50	2.0	11.44	4035	170.0	23.74	68.5	229.2	0.313	140.6	1598
3.50	2.0	11.43	4028	189.5	24.09	-17.9	146.6	0.314	123.1	1399
3.50	2.0	11.46	4036	209.5	24.61	-106.7	62.5	0.306	102.3	1163
3.50	2.0	16.99	6062	205.4	34.38	-6.1	166.9	0.308	178.2	2026
3.50	2.0	17.75	6079	229.5	35.17	-107.1	62.5	0.305	145.6	1655
3.50	2.0	19.80	1002	109.1	21.72	447.2	468.9	0.628	82.4	936
3.50	2.0	19.81	1004	130.5	21.77	356.6	378.8	0.629	78.1	887
3.50	2.0	19.81	995	149.1	21.83	276.8	299.6	0.656	75.9	863
3.50	2.0	19.83	997	170.1	21.97	185.9	210.0	0.660	72.0	818
3.50	2.0	19.79	1009	190.3	22.08	96.7	122.4	0.656	67.9	772
3.50	2.0	19.80	1018	210.3	22.08	7.3	32.9	0.653	63.6	723
3.50	2.0	19.88	1983	111.1	23.57	439.4	479.8	0.429	124.8	1418
3.50	2.0	19.88	2017	131.3	23.72	353.7	395.7	0.431	118.6	1348
3.50	2.0	19.89	1978	150.0	23.74	273.8	315.9	0.436	109.3	1242
3.50	2.0	19.90	1989	170.1	23.87	186.5	229.9	0.432	100.3	1140
3.50	2.0	19.92	2017	190.5	24.11	97.0	142.4	0.430	92.3	1049
3.50	2.0	20.02	1995	210.4	24.31	9.3	55.7	0.423	81.2	922
3.50	2.0	19.90	1980	211.2	24.05	4.6	49.8	0.425	80.5	915
3.50	2.0	19.98	2008	211.7	24.47	3.0	51.5	0.435	83.3	946

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
3.50	2.0	20.19	3025	211.8	27.06	4.3	75.5	0.356	102.9	1169
3.50	2.0	20.09	4029	170.0	28.25	189.2	272.6	0.303	154.1	1752
3.50	2.0	20.11	4043	191.4	28.77	95.2	183.2	0.310	138.3	1572
3.50	2.0	20.27	4048	210.3	29.63	12.0	105.7	0.309	121.1	1376
3.50	2.0	20.12	4029	210.5	29.24	9.4	101.4	0.312	121.5	1380
3.50	2.0	20.39	4039	211.9	29.75	6.3	99.7	0.315	122.1	1388
3.50	2.0	20.07	4052	229.5	29.72	-78.3	18.6	0.308	102.7	1167
3.50	2.0	20.67	5084	213.1	32.72	3.7	118.6	0.295	142.9	1624
3.50	2.0	20.48	5729	210.5	35.12	13.4	149.8	0.298	165.5	1881
3.50	2.0	20.93	5669	215.3	34.76	-3.3	125.2	0.293	156.0	1773
3.50	2.0	28.14	6089	231.1	41.51	-4.0	102.1	0.294	161.8	1838
3.50	2.0	27.06	6084	231.5	41.53	-15.7	100.6	0.298	161.4	1834
3.50	2.0	29.99	1001	129.7	31.58	461.2	474.4	0.678	84.4	959
3.50	2.0	29.99	1002	152.1	31.69	365.7	379.8	0.708	82.5	937
3.50	2.0	30.00	994	171.0	31.74	283.6	298.1	0.712	78.0	886
3.50	2.0	29.99	989	192.5	31.77	189.0	203.7	0.750	76.3	867
3.50	2.0	30.00	1004	208.3	31.89	118.0	133.7	0.746	73.5	836
3.50	2.0	30.02	991	228.5	31.93	25.9	41.7	0.752	68.6	779
3.50	2.0	29.98	997	230.4	31.99	16.7	33.3	0.760	69.3	787
3.50	2.0	30.03	2004	131.5	32.93	453.9	477.9	0.460	129.0	1466
3.50	2.0	30.03	2008	151.0	33.02	370.4	395.1	0.455	119.9	1362
3.50	2.0	30.03	2010	171.1	33.23	283.6	310.2	0.482	116.1	1319
3.50	2.0	30.03	2022	191.5	33.38	193.6	221.3	0.477	106.7	1212
3.50	2.0	29.84	1993	209.7	33.22	110.2	138.2	0.479	97.4	1106
3.50	2.0	30.00	2004	226.6	33.47	34.5	63.2	0.471	88.7	1008
3.50	2.0	29.84	2017	228.4	33.41	24.7	54.4	0.478	89.7	1019
3.50	2.0	29.85	2006	229.6	33.45	19.1	48.9	0.487	90.2	1025
3.50	2.0	30.02	2005	229.7	33.68	20.1	50.4	0.483	89.3	1015

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
3.50	2.0	30.05	2013	229.7	33.61	20.6	50.0	0.477	88.8	1009
3.50	2.0	29.83	1998	233.2	33.57	2.6	33.5	0.491	88.9	1010
3.50	2.0	30.08	3023	150.0	34.21	375.1	409.1	0.350	152.6	1734
3.50	2.0	30.09	3000	170.0	34.59	288.5	325.4	0.372	144.2	1638
3.50	2.0	30.08	3023	190.4	34.85	198.7	237.7	0.377	133.0	1511
3.50	2.0	29.90	3031	210.4	35.00	107.3	149.2	0.378	119.8	1362
3.50	2.0	30.09	3030	229.7	35.41	20.0	63.4	0.377	106.0	1204
3.50	2.0	30.06	3010	230.4	35.28	16.6	59.2	0.382	106.3	1207
3.50	2.0	29.98	3015	230.5	35.22	15.4	58.2	0.379	105.5	1199
3.50	2.0	29.84	3019	230.5	35.00	14.2	56.5	0.380	105.9	1203
3.50	2.0	30.05	3010	231.4	35.31	11.8	54.8	0.383	105.9	1203
3.50	2.0	29.86	3017	233.2	35.35	1.4	46.3	0.390	106.5	1210
3.50	2.0	30.14	4030	171.1	35.96	284.3	331.5	0.308	169.3	1925
3.50	2.0	30.13	4025	191.5	36.25	194.5	244.1	0.317	154.3	1753
3.50	2.0	30.17	4017	210.5	36.66	109.2	161.5	0.322	138.5	1574
3.50	2.0	29.92	4038	230.2	37.29	16.3	75.7	0.338	126.3	1436
3.50	2.0	30.12	4046	230.3	37.03	17.6	73.2	0.324	121.9	1386
3.50	2.0	30.10	4038	230.5	37.15	16.3	73.0	0.330	123.3	1402
3.50	2.0	29.98	4065	234.3	37.36	-2.6	56.7	0.334	122.1	1387
3.50	2.0	30.13	4039	240.6	37.35	-30.9	27.1	0.330	113.8	1293
3.50	2.0	30.14	4789	230.8	38.64	15.5	82.9	0.307	136.2	1548
3.50	2.0	30.10	5040	232.4	39.45	7.7	81.5	0.306	140.9	1601
3.50	2.0	30.39	6073	232.1	42.35	11.6	103.4	0.290	161.9	1841
3.50	2.0	30.20	6106	238.6	42.06	-20.7	70.9	0.289	152.6	1734
3.50	2.0	30.39	6076	240.7	42.67	-29.1	65.1	0.290	150.0	1705
3.50	2.0	39.98	1983	182.2	42.56	312.8	331.1	0.504	117.2	1331
3.50	2.0	39.99	2009	211.4	42.74	182.2	201.7	0.504	105.6	1200
3.50	2.0	39.91	2005	242.9	42.92	35.2	56.5	0.515	92.6	1052

Tableau A.I : Flux de chaleur critique en écoulement vertical (suite).

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
3.50	2.0	39.99	1992	245.8	42.95	21.8	42.7	0.514	90.4	1027
3.50	2.0	40.00	2015	245.8	42.98	21.9	43.0	0.515	91.6	1040
3.50	2.0	39.96	2043	248.9	42.97	7.0	28.3	0.496	88.0	1000
3.50	2.0	40.05	4035	184.3	44.88	303.5	337.2	0.320	173.0	1966
3.50	2.0	40.07	4044	211.4	45.34	182.8	219.3	0.332	152.6	1734
3.50	2.0	40.04	4036	240.9	45.83	45.8	85.8	0.341	127.8	1453
3.50	2.0	40.08	4029	246.9	45.93	17.7	58.1	0.347	123.9	1408
3.50	2.0	40.20	4045	248.1	45.97	12.6	52.3	0.347	123.4	1402
3.50	2.0	40.36	6121	245.8	49.77	24.3	87.5	0.287	158.3	1799
3.50	2.0	40.26	6095	248.4	49.21	10.9	71.3	0.296	158.6	1803

ANNEXE II

Écoulement horizontal. Conditions et résultats expérimentaux.

Tableau A.II : Flux de chaleur critique en écoulement horizontal.

L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.00	2.0	9.97	1009	89.7	10.12	385.1	388.1	0.248	44.9	1785
1.00	2.0	10.12	988	101.5	10.98	338.4	354.2	0.373	54.1	2152
1.00	2.0	10.03	1010	112.0	10.79	292.4	306.6	0.347	50.3	2002
1.00	2.0	10.15	997	119.8	11.29	261.6	282.5	0.416	55.1	2190
1.00	2.0	9.97	974	130.3	11.14	213.5	235.1	0.468	56.6	2253
1.00	2.0	10.06	990	169.8	11.34	45.1	68.4	0.536	56.0	2226
1.00	2.0	10.27	2010	91.0	12.40	385.3	422.6	0.260	91.7	3648
1.00	2.0	10.30	1989	131.0	13.15	216.8	265.5	0.320	86.0	3421
1.00	2.0	10.21	1974	168.8	13.48	51.9	107.5	0.369	78.9	3139
1.00	2.0	10.74	3994	121.1	15.61	266.6	343.5	0.192	130.6	5196
1.00	2.0	11.33	3978	150.5	16.88	151.3	234.8	0.228	121.2	4823
1.00	2.0	11.54	3977	179.6	18.49	28.3	128.5	0.276	115.6	4598
1.00	2.0	29.79	992	161.2	29.89	324.7	325.6	0.475	58.8	2337
1.00	2.0	29.78	992	190.1	30.11	198.0	200.9	0.478	52.7	2097
1.00	2.0	29.79	983	220.0	30.20	62.6	66.2	0.473	45.1	1792
1.00	2.0	29.79	1998	160.9	30.65	325.8	333.3	0.278	82.9	3298
1.00	2.0	29.78	1985	190.9	30.75	194.1	202.6	0.317	76.2	3033
1.00	2.0	29.86	1992	220.0	30.97	63.6	73.2	0.354	70.0	2786
1.00	2.0	29.93	3987	159.9	31.24	331.4	342.1	0.124	111.2	4423
1.00	2.0	29.96	3992	190.0	31.71	199.8	214.2	0.159	97.4	3874
1.00	2.0	30.04	3982	219.9	32.22	65.6	83.6	0.201	85.3	3394

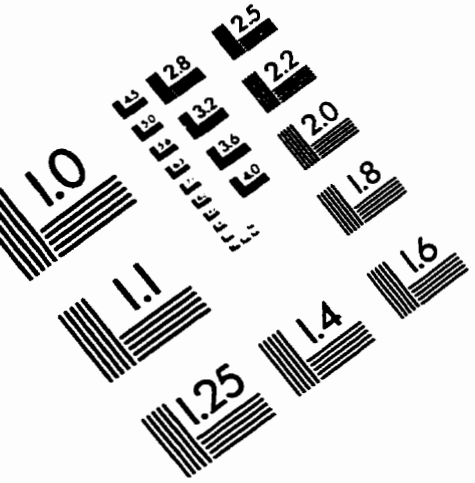
Tableau A.II : Flux de chaleur critique en écoulement horizontal (suite).

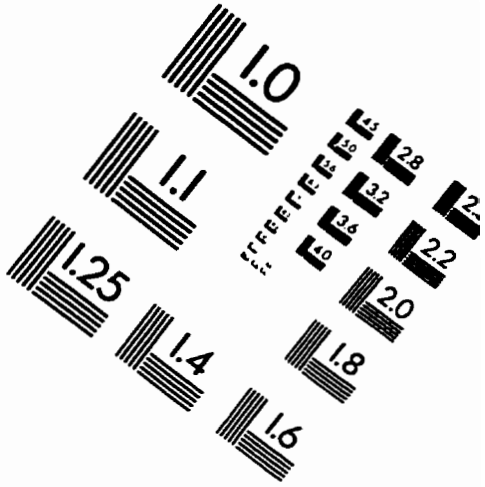
L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
1.80	2.0	9.97	1001	109.2	11.54	303.1	331.6	0.462	62.1	1372
1.80	2.0	10.10	990	112.1	11.45	293.1	317.7	0.438	58.5	1293
1.80	2.0	9.97	982	140.6	11.46	169.6	196.9	0.516	59.7	1320
1.80	2.0	10.12	994	168.8	11.95	50.4	83.1	0.563	59.2	1308
1.80	2.0	10.12	994	168.8	11.95	50.4	83.1	0.563	59.2	1308
1.80	2.0	10.41	1998	110.8	13.63	304.5	358.8	0.335	98.3	2171
1.80	2.0	10.41	1998	110.8	13.63	304.5	358.8	0.335	98.3	2171
1.80	2.0	10.20	1982	111.7	13.65	296.9	355.2	0.333	96.4	2130
1.80	2.0	10.40	1987	139.6	14.27	182.0	245.9	0.364	91.2	2015
1.80	2.0	10.28	1981	169.7	14.54	49.6	119.7	0.388	82.5	1824
1.80	2.0	12.00	3990	131.0	19.92	246.5	355.9	0.278	160.1	3539
1.80	2.0	11.21	4010	159.9	20.32	108.8	236.4	0.286	137.0	3027
1.80	2.0	11.82	3997	190.1	21.14	-13.6	112.8	0.296	115.4	2549
1.80	2.0	29.80	989	150.6	30.14	370.6	373.6	0.553	67.8	1499
1.80	2.0	29.79	1014	179.7	30.60	244.0	251.1	0.578	65.4	1445
1.80	2.0	29.85	996	209.1	30.63	112.8	119.6	0.585	58.3	1288
1.80	2.0	29.87	1987	150.6	32.64	370.9	394.0	0.366	102.7	2270
1.80	2.0	29.84	1972	181.1	31.43	238.3	251.5	0.375	90.5	1999
1.80	2.0	29.84	1967	210.1	31.66	108.6	123.7	0.404	82.6	1824
1.80	2.0	30.01	3987	169.8	33.08	289.1	314.6	0.229	140.3	3100
1.80	2.0	29.94	3973	195.1	33.54	176.7	206.4	0.256	127.2	2812
1.80	2.0	30.06	3988	220.0	34.15	64.8	98.5	0.280	113.6	2511
3.50	2.0	10.07	994	111.7	12.08	294.2	330.0	0.526	67.6	768
3.50	2.0	10.10	988	141.0	12.63	170.4	214.6	0.535	62.0	704
3.50	2.0	10.09	1003	169.9	12.60	44.8	88.9	0.533	56.4	640
3.50	2.0	10.22	1973	100.7	15.24	343.4	424.7	0.382	110.4	1254
3.50	2.0	10.09	1999	110.8	15.16	298.4	381.1	0.367	104.2	1184
3.50	2.0	10.27	2007	139.6	15.47	179.3	262.8	0.366	92.3	1049

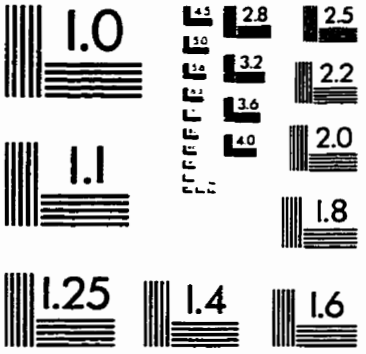
Tableau A.II : Flux de chaleur critique en écoulement horizontal (suite).

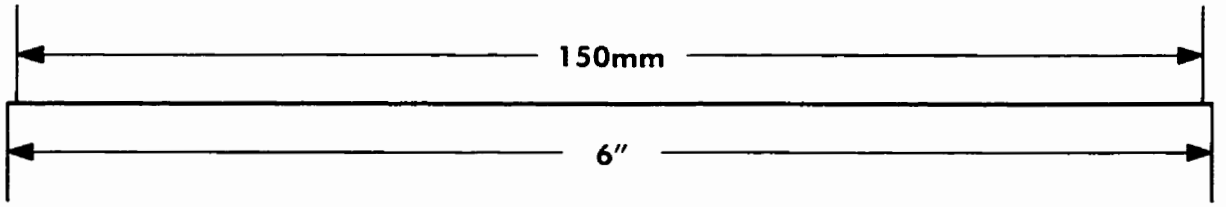
L m	δ mm	P_{sor} $bars$	G $kg/(m^2s)$	t_{ent} $°C$	P_{ent} $bars$	$\Delta h_{sre}(P_{sor})$ kJ/kg	$\Delta h_{sre}(P_{ent})$ kJ/kg	x	Q kW	q'_{cr} kW/m^2
3.50	2.0	10.39	1982	179.6	15.65	7.9	91.8	0.362	73.2	831
3.50	2.0	11.45	3978	159.8	23.33	113.0	269.2	0.313	147.3	1674
3.50	2.0	10.81	4007	179.8	23.22	14.5	180.9	0.305	126.0	1432
3.50	2.0	11.32	3994	199.8	23.64	-65.1	96.5	0.302	107.9	1226
3.50	2.0	29.87	983	140.8	30.77	413.1	420.9	0.688	81.5	927
3.50	2.0	29.83	997	181.6	31.43	235.6	248.9	0.705	75.3	855
3.50	2.0	29.81	990	218.8	31.56	68.3	82.9	0.728	68.5	778
3.50	2.0	29.87	2000	140.7	32.66	413.3	436.5	0.446	122.0	1387
3.50	2.0	29.87	1985	180.9	32.99	239.2	265.1	0.479	109.7	1246
3.50	2.0	29.81	1985	219.9	33.37	63.3	92.8	0.482	92.7	1054
3.50	2.0	30.05	3983	179.6	35.65	246.4	292.0	0.298	156.5	1779
3.50	2.0	30.04	3939	205.0	36.16	133.3	182.9	0.314	138.0	1569
3.50	2.0	30.07	3997	229.3	36.68	21.7	75.0	0.320	119.6	1359

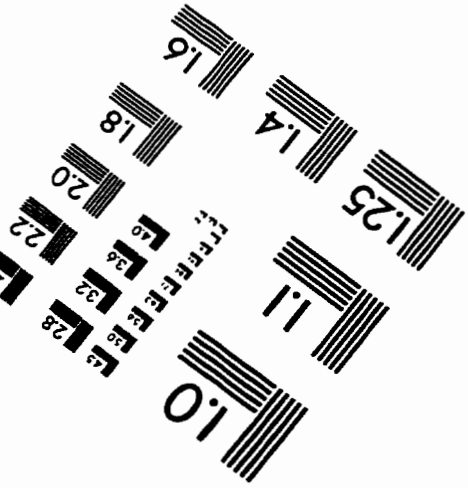
IMAGE EVALUATION
TEST TARGET (QA-3)

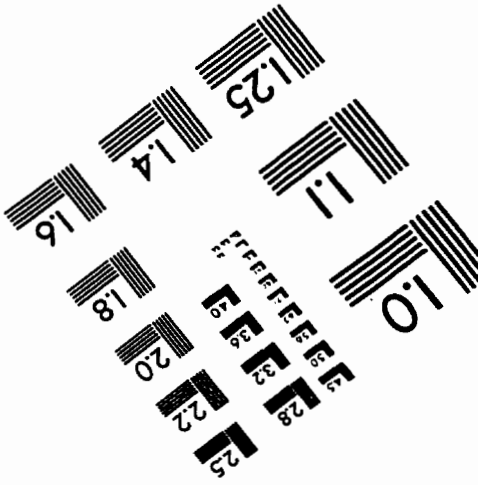












APPLIED IMAGE, Inc
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved