

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA-BOUMERDES
FACULTE DES HYDROCARBURES ET DE LA CHIMIE



Département : Transport et Equipements Pétroliers

Laboratoire du Génie Physique des Hydrocarbures

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Thermo-fluide

Élaborée par :

FERROUK MOHAMED

THEME

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA CRISE
D'EBULLITION A FAIBLE TITRE : CALEFACTION**

Soutenue le 11 / 02 / 2009 devant le jury :

AZZI Abdelwahid	Professeur	(USTHB)	Président
KESSAL Mohand	Professeur	(UMBB)	Examineur
AIT AIDER Aomar	Maître de Conférences	(UMMTO)	Examineur
MOHAMMEDI Kamal	Maître de Conférences	(UMBB)	Examineur
AISSANI Slimane	Professeur	(UMBB)	Rapporteur

Boumerdès 2009

À mes parents

*À Soraya
et à ma petite Lilia*

À mes frères et soeurs

Qu'ils trouvent ici une partie de l'honneur qui leur est dû.

REMERCIEMENTS

Cette étude a principalement été menée au Centre de Recherche Nucléaire de Birine du Commissariat à l'énergie Atomique, au sein du Département Thermohydraulique Nucléaire. Je remercie Monsieur SEMINE Mohamed, Chef de Département, pour les moyens matériels qui m'ont été accordés et mis à ma disposition. Une partie de cette étude a également été réalisée à l'Université de Pise au Département « Dipartimento di Ingegneria Meccanica, Nucleare e delle Produzione ». Je remercie vivement le Professeur Francesco D'Auria de m'y avoir accueilli.

Je remercie tout particulièrement le Professeur AISSANI Slimane de la faculté des hydrocarbures et de la chimie de l'Université M'Hamed de Boumerdès qui a assuré la direction scientifique de ce travail. Ses conseils éclairés et son soutien constant m'ont été très précieux.

Je suis sensible à l'honneur que m'a fait le Professeur AZZI Abdelwahid de la faculté de génie mécanique et génie des procédés de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene en acceptant la présidence du jury de thèse. Je le prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma gratitude.

Mes remerciements s'adressent aussi au Professeur KESSAL Mohand de la faculté des hydrocarbures et de la chimie, à Monsieur MOHAMMEDI Kamal Maître de conférences à la faculté des sciences de l'ingénieur de l'université de Boumerdès, pour avoir bien voulu examiner le contenu de ce travail et participer à la soutenance.

J'adresse aussi mes remerciements à Monsieur AIT AIDER Aomar Maître de conférences à la faculté du génie de la construction de l'Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, pour avoir bien voulu examiner le contenu de ce travail et participer à la soutenance.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Messieurs MORETTI Fabio, DELNEVO Alessandro et BOUSBIA SALAH Anis, qui m'ont aidé au cours de la réalisation de ce travail.

Enfin, je remercie toute ma famille pour son aide inestimable, en particulier Soraya car sans son soutien, sa patience et son dévouement, ce travail n'aurait pas pu être achevé.

Que tous mes amis et camarades du Centre de Recherche Nucléaire de Birine, du Laboratoire de Génie Physique des Hydrocarbures de l'Université M'Hamed Bougara de Boumerdès ainsi que ceux de la Faculté du Génie de la Construction de l'Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou, dont j'ai pu apprécier l'esprit d'entraide, soient ici remerciés.

Résumé :

Les systèmes faisant intervenir le phénomène d'ébullition en fonctionnement normal dissipent et permettent d'extraire de grande quantité de chaleur à des écarts de température faibles. Cependant sous certaines conditions appelées « conditions critiques » la vapeur produite forme une barrière thermique entraînant une montée brusque de la température. Dans les systèmes à flux de chaleur imposé, tels que les réacteurs nucléaires, les bouilleurs, les générateurs de vapeur, le flux thermique critique provoque une dégradation brutale du coefficient de transfert de chaleur pouvant entraîner la fusion de la paroi chauffante. Ce phénomène brutal et destructif qu'il faut à tout prix éviter est appelé aussi crise d'ébullition. C'est la raison pour laquelle l'ébullition prend une part importante dans les études de sûreté dans les réacteurs de recherche et dans les réacteurs de puissance.

Selon les conditions de l'écoulement, il existe deux types de crise d'ébullition : crise d'ébullition à faible titre appelée caléfaction (*Departure from nucleate boiling* en anglais) et la crise d'ébullition à titre élevé appelée assèchement (*Dryout*). Le flux thermique critique (*Critical Heat Flux* ou CHF) obtenu avec le deuxième type est beaucoup moins important et moins dangereux.

Dans la présente étude nous nous limitons exclusivement à la modélisation et à la prédiction du phénomène du premier type c'est-à-dire à la crise d'ébullition à faible titre que l'on rencontre dans la région d'ébullition sous saturée (titre négatif) et saturée à faible titre.

A cette fin, une revue bibliographique sur les modèles et corrélations de flux thermique critique à faible titre thermodynamique applicables pour deux modes de chauffage : uniforme et non uniforme a été menée. Un canal de référence d'un réacteur à eau bouillante a été simulé à l'aide du code RELAP5, sa géométrie et sa modélisation sont détaillées. Les résultats obtenus par le code sont confrontés avec ceux de nos programmes. Dans les programmes que nous avons élaborés, trois catégories de méthodes de prédiction sont considérées :

- méthodes basées sur l'hypothèse de conditions locales,
- méthodes utilisant le concept du facteur correctif F,
- méthodes du flux moyenné sur la longueur d'ébullition.

Mots clés : flux thermique critique, flux de chaleur non uniforme, code RELAP5, conditions locales, facteur F, longueur d'ébullition.

المُلخَص

الأنظمة التي تتدخل في ظاهرة الغليان في الحالة العادية تحرر و تنتج كمية كبيرة من الحرارة خلال مجالات صغيرة لدرجة الحرارة، لكن تحت بعض الشروط المسماة " الشروط الحرجة " البخار الناتج يشكل حاجز حراري يسبب في ارتفاع مفاجئ لدرجة الحرارة. في الأنظمة ذات التدفق الحراري المحتم مثل المفاعلات النووية و الغليان و مولدات البخار الخ ، التدفق الحراري الحرج يسبب اضمحلال مفاجئ للمعامل الحراري الذي قد يؤدي إلى انصهار الجدار الساخن . هذه الظاهرة المفاجئة و المدمرة التي يجب تفاديها تسمى أيضا أزمة الغليان ، لهذا السبب يعتبر الغليان ذي أهمية في دراسة أمن مفاعلات الأبحاث و مفاعلات الاستطاعة.

حسب شروط التسرب يوجد نوعين من أزمة الغليان : أزمة الغليان الضعيفة المسماة caléfaction باللغة الانجليزية (Departure from nucleate boiling) ، و أزمة الغليان العالية المسماة التجفيف (Dryout) ، التدفق الحرج - راري الحرج - راج (Critical Heat Flux أو CHF) المتحصل عليه من الطريقة الثانية أقل خطورة و أهمية . خلال هذه الدراسة نكتفي بالنمذجة و التنبؤ بظاهرة النوع الأول أي الغليان الضعيف الذي نصادفه في المناطق ضعيفة التشبع .

في النهاية نذكر ببيولوجرافي حول النماذج و الأنماط للتدفق الحراري الحرج الضعيف التيرموهيدناميكي و المطابقة لطريقة التسخين : الموحد و غير الموحد. الفناة المرجعية لمفاعل الماء المغلي تم محاكاتها بواسطة RELAP5 ، هندسته و نمذجته تم تحليلها بطريقة مفصلة . و النتائج المتحصل عليها تمت مقارنتها مع التي تحصلنا عليها بالبرامج المكتوبة بلغة Fortran 95 ، و حسب دراستنا تم وضع ثلاث طرق للتنبؤ :

- الطرق المعتمدة على فرضية الشروط المحلية .
- الطرق التي تستعمل مفهوم معامل F .
- طرق التدفق المتوسط خلال مدة الغليان .

كلمات المفاتيح :

التدفق الحرج - راري الحرج ، التدفق الحرج - راري غير الموحد ، طريقة RELAP5 ، الشروط المحلية ، معامل F ، مدة الغليان .

TABLE DES MATIERES

Remerciements.....	i
Résumé.....	ii
Table des matières.....	iii
Listes des symboles.....	v
Liste des figures.....	viii
Introduction générale.....	1
Chapitre 1.: Modélisation des écoulements diphasiques.....	3
1.1. Grandeurs caractéristiques d'un écoulement diphasique.....	3
1.2. Configuration d'écoulement.....	5
1.2.1. Ebullition en vase clos.....	5
1.2.2. Ebullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffant.....	6
1.3. Equations de conservation d'un écoulement diphasique.....	7
1.4. Principaux modèles actuels.....	10
1.4.1. Modèle homogène.....	12
1.4.2. Modèle à glissement ou à phases séparées.....	14
Chapitre 2 : Ebullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube vertical.....	16
2.1. Région simple phase	16
2.2. Région d'ébullition locale	17
2.2.1. Début d'ébullition locale	17
2.2.2. Début d'ébullition locale développée.....	18
2.2.3. Ebullition locale fortement sous-saturée.....	22
2.2.4. Ebullition locale faiblement sous-saturée.....	22
2.2.4.1. Titre massique vapeur en ébullition sous saturée.....	23
2.2.4.2. Modèles de prédiction de la fraction de vide.....	27
2.2.4.3. Transfert de chaleur.....	29
2.3. Ebullition saturée.....	29
2.4. Crise d'ébullition.....	32
Chapitre 3 : Prédiction du flux critique par l'approche empirique	36
3.1. Tube vertical chauffé uniformément.....	36
3.1.1. Les limites du flux thermique critique.....	37
3.1.2. Types de prédicteurs de flux critique.....	38
3.2. Prédiction du CHF avec une distribution de flux non uniforme.....	44
3.2.1. Méthodes de prédiction de type conditions locales.....	44
3.2.2. Méthodes de prédiction utilisant un facteur correctif F.....	48
3.2.3. Méthodes du flux moyenné sur la longueur d'ébullition.....	51
Chapitre 4 : Prédiction du flux critique par l'approche mécaniste	55
4.1. Mécanismes physiques supposés.....	55
4.2. Modèles mécanistes.....	56
4.2.1. Modèle de Weisman & Pei et ses extensions.....	57
4.2.2. Modèle de Chang & Lee (1989).....	63
4.2.3. Modèle de Kwon & Chang (1999).....	63
4.2.4. Modèle de Kwon & Chang (2000).....	68

4.2.5. Modèle de Lee & Mudawar (1988) et l'extension de Lin et al. (1989a).....	71
4.2.6. Modèle de Lin et al. (1989b).....	77
4.2.7. Modèle de Katto (1990a,b, 1992).....	79
4.2.8. Modèle de Celata et al. (1994, 1999).....	84
4.2.9. Modèle de Chun et al. (2000).....	89
Chapitre 5 : Simulation d'un canal de réacteur BWR à l'aide du code RELAP5.....	95
5.1. Description du code système RELAP5/MOD3.....	95
5.2. Description du canal de réacteur à eau bouillante.....	97
5.3. Description de la modélisation et du fichier input du code RELAP5.....	100
5.3.1. Composants hydrauliques.....	100
5.3.2. Structures chauffantes.....	103
5.3.3. Compteurs (Trips).....	104
5.3.4. Tables de propriétés thermophysiques.....	104
5.3.5. Tables générales.....	104
5.4. Présentation de quelques résultats obtenus avec le code RELAP5.....	104
5.5. Prédiction du flux thermique critique avec le code RELAP5.....	107
Chapitre 6 : Résultats et discussions.....	109
6.1. Résultats du code RELAP5/MOD3.....	110
6.2. Résultats des méthodes de prédiction de type conditions locales	111
6.2.1. Méthode du flux de chaleur maximum (Peak heat flux method).....	111
6.2.2. Corrélations.....	113
6.3. Résultats des méthodes de prédiction utilisant un facteur correctif F	114
6.4. Résultats des méthodes du flux moyenné sur la longueur d'ébullition.....	116
Conclusion.....	118
Références.....	120
Annexe A.....	128
Annexe B.....	129

Listes des symboles

Une lettre peut avoir plusieurs significations. Toutefois le contexte n'autorisera aucune confusion.

A	section transversale	[m ²]
C	constante empirique (éq. (3.38))	[-]
C ₀	paramètre de distribution de Zuber – Findlay	[-]
C _p	chaleur spécifique	[kJ/kg K]
D	diamètre hydraulique	[m]
e	entropie	[kJ/K]
F	défini dans l'éq. (2.65) et (3.42)	
F	facteur d'amplification défini dans l'éq.(4.24)	
f	coefficient de frottement	[-]
F ₁ , F ₂ , F ₃ , F ₄	paramètres définis dans l'équation du flux critique de Bowring	[-]
G	débit spécifique	[kg/m ² s]
g	Constante de la gravitation	[m/s ²]
h _{2ph}	coefficient d'échange double phase	[kW/m ² K]
h _{LO}	coefficient d'échange simple phase liquide	[kW/m ² K]
i	enthalpie	[kJ/kg]
i _{LG}	chaleur latente de vaporisation	[kJ/kg]
k _L	conductivité du liquide	[W/m K]
L	longueur du tube	[m]
• m	débit massique	[kg/s]
P	périmètre mouillé	[m]
P _H	périmètre chauffé	[m]
p	pression	[bar]
p [*]	pression réduite	[-]
dp/dz	gradient de pression	[N/m ² m]
Q	débit volumique	[m ³ /s]
q'	flux linéaire	[W/m]
r _B	rayon de la bulle	[m]
S	glissement	[-]
S	facteur d'atténuation défini dans l'éq. (2.64)	[-]
s	épaisseur de la couche de bulle	[m]
T	température	[K]
T _w	température de paroi	[°C]
ΔT	différence de température	[K]
T _B ⁺	différence de température adimensionnelle entre la paroi chauffante et le sommet de la bulle	[-]
U	vitesse surfacique	[m/s]
U _{GU}	vitesse moyenne de dérive « drift velocity »	[m/s]
v _L	volumétrie spécifique de l'eau	[m ³ /kg]
W	débit massique	[kg/s]
w	vitesse réelle	[m/s]
x	titre thermodynamique	[-]
x _i	titre thermodynamique à l'entrée	[-]

x'	titre réel	[-]
z	abscisse du canal	[m]

Lettres grecques

α	fraction de vide	[-]
β	titre volumique	[-]
δ	rugosité relative	[-]
δ	épaisseur de la couche de bulle	[m]
χ^2	paramètre de Martinelli	[-]
ε	rapport ($\varepsilon = \phi_a / \phi_e$)	[-]
ϕ	flux de chaleur	[W/m ²]
η	facteur empirique de l'éq. (2.19) de Bowring	[m ³ °C/J]
μ	viscosité dynamique	[N s/m ²]
ρ	masse volumique	[kg/m ³]
σ	tension superficielle	[N/m]
τ_w	contrainte de frottement à la paroi	[N/m ²]
ξ	périmètre	[m]
ψ	facteur de correction défini par l'éq. (4.11)	

Nombres adimensionnels

B_o	Nombre d'ébullition
Fr	Nombre de Froude
Pe	Nombre de Peclet
Pr	Nombre de Prandtl
Re	Nombre de Reynolds
We	Nombre de Weber

Indices

1	écoulement central
2	couche de bulles
a	accélération
a	agitatif
b	bulk boiling ou couche de bulles
c	écoulement central
cb	convective boiling
CHF	Critical Heat Flux
COND	condensation
CRIT	critique
DNB	Departure from nucleate boiling
d	détachement
e	évaporatif
F	frottement
FDB	ébullition complètement développée
G	vapeur
i	entrée (<i>inlet</i>)
L	liquide
LO	simple phase liquide
MAX	maximal

MIN	minimal
n	non - ébullition
nb	nucleate boiling
nu	non-uniforme
ONB	début d'ébullition nucléée (<i>onset of nucleate boiling</i>)
SAT	saturation
SC	sous refroidie
SCB	ébullition sous refroidie (locale)
SPL	simple phase liquide
SUB	sous refroidie ou sous canal
u	uniforme
W	paroi (<i>wall</i>)
z	élévation

Abréviations

AECL	Atomic Energy of Canada Limited
BAF	Bottom Active Fuel
BTPFL	Boiling Two-Phase Flow Laboratory
BWR	Boiling Water Reactor
EPRI	Electric Power Research Institute
IPPE	Institute of Physics and Power Engineering
LUT	look-up table
86LUT	the 1986 look-up table
95LUT	the 1995 look-up table
MF	mixed flow
PWR	Pressurized Water Reactor
R5	RELAP5/MOD3
SF	subchannel flow
TAF	Top Active Fuel
UO	University of Ontario
UTP	Upper Top Plenum

Liste des figures

Figure		Page
0.1	Images vidéo de la crise d'ébullition	1
1.1	Allure générale de la courbe de Nukiyama	5
1.2	Courbe d'ébullition	5
1.3	Évolution de l'écoulement dans un évaporateur	7
1.4	Section droite d'un écoulement diphasique	8
2.1	Évolution des paramètres d'un écoulement diphasique	16
2.2	Forces agissant sur une bulle avant le détachement	18
2.3	Évolution du titre réel et du titre thermodynamique lors de l'ébullition locale.	25
2.4	Distributions de vitesse et de taux de vide (Zuber-Findlay)	28
2.5	Carte d'ébullition des différentes régions d'échange thermique	33
2.6	Différentes configurations de l'écoulement au flux critique	33
2.7	Mécanismes de crise d'ébullition à faible titre (Hewitt, 1978)	34
3.1	Variables indépendantes pour un tube vertical à flux uniforme	36
3.2	Les limites du flux thermique critique	37
3.3	Evaluation du flux critique avec les deux méthodes :HBM et DSM	38
3.4	Sous canal de section carrée	45
3.5	Volume de contrôle utilisé par Tong pour le calcul du facteur F	49
4.1	Mécanisme d'entassement de bulles	56
4.2	Mécanisme d'assèchement de la sous couche liquide	56
4.3	Modèle de Weisman & Pei (1983)	57
4.4	Modèle de Kwon & Chang (1999)	63
4.5	Modèle de Lee & Mudawar (1988)	71
4.6	Les conditions près CHF lors de l'ébullition saturée en vase clos Modèle de Haramura & Katto (1983)	80
4.7	Les conditions près CHF lors de l'ébullition d'un écoulement sous saturé Modèle de Katto (1990a,b, 1992)	80
4.8	Structure de l'écoulement supposée par Celata et al (1994, 1999) près CHF	84
4.9	Profil de température dans la couche surchauffée	85
4.10	Evolution de D_b et de y^* durant l'exécution des calculs	88
4.11	Structure de l'écoulement supposée par Chun et al (2000)	89
5.1	Disposition des assemblages combustibles et des barres de contrôle dans un réacteur à eau bouillante (Lahey & Moody, 1993).	96
5.2	Section transversale de l'assemblage combustible (DelNevo et al, 2006).	97
5.3	Profil axial de la puissance linéaire en fonction de la hauteur.	98
5.4	Schéma de la modélisation utilisé pour la préparation du fichier input	100
5.5	Température de sortie du coeur	104

Figure		Page
5.6	Température de surface de la gaine combustible	104
5.7	Débit massique à l'entrée du cœur	105
5.8	Température centrale du combustible et température de la gaine en fonction de la hauteur à 200 s.	105
6.1	Titre thermodynamique local en fonction de la hauteur	109
6.2	Prédictions du code RELAP et la méthode du flux de chaleur maximum.	110
6.3	Evolution du dénominateur de l'éq. (3.24) et de sa dérivée en fonction de z dans le cas d'un sous canal ($G = 1695 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ et $D = 1.44 \text{ cm}$).	111
6.4	Comparaison entre les méthodes de conditions locales et le code Relap5	113
6.5	Facteur F en fonction du titre thermodynamique pour les trois modèles	114
6.6	Facteur F en fonction de z pour les trois modèles	114
6.7	Flux critiques uniformes équivalents calculés	115
6.8	Comparaison entre Relap5 et les méthodes de facteur correctif F	115
6.9	Comparaison entre Relap5 et les méthodes du flux moyenné sur la longueur d'ébullition.	116

Introduction générale

Les systèmes faisant intervenir le phénomène d'ébullition en fonctionnement normal dissipent et permettent d'extraire de grande quantité de chaleur à des écarts de température faibles. Cependant sous certaines conditions appelées « conditions critiques » la vapeur produite forme une barrière thermique entraînant une montée brusque de la température. Dans les systèmes à flux de chaleur imposé, tels que les réacteurs nucléaires, les bouilleurs, les générateurs de vapeur, etc. le flux thermique critique provoque une dégradation brutale du coefficient de transfert de chaleur pouvant entraîner la fusion de la paroi chauffante. Ce phénomène brutal et destructif qu'il faut à tout prix éviter est appelé aussi crise d'ébullition.

C'est la raison pour laquelle l'ébullition prend une part importante dans les études de sûreté dans les réacteurs de recherche et dans les réacteurs de puissance. En dehors du domaine nucléaire, faut-il rappeler l'accident survenu en janvier 2004 à la raffinerie de Skikda du complexe GNL provoqué par l'explosion d'une chaudière ? A la suite duquel, une usine du fleuron de l'industrie pétrochimique est devenu un amas de ferraille.

La figure ci-dessous rassemble quelques séquences vidéo du phénomène de la crise d'ébullition, rapportées par Celata et al. (Celata, 1998) dans le cas d'une canalisation chauffée électriquement avec une densité de flux thermique élevée.

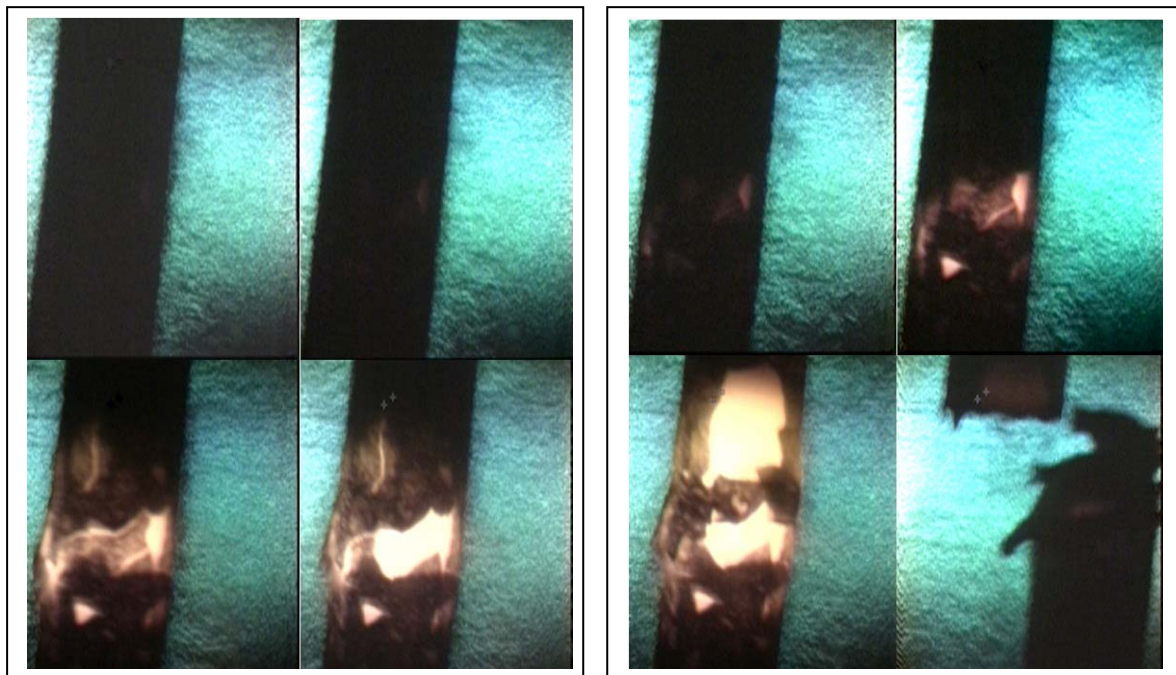


Figure 0.1. Images vidéo de la crise d'ébullition (Celata et al. 1998)

En effet selon les conditions de l'écoulement, il existe deux types de crises d'ébullition : crise d'ébullition à faible titre appelée caléfaction (*Departure from nucleate boiling* en anglais) et la crise d'ébullition à titre élevé appelée assèchement (*Dryout*). Le flux thermique critique (*Critical Heat Flux* ou CHF) obtenu avec le deuxième type est beaucoup moins important et moins dangereux.

Dans cette présente étude nous nous limitons exclusivement à la modélisation et à la prédiction du phénomène du premier type c'est-à-dire à la crise d'ébullition à faible titre que l'on rencontre dans la région d'ébullition sous saturée (titre négatif) et saturée à faible titre.

Le plan du mémoire est scindé en six chapitres .

Le chapitre 1 est consacré à la modélisation des écoulements diphasiques. Au chapitre 2, nous avons passé en revue les modèles d'ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube vertical, permettant le calcul des transitions entre les principales régions, le calcul des grandeurs telles que le titre, le taux de vide, le coefficient d'échange, etc. Dans ce même chapitre, nous avons donné une description des deux types de crises d'ébullition.

Les chapitres 3 et 4 sont consacrés à la modélisation et à la prédiction de la crise d'ébullition à faible titre. Dans le chapitre 3, nous avons revu et rassemblé les méthodes de prédiction basées sur l'approche empirique et ce pour deux modes de chauffage différents : uniforme et non uniforme. Le chapitre 4 est dédié à l'approche mécaniste consistant à identifier les mécanismes physiques responsables du phénomène et sur leurs modélisations. Les différents modèles mécanistes actuels de prédiction de la crise d'ébullition à faible titre sont passés en revue dans ce chapitre.

Le chapitre 5 est consacré à la simulation d'un canal de référence de réacteur à eau bouillante (BWR) à l'aide du code RELAP5/MOD3. On y détaille la géométrie et la modélisation utilisées pour la préparation du fichier input du code. Les résultats obtenus par le code sont présentés également.

Les résultats obtenus par nos programmes, basés sur les modèles et corrélations, exposés au chapitre 3, sont confrontés avec ceux de RELAP5 et interprétés au chapitre 6.

La conclusion et les développements possibles en perspective sont exposés après le chapitre 6.

En annexe, sont donnés les propriétés thermophysiques des matériaux utilisés ainsi que le fichier input du code RELAP5.

Chapitre 1 : Modélisation des écoulements diphasiques

Le flux de chaleur échangé entre la paroi et l'écoulement conduit à la formation progressive d'un mélange diphasique (eau – vapeur). Dans ce chapitre, nous donnons les équations de conservation décrivant les écoulements diphasiques gaz-liquide et les principaux modèles actuels. La première partie de ce chapitre est consacrée à l'introduction des grandeurs caractéristiques d'un écoulement diphasique et à la description des configurations d'écoulement observées lors de l'ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube vertical chauffé uniformément.

1.1. Grandeurs caractéristiques d'un écoulement diphasique

Débit spécifique : C'est le rapport du débit masse total à la section de passage de l'écoulement.

$$G = \frac{W}{A} \quad (1.1)$$

Vitesse réelle : C'est la vitesse à laquelle la phase évolue réellement le long du conduit. Elle est le rapport du débit volumique à la section de passage occupée par la phase :

$$w_G = \frac{Q_G}{A_G}, \quad w_L = \frac{Q_L}{A_L} \quad (1.2)$$

Vitesse surfacique : Si le débit volumique liquide Q_L traversait la section totale A , la vitesse serait U_L qu'on appelle vitesse surfacique (*superficial velocity ou volumetric flux*) du liquide, la même définition s'applique au gaz.

$$U_L = \frac{Q_L}{A}, \quad U_G = \frac{Q_G}{A} \quad (1.3)$$

Température de saturation : Si l'on fixe la valeur de la pression, (à condition que celle-ci reste inférieure à la pression critique), l'équilibre entre les phases liquide et vapeur a lieu pour une valeur de la température, notée T_{SAT} , et qu'on appelle température de saturation ou température d'ébullition.

Surchauffe : Elle représente la quantité positive entre la température T et la température de saturation:

$$\Delta T_{SAT} = T - T_{SAT} \quad (1.4)$$

Sous refroidissement : Elle représente la quantité positive entre la température de saturation T_{SAT} et la température T :

$$\Delta T_{SUB} = T_{SAT} - T \quad (1.5)$$

Titre thermodynamique : Il est calculé à partir du bilan thermique :

$$x = \frac{i(z) - i_{L,SAT}}{i_{LG}} \quad (1.6)$$

où $i_{L,SAT}$ est l'enthalpie du liquide saturé, i_{LG} est la chaleur latente de vaporisation et $i(z)$ est l'enthalpie à la section droite z donnée par :

$$i(z) = i_{in} + \frac{1}{W} \int_0^z q'(z) dz \quad (1.7)$$

i_{in} est l'enthalpie du fluide à l'entrée, $q'(z)$ est le flux linéaire à l'abscisse z d'un canal et W est le débit total du fluide.

Titre réel : On appelle titre réel x' le rapport du débit massique de vapeur au débit massique total :

$$x' = \frac{W_G}{W} \quad (1.8)$$

Il diffère du précédent du fait de la répartition non homogène des températures dans une section donnée. Il se détermine expérimentalement, par exemple par des méthodes d'absorption de rayons X, l'absorption étant différente pour l'eau et pour la vapeur.

Titre volumique : On appelle titre volumique β le rapport du débit volumique de vapeur au débit volumique total :

$$\beta = \frac{Q_G}{Q} \quad (1.9)$$

Fraction de vide : C'est le rapport, dans une section plane perpendiculaire à l'écoulement, entre la surface occupée par la vapeur et la surface totale de la section.

$$\alpha = \frac{A_G}{A} \quad (1.10)$$

Glissement : C'est le rapport des vitesses moyennes de la vapeur et du liquide. Le titre, le taux de vide et le glissement sont liés par la relation :

$$S = \frac{w_G}{w_L} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right) \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \quad (1.11)$$

Paramètre de Martinelli : C'est le rapport des gradients de pression de frottement de chacune des phases s'écoulant seules dans le conduit.

$$\chi^2 = \frac{(dp_F/dz)_{LP}}{(dp_F/dz)_{GP}} \quad (1.12)$$

1.2. Configuration d'écoulement

Dans cette section, nous présentons les différentes configurations d'écoulement qui apparaissent lors de l'ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffé. Avant de passer à l'ébullition en convection forcée, il est bon de rappeler les différents régimes d'ébullition rencontrés lors de l'ébullition en vase clos.

1.2.1. Ebullition en vase clos

C'est l'ébullition que l'on rencontre dans un volume rempli de réfrigérant à l'état statique, dans lequel sont plongés des éléments chauffants fournissant un flux de chaleur sur leur paroi.

Une expérience célèbre réalisée par Nukiyama (1934), a permis de mettre en évidence les différents régimes d'ébullition sur un fil chauffant plongé dans de l'eau. L'expérience consiste à chauffer progressivement le fil par effet Joule et à tracer la courbe donnant la densité de flux thermique ϕ en fonction de la surchauffe $\Delta T_{\text{sat}} = T_p - T_{\text{sat}}$. Dans une première série d'essais, Nukiyama (1934) a utilisé un fil de nichrome et a obtenu la branche AC de la figure 1.1. Au point C, le fil se rompait brutalement. Ayant remplacé le fil de nichrome par un fil de platine, Nukiyama (1934) a obtenu la branche AC puis la branche C'E. En diminuant la puissance électrique, la branche ED était décrite puis la branche D'A.

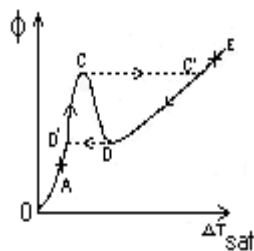


Figure 1.1. Allure générale de la courbe de Nukiyama(1934)

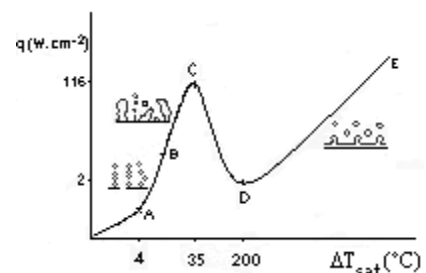


Figure 1.2. Courbe de Nukiyama

L'allure de la courbe, ainsi construite par Nukiyama (1934), laissait donc présager l'existence d'un phénomène d'hystérésis et d'une branche descendante CD. Sur cette branche, les points de fonctionnement sont instables pour un chauffage à flux imposé.

Un chauffage à température imposée, comme celui réalisé par Drew & Müller en 1937 (Delhaye, 1995), permet de tracer toute l'ensemble de la courbe représentée sur la figure 1.2. Cette courbe, appelée courbe d'ébullition ou courbe de Nukiyama, possède plusieurs tronçons correspondant à des régimes thermiques différents. Jusqu'au point A, le fil est baigné par le liquide en convection naturelle. Au point A apparaissent les petites bulles de vapeur prenant naissance en des points bien précis du fil, appelés sites de nucléation et s'élevant sous forme de chapelets. C'est l'ébullition nucléée à bulles isolées. Ces bulles commencent à s'agglomérer pour former des poches et même des colonnes de vapeur. Cette ébullition nucléée se produit sur le tronçon BC. Au point C, le volume de vapeur produit est tel que le liquide ne peut plus atteindre le fil chauffant et assurer son refroidissement. Cela explique sur la figure 1.1 le passage du point de fonctionnement de C à C' et l'augmentation brutale de la température T_p du fil, ce qui avait entraîné la fusion du fil de nichrome. Le point C correspond à ce qui est communément appelé la crise d'ébullition ou encore le flux thermique critique ou le flux thermique maximal. Il existe un certain nombre de termes anglais pour désigner ce point qu'il

est utile de connaître : *burnout*, *peak heat flux*, *departure of nucleate boiling*, *critical heat flux*, *first boiling transition*. Le tronçon DE correspond à l'ébullition en film encore appelée ébullition pelliculaire où le fil chauffant est entouré d'une gaine de vapeur d'où s'échappent régulièrement des bulles de vapeur. Le point D correspond au point dit de flux thermique minimal ou de température minimale de film stable, tandis que le tronçon CD correspond à l'ébullition de transition, régime mal défini.

1.2.2. Ebullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffant

La figure 1.3 représente l'évolution d'un écoulement liquide - vapeur avec apport de chaleur à la paroi (Collier & Thome, 1994). Le liquide entre au bas de la conduite à débit constant et à une température inférieure à la température de saturation. Pour un flux de chaleur donné, l'évolution de la configuration de l'écoulement ainsi que la distribution qualitative des températures de fluide et de paroi sont données sur la figure 1.3. Sur cette dernière, sept régions, où se produisent des phénomènes bien caractéristiques, apparaissent clairement :

Région A : il s'y produit de la convection forcée et éventuellement des bulles de dégazage. Cet état est dénommé : convection forcée en simple phase liquide.

Région B : région d'ébullition locale où les bulles de vapeur se forment à la paroi et se condensent au centre du canal, là où le liquide n'a pas encore atteint la température de saturation. Dans cette région, on observe une stabilisation de la température de paroi de quelques degré au dessus de la température de saturation. Cependant, si le flux de chaleur (de paroi) devient important, le taux de production de vapeur s'accroît de telle sorte qu'une couche de vapeur vient isoler la paroi entraînant une dégradation brutale du coefficient de transfert de chaleur. C'est le phénomène de crise d'ébullition, ou caléfaction (*DNB : Departure from Nucleate Boiling*)

Dans un réacteur PWR, le risque de la crise d'ébullition oblige à se limiter à l'ébullition locale. On peut cependant rencontrer les régions d'ébullition suivantes dans les réacteurs à eau bouillante (*BWR*) et dans les générateurs de vapeur.

Région C : les bulles devenant très nombreuses s'agglomèrent (*phénomène de coalescence*) et forment des bouchons de vapeur. Cette région est appelée : écoulement à bouchon (*plug-flow* ou *slug-flow*).

Région D : les bouchons se rejoignent les uns les autres et forment un manchon de vapeur au centre du tube. La paroi est baignée par un mince film annulaire de liquide, d'où le nom de cette région dite à écoulement annulaire (*annular-flow*).

Région E : le film liquide annulaire s'épuise peu à peu par vaporisation. Lorsqu'il disparaît on assiste au phénomène d'assèchement (crise d'ébullition) ou *dry out* qui peut lui aussi entraîner le *burnout*.

Région F : le film liquide a complètement disparu, il ne reste plus qu'un brouillard formé de microscopiques gouttelettes en suspension dans la vapeur, d'où le nom d'« écoulement à brouillard » donné à cette région (*mist-flow*).

Région G : il n'y a plus du tout de phase liquide, on a un écoulement simple phase de vapeur sèche où s'appliquent les lois classiques de la convection forcée.

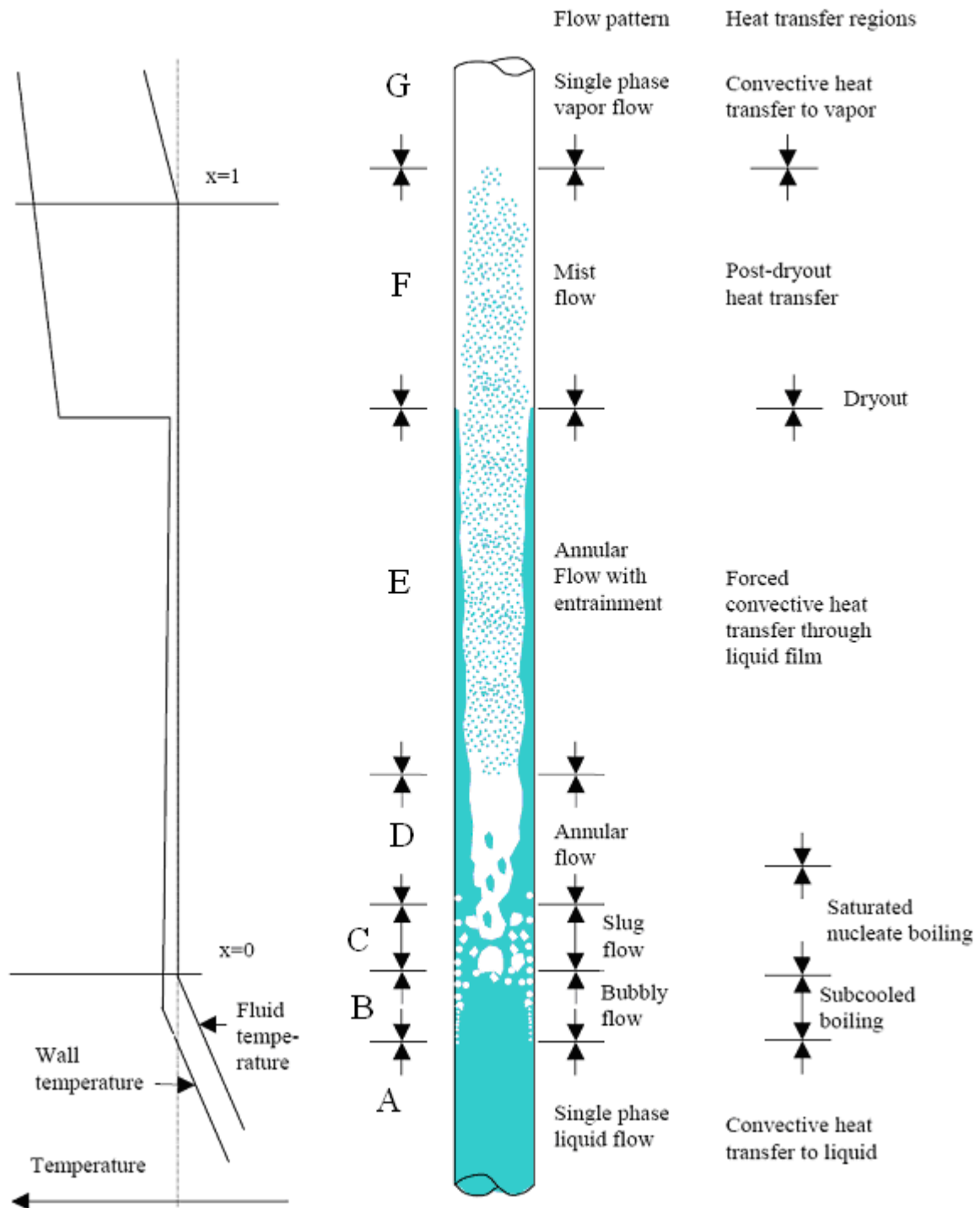


Figure 1.3. Evolution des températures et régimes d'écoulement en ébullition convective (Collier & Thome, 1994)

1.3. Equations de conservation d'un écoulement diphasique :

Les équations décrivant les écoulements diphasiques gaz-liquide sont établies classiquement de la façon suivante (Ishii (1975), Delhaye (1981a)) : on écrit les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie totale pour un volume de contrôle constitué de deux sous volumes appartenant respectivement aux phases gazeuse et liquide (figure 1.4); l'application de la règle de Leibniz et du théorème de Gauss conduit aux équations locales

instantanées : trois équations de bilan pour chaque phase et pour l'interface, relatives à la masse, la quantité de mouvement et l'énergie totale.

Dans la plupart des cas, l'évolution des interfaces présente un caractère complexe rendant impossible la résolution des équations locales instantanées. De là vient l'idée d'utiliser des opérateurs de moyenne (moyennes spatiotemporelles).

Dans le cas d'un écoulement en conduite, on applique généralement aux équations instantanées l'opération de moyenne temporelle, puis l'opération de moyenne sur une section droite ; l'interversion de ces deux opérations donne le même résultat. L'opérateur de moyenne spatial met en évidence le taux de vide défini comme étant le rapport de la section de passage d'une phase sur la section totale du conduit ($\alpha_k = A_k / A$).

Les notations utilisées par la règle de Leibniz et le théorème de Gauss sont explicitées à la figure 1.4. Où v_k est le volume de la phase k délimité par la surface d'interface A_i avec l'autre phase. $\mathbf{n}$ est le vecteur normal à la section. $\mathbf{n}_k$ est le vecteur normal à l'interface A_i , orienté de la phase k vers l'autre phase. C est l'intersection de l'interface avec un plan de section. $\mathbf{n}_{kC}$ est le vecteur normal à C situé dans le plan de section, orienté de la phase k vers l'autre phase.

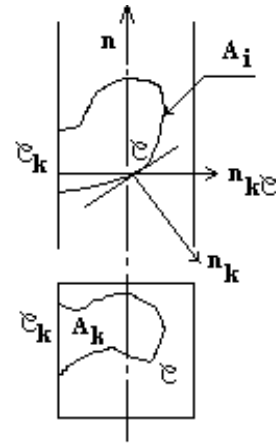


Figure 1.4. Section droite d'un écoulement diphasique

Les équations de conservation pour chaque phase se présentent sous la forme suivante (Delhay, 1981a,b):

Conservation de la masse :

Equation phasique ($k = G, L$)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_k \rho_k w_k) = -\frac{1}{A} \int_{C(z,t)} m_K \frac{dC}{n_k \cdot n_{kC}} = M_{KI} \quad (1.13)$$

Conservation de la quantité de mouvement :

Equation phasique ($k = G, L$) :

En négligeant les dérivées des tensions visqueuses et leurs apports énergétiques et on supposant que la pression est constante sur une section droite (écoulement vertical), la projection sur l'axe du conduit donne :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k w_k) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_k \rho_k w_k^2) + \alpha_k \frac{\partial p}{\partial z} &= \alpha_k \rho_k F_z - \frac{1}{A} \int_{C(z,t)} \mathbf{n} \cdot \left(\dot{\mathbf{m}}_k \mathbf{V}_k - \mathbf{n}_k \cdot \mathbf{T}_k \right) \frac{dC}{\mathbf{n}_k \cdot \mathbf{n}_{kC}} + \\
&+ \frac{1}{A} \int_{C_k(z,t)} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{n}_k \cdot \boldsymbol{\tau}_k) \frac{dC}{\mathbf{n}_k \cdot \mathbf{n}_{kC}} \\
&= \alpha_k \rho_k F_z + M V_{KI} + T_{KI} + T_{KC}
\end{aligned}
\tag{1.14}$$

Conservation de l'énergie :

Equation phasique (k=G,L) :

En négligeant les termes de conduction axiale dans chaque phase et leurs dérivées nous obtenons :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \left[\alpha_k \rho_k \left(\frac{1}{2} V_k^2 + e_k \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\alpha_k \rho_k \left(\frac{1}{2} V_k^2 + i_k \right) w_k \right] &= \alpha_k (\rho_k F V_k) + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_k (\boldsymbol{\tau}_k \cdot \mathbf{V}_k) \cdot \mathbf{n}) + \\
&- \frac{1}{A} \int_{C(z,t)} \left[\dot{\mathbf{m}}_k \left(\frac{1}{2} V_k^2 + i_k \right) - (\mathbf{T}_k \cdot \mathbf{V}_k) \cdot \mathbf{n}_k + \mathbf{q}_k \cdot \mathbf{n}_k \right] \frac{dC}{\mathbf{n}_k \cdot \mathbf{n}_{kC}} + \frac{1}{A} \int_{C_k(z,t)} \mathbf{q}_k \cdot \mathbf{n}_k \frac{dC}{\mathbf{n}_k \cdot \mathbf{n}_{kC}} \\
&= \alpha_k (\rho_k F V_k) + \chi_{KC} + M H_{KI} + \chi_{KI} + Q_{KI} + Q_{KC}
\end{aligned}
\tag{1.15}$$

où les paramètres suivants désignent :

A : Section de la conduite

ρ_k : la masse volumique de la phase k

M_{KI} , $(M V)_{KI}$ et $M H_{KI}$: les flux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie à travers l'interface vers la phase k par unité de longueur et section du conduit.

Q_{KI} et Q_{KC} : les flux de chaleur vers la phase k à travers respectivement l'interface et la paroi par unité de longueur et de section du conduit.

T_{KI} et T_{KC} : la résultante des tensions visqueuses agissant sur la phase k respectivement à l'interface et à la paroi par unité de longueur et de la section du conduit.

χ_{KI} et χ_{KC} : la puissance due aux contraintes de frottement respectivement à l'interface et à la paroi par unité de longueur et de section du conduit.

$\alpha_k \rho_k F$: la force de volume (force de gravité).

A ces six équations, il faut ajouter les trois relations d'interface :

$$\sum_{k=G,L} M_{KI} = 0 \tag{1.16}$$

$$\sum_{k=G,L} [M V_{KI} - T_{KI}] = 0 \tag{1.17}$$

$$\sum_{k=G,L} [(M H)_{KI} + Q_{KI} + X_{KI}] = 0 \tag{1.18}$$

Le système d'équations composé des équations phasiques [éqs. (1.13), (1.14), (1.15)] peut s'écrire sous la forme simplifiée suivante :

$$A \frac{\partial X}{\partial t} + B \frac{\partial X}{\partial z} = C \quad (1.19)$$

où A et B sont des matrices, et X est le vecteur solution composé des variables dépendantes suivantes :

- $\alpha = \alpha_G = 1 - \alpha_L$: taux de vide
- p : pression commune aux deux phases gazeuse et liquide
- w_L et w_G : vitesse de la phase gazeuse et liquide
- i_G et i_L : enthalpies de la phase gazeuse et liquide

La résolution de ce système nécessite la connaissance de sept lois constitutives (ou lois de fermeture complémentaires) qui sont (voir tableau 1.1):

- trois lois de transfert à l'interface relatives à la masse, quantité de mouvement et à l'énergie.
- deux lois de transfert de chaleur et de frottement à la paroi pour chaque phase.

1.4. Principaux modèles actuels :

Quand on additionne deux équations phasiques en se servant des relations d'interfaces, pour obtenir une équation diphasique, certains termes disparaissent dans l'addition ou peuvent être remplacés par leur somme qui sont souvent plus facile à exprimer à partir des données expérimentales. Ainsi donc les équations diphasiques (du mélange) relatives à la masse, à la quantité de mouvement et à l'énergie s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_G \rho_G w_G + \alpha_L \rho_L w_L) = 0 \quad (1.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_G \rho_G w_G + \alpha_L \rho_L w_L) + \frac{\partial}{\partial z}(\alpha_G \rho_G w_G^2 + \alpha_L \rho_L w_L^2) + \frac{\partial p}{\partial z} &= (\alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L) F_z + \\ &+ \frac{1}{A} \sum_{k=G,L} \int_{C_k(z,t)} n_k (n_k \cdot \tau_k) \frac{dC}{n_k \cdot n_{kC}} \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\alpha_G \rho_G \left(\frac{1}{2} V_G^2 + e_G \right) + \alpha_L \rho_L \left(\frac{1}{2} V_L^2 + e_L \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\alpha_G \rho_G \left(\frac{1}{2} V_G^2 + i_G \right) w_G + \alpha_L \rho_L \left(\frac{1}{2} V_L^2 + i_L \right) w_L \right] = \\ (\alpha_G \rho_G F \cdot V_G + \alpha_L \rho_L F \cdot V_L) - \frac{1}{A} \sum_{k=G,L} \int_{C_k(z,t)} q_k \cdot n_z \frac{dC}{n_k \cdot n_{kC}} \end{aligned} \quad (1.22)$$

Le tableau 1.1 résume les cas possibles (modèles) d'utilisation des équations phasiques, les restrictions imposées sur l'évolution du mélange diphasique et les lois constitutives correspondantes. Sur ce tableau (Delhaye, 1981b), on distingue :

- a) les modèles à trois équations de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie) dites diphasiques parce qu'elles concernent l'ensemble des deux phases. Le système est complété par deux lois constitutives.
- b) les modèles à quatre ou cinq équations de conservation nécessitant trois, quatre ou cinq lois constitutives.

- c) les modèles à six équations de conservation, dites phasiques parce que chaque lois de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie) est écrite séparément pour chaque phase.

Parmi tous ces modèles, le modèle à six équations, appelé aussi modèle à deux fluides, est le plus complet des modèles existants car il aborde le problème d'un point de vue très rigoureux. Cependant à l'heure actuelle, on n'est pas encore capable d'écrire les lois constitutives définissant les transferts aux interfaces : M_{KI} , $(M V)_{KI}$ et MH_{KI} . Certaines hypothèses simplificatrices (restrictives) sont donc nécessaires.

Tableau 1.1 : Modélisation des écoulements diphasiques (Delhayé, 1981b)

Restrictions imposées		Vecteur solution	Nombre d'équations de conservation	Lois constitutives nécessaires	
Nombre	Type			N ^{bre}	Type
3	Δw i_G i_L (ex. modèle homogène)	α p w_L	3 équations diphasiques	2	Frottement double phase à la paroi Flux de chaleur double phase à la paroi
2	Δw i_G (ou i_L) (ex. modèle diffusion)	α p w_L i_L (ou i_G)	3 équations diphasiques +1 éq. phasique (masse)	3	Frottement double phase à la paroi Flux de chaleur double phase à la paroi Flux de masse à l'interface
			3 équations diphasiques +1 éq. phasique (énergie)	4	Frottement double phase à la paroi Flux de chaleur à la paroi pour chaque phase Terme d'interaction de l'équation d'énergie
	i_G i_L (ex. équil. thermique)	α p w_L w_G	3 équations diphasiques +1 éq. phasique (quantité de mouvement)	4	Frottement à la paroi pour chaque phase Flux de chaleur double phase à la paroi Terme d'interaction de l'équation de quantité de mouvement
1	Δw	α p w_L i_L i_G	3 équations diphasiques +1 éq. phasique (masse) +1 éq. phasique (énergie)	5	Frottement double phase à la paroi Flux de chaleur à la paroi pour chaque phase Termes d'interaction de l'équation de conservation de la masse et d'énergie
	i_G (ou i_L)	α p w_L w_G i_L (ou i_G)	3 équations diphasiques +1 éq. phasique (masse) +1 éq. phasique (quantité de mouvement)	5	Frottement à la paroi pour chaque phase Flux de chaleur double phase à la paroi Termes d'interaction de l'équation de conservation de la masse et de quantité de mouvement.
			3 équations diphasiques +1 éq. phasique (quantité de mouvement) +1 éq. phasique (énergie)	6	Frottement à la paroi pour chaque phase Flux de chaleur à la paroi pour chaque phase Termes d'interaction de l'équation de conservation de l'énergie et de quantité de mouvement.
0		α p w_L w_G i_L i_G	3 équations diphasiques +3 éq. phasiques (ou 6 équations phasiques)	7	Frottement à la paroi pour chaque phase Flux de chaleur à la paroi pour chaque phase Termes d'interaction de l'équation de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie

Les hypothèses simplificatrices couramment utilisées sont :

- égalité des vitesses des deux phases (équilibre mécanique)
- égalité des températures des deux phases (équilibre thermique)

L'application d'une ou deux de ces hypothèses conduit à quatre types de modèles présentés dans le tableau ci-dessous :

	Equilibre thermique $T_L = T_G$	Déséquilibre thermique $T_L \neq T_G$
Equilibre mécanique $w_L = w_G$	Modèle homogène	Modèles à déséquilibre thermodynamique (Edwards&Seringue, 1968, ...)
Déséquilibre mécanique $w_L \neq w_G$	Modèles à glissement ou à phases séparées (Fauske, 1965 ; Moody, 1965 ; Richter, 1981,...)	Modèle à déséquilibre thermodynamique et à glissement (Zuber et al., 1967 ; Henry, 1970,...)

1.4.1. Modèle homogène

De tous les modèles existants, le modèle homogène est le plus simple. C'est une adaptation du modèle monophasique. C'est un modèle à trois équations de conservation dites diphasiques.

On suppose que les deux phases évoluent à la même vitesse et à la même température de saturation :

$$w_G = w_L = w \quad (1.23)$$

$$T_G = T_L = T_{SAT}(p) \quad (1.24)$$

Equations décrivant le modèle homogène :

Elles se déduisent des équations diphasiques vues précédemment.

Masse :

En posant :

$$\rho = \alpha \rho_G + (1 - \alpha) \rho_L \quad (1.25)$$

l'équation (1.20) devient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0. \quad (1.26)$$

En régime permanent, nous obtenons :

$$\rho w = G = \text{Constante} \quad (1.27)$$

Quantité de mouvement :

L'équation (1.21) s'écrit (Delhay, 1981a):

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho w + \frac{\partial}{\partial z} \rho w^2 = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho F_z - \frac{P}{A} \tau_w \quad (1.28)$$

En tenant compte de l'équation de continuité (eq. (1.26)), l'équation (1.28) devient :

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho F_z - \frac{P}{A} \tau_w \quad (1.29)$$

où :

- F_z : force extérieure massique
- τ_w : force de frottement à la paroi
- P : périmètre mouillé

En régime permanent :

$$\rho w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho F_z - \frac{P}{A} \tau_w \quad (1.30)$$

Cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d p}{d z} = \left(\frac{d p}{d z} \right)_A + \left(\frac{d p}{d z} \right)_G + \left(\frac{d p}{d z} \right)_F \quad (1.31)$$

Energie :

En négligeant l'énergie cinétique et potentielle, l'éq. (1.22) s'écrit sous la forme (Delhay, 1981a):

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho e + \frac{\partial}{\partial z} \rho w i = \frac{P}{A} \phi \quad (1.32)$$

où ϕ est le flux de chaleur à la paroi et e et i représentent respectivement l'énergie interne et l'enthalpie définies par :

$$e = x e_G + (1-x) e_L \quad (1.33)$$

$$i = x i_G + (1-x) i_L \quad (1.34)$$

En régime permanent :

$$\frac{\partial}{\partial z} \rho w_i = \frac{P}{A} \phi \quad (1.35)$$

De l'hypothèse d'équilibre mécanique (éq. (1.23)), on déduit la relation de la fraction de vide suivante :

$$\alpha = \frac{x \rho_L}{x \rho_L + (1-x) \rho_G} \quad (1.36)$$

Et l'hypothèse d'équilibre thermique conduit à :

$$i_G = i_{G, SAT}(p) \quad (1.37)$$

$$i_L = i_{L, SAT}(p) \quad (1.38)$$

Les hypothèses restrictives [éqs. (1.36), (1.37), (1.38)] et les équations de conservation [éqs. (1.27), (1.30), (1.35)] forment un ensemble de six équations. La résolution de cet ensemble d'équations est possible si on connaît la force de frottement à la paroi (τ_w contrainte pariétale).

1.4.2. Modèle de glissement ou à phases séparées

Ce modèle utilise trois équations de conservation (diphasiques) et trois équations d'évolution (deux pour l'équilibre thermique et une pour le déséquilibre mécanique).

Equations décrivant le modèle à phases séparées :

Masse :

En régime permanent, l'éq. (1.20) se simplifie à :

$$\frac{d}{dz} [\alpha \rho_G w_G + (1-\alpha) \rho_L w_L] = 0 \quad (1.39)$$

$$\alpha \rho_G w_G + (1-\alpha) \rho_L w_L = G = \text{constante} \quad (1.40)$$

Quantité de mouvement :

L'équation (1.21), en régime permanent devient :

$$\frac{d}{dz} (\alpha \rho_G w_G^2 + (1-\alpha) \rho_L w_L^2) - (\alpha \rho_G + (1-\alpha) \rho_L) F_z + \frac{dp}{dz} + \frac{4\tau_w}{D} = 0 \quad (1.41)$$

En remplaçant w_G et w_L par leurs expressions, on obtient :

$$G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha \rho_G} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha) \rho_L} \right] - (\alpha \rho_G + (1-\alpha) \rho_L) F_z + \frac{dp}{dz} - \left(\frac{dp}{dz} \right)_F = 0 \quad (1.42)$$

Energie :

En régime permanent, l'éq. (1.22) se simplifie à :

$$\frac{d}{dz} [\alpha \rho_G i_G w_G + (1 - \alpha) i_L w_L] = \frac{4\phi}{D} \quad (1.43)$$

ou

$$G \frac{d}{dz} [x i_G + (1 - x) i_L] = \frac{4\phi}{D} \quad (1.44)$$

Là encore, on impose trois restrictions :

- Les deux phases évoluent à la même température de saturation :

$$i_G = i_{G, SAT}(p) \quad (1.45)$$

$$i_L = i_{L, SAT}(p) \quad (1.46)$$

- Le déséquilibre mécanique est donné par une corrélation empirique de la fraction de vide de la forme :

$$\alpha = f(x, p, S, \dots) \quad (1.47)$$

Au chapitre 2, un sous paragraphe (cf. § 2.2.4.2) est consacré aux modèles de prédiction du taux de vide.

Comme pour le modèle homogène, la résolution du système d'équations composé des éqs. (1.40), (1.42) et (1.44) à (1.47) est possible à condition de connaître la loi de frottement à la paroi $((dp/dz)_F)$.

Chapitre 2 : Ebullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube vertical

Dans ce chapitre, nous passons en revue les différents modèles utilisés pour :

- la détermination du coefficient d'échange de chaleur pour les différents régimes de transfert de chaleur illustrés sur la figure 1.3 (cf. chapitre 1) depuis la région A jusqu'à la région E,
- la détermination des côtes des sections ou transitions entre les différentes régions (Z_n , Z_d , Z_{sc}) d'ébullition,
- la prédiction de la fraction du vide α .

Nous introduisons également le phénomène de la crise d'ébullition. Le dernier paragraphe de ce chapitre est dédié à la description des deux types de crises d'ébullition (caléfaction – assèchement) correspondant à des mécanismes physiques différents.

2.1. Région simple phase (région A)

Le schéma de la figure 2.1 montre l'évolution de l'écoulement et celle des principaux paramètres en fonction de la cote z le long du canal. Trois régions peuvent être distinguées d'après la température moyenne du fluide et de la valeur de la fraction de vide (α).

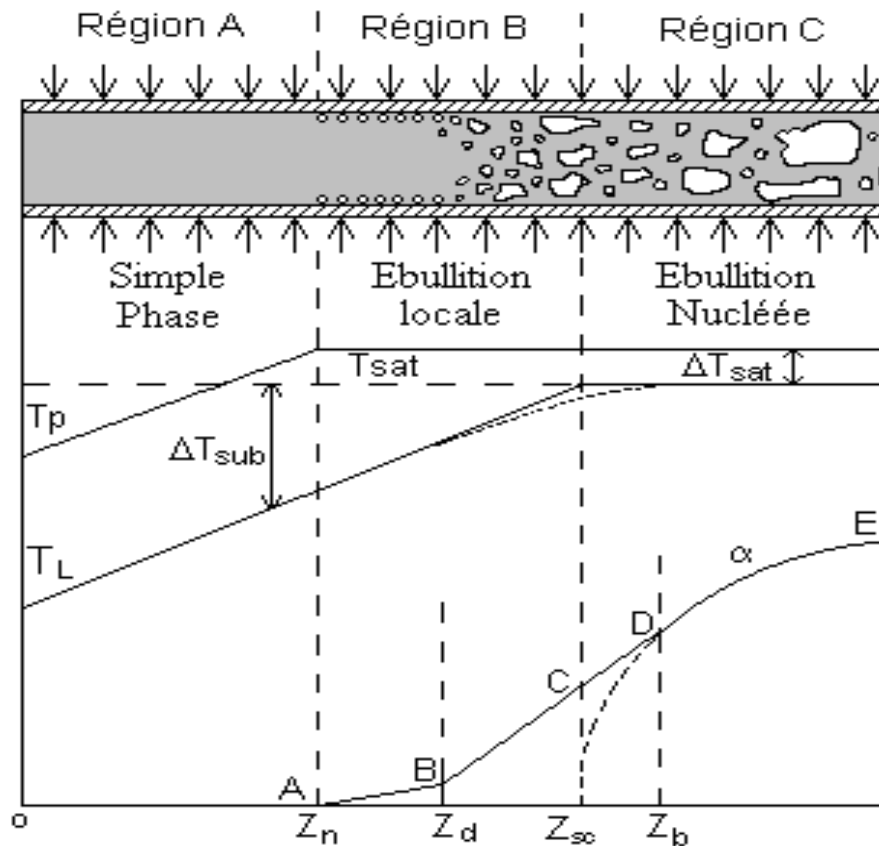


Figure 2.1. Evolution des paramètres d'un écoulement diphasique (Collier et al., 1994).

La première région s'étend de l'entrée du canal jusqu'à la section (A) où apparaissent à la paroi les premières bulles de vapeur. Elle est constituée par une phase liquide. La température de paroi T_p dans cette région est donnée par :

$$T_p = T_L(z) + \Delta T_L \quad (2.1)$$

et

$$\Delta T_L = \frac{\phi}{h_{LO}} \quad (2.2)$$

où ΔT_L est la différence de température entre la température de la paroi interne du tube et la température moyenne du fluide à la cote z depuis l'entrée du tube, h_{LO} le coefficient d'échange simple phase en convection forcée. Pour un écoulement laminaire, il est donné par la corrélation de Rohsenow et Choi (Rousseau, 1995) :

$$\frac{h_{LO}D}{k_L} = 4. \quad (2.3)$$

En régime turbulent, il est donné par la corrélation de Dittus–Boelter (1930) :

$$\frac{h_{LO}D}{k_L} = 0.023 \left(\frac{GD}{\mu_L} \right)^{0.8} \left(\frac{C_p \mu}{k} \right)_L^{\frac{1}{3}} \quad (2.4)$$

Cette corrélation est valable pour un écoulement ascendant dont le rapport $z/D > 50$ et $Re > 10000$.

2.2. Région d'ébullition locale (région B)

Elle est comprise entre la section (A) et la section (C) où la température du fluide atteint la température de saturation. Dans cette région, on distingue deux sous régions : la région d'ébullition locale partielle et la région d'ébullition locale développée. Dans la région AB, région d'ébullition locale partielle, il y a création de petites bulles attachées à la paroi et qui disparaissent très rapidement, n'atteignant pas la région d'ébullition sous refroidie complètement développée. La fraction du flux de chaleur utilisée pour la formation de vapeur est insignifiante. Dans la région BCD, région d'ébullition locale développée, les bulles se détachent de la paroi et se condensent très lentement pendant leurs passage du point B jusqu'à la région d'ébullition nucléée.

2.2.1 Début d'ébullition locale (cote Z_n)

La cote de la section (A) (Z_n), transition entre les deux premières régions est difficile à déterminer car l'estimation de la surchauffe nécessaire à la création d'une bulle de vapeur demeure délicate par ce qu'elle dépend de nombreux paramètres comme la rugosité, le vieillissement de la paroi, le dégazage du fluide.

La limite inférieure de la température de la paroi nécessaire pour obtenir l'amorçage de l'ébullition nucléée peut être calculée à l'aide de la corrélation de Davis et Anderson (1966) :

$$(\Delta T_{SAT})_{ONB} = T_w - T_{SAT} = \left(\frac{8 \sigma \phi T_{SAT}}{k_L h_{LG} \rho_G} \right)^{0.5} \quad (2.5)$$

où σ est la tension superficielle (N/m) et T_{SAT} en Kelvin.

2.2.2. Début d'ébullition locale développée (cote Z_d)

La prédiction de la cote Z_d , transition entre les deux sous régions de l'ébullition locale, où a lieu le détachement des bulles, est indispensable pour le calcul des pertes de pression et de la fraction de vide. Parmi les modèles permettant sa prédiction, on distingue, ceux, pour qui le détachement est contrôlé thermiquement et ceux où il est provoqué hydrodynamiquement et enfin ceux combinant les deux mécanismes (Ferrouk & Aouragh, 1995):

a) Modèles hydrodynamiques

Dans cette catégorie, on retrouve les modèles de Levy (1967), Staub (1967), Madejeski (1970) et de Betten & Paul (1976). Levy (1967) considère un écoulement ascendant et une bulle à la paroi. L'équilibre des forces agissant sur cette bulle permet de calculer son diamètre moyen. Ces forces sont représentées sur la Figure 2.2 et consistent en une force de flottabilité (négligeable), en une force de tension et en une force de frottement exercée par le liquide sur la bulle.

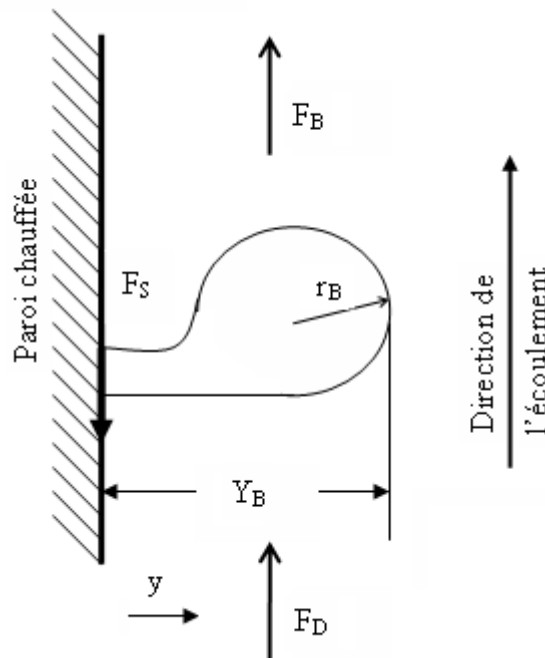


Figure 2.2 Forces agissant sur une bulle avant le détachement

- La force de flottabilité est donnée par :

$$F_B = C_B r_B^3 (\rho_L - \rho_G) g \quad (2.6)$$

où r_B est le rayon de la bulle et C_B est une constante de proportionnalité.

- La force de tension est donnée par :

$$F_s = C_s r_B \sigma \quad (2.7)$$

où σ est la tension superficielle.

- Finalement la force de friction est donnée par :

$$F_D = C_F \frac{\tau_w}{D} r_B^3 \quad (2.8)$$

où C_F est une constante de proportionnalité et τ_w est une tension de surface. L'équilibre des forces appliquées sur la bulle donne :

$$C_B r_B^3 (\rho_L - \rho_G) g + C_F \frac{\tau_w}{D} r_B^3 - C_S r_B \sigma = 0. \quad (2.9)$$

En résolvant, on trouve :

$$r_B = \left[\frac{C_S \sigma}{C_B (\rho_L - \rho_G) g + C_F \frac{\tau_w}{D}} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.10)$$

Si on suppose que la distance entre la paroi et l'extrémité de la bulle Y_B est proportionnelle à r_B , on aura donc :

$$Y_B = C \left[\frac{\sigma D_e}{\tau_w} \right]^{\frac{1}{2}} \left[1 + C' \left(\frac{(\rho_L - \rho_G) g}{\tau_w} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

Sous la forme adimensionnelle, on obtient :

$$Y_B^+ = C \left[\frac{(\sigma D_e \rho_L)^{\frac{1}{2}}}{\mu_L} \right] \left[1 + C' \left(\frac{(\rho_L - \rho_G) g D_e}{\tau_w} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

où C et C' sont des constantes appropriées.

La différence de température entre la paroi chauffante (T_w) et le sommet de la bulle (T_B) à la position Y_B^+ , sous la forme adimensionnelle, s'écrit :

$$T_B^+ = \frac{C_{PL} \rho_L (\tau_w / \rho_L)^{0.5}}{\phi} (T_w - T_B) \quad (2.13)$$

où ϕ est le flux de chaleur et T_w est la température de paroi. Levy utilise le profil de température proposé par Martinelli (1947) pour la convection forcée monophasique turbulente :

$$\begin{aligned} T_B^+ &= Pr_L Y_B^+ & 0 < Y_B^+ \leq 5 \\ T_B^+ &= 5 \left[Pr_L + \ln \left(1 + Pr_L \left(\frac{Y_B^+}{5} - 1 \right) \right) \right] & 5 \leq Y_B^+ \leq 30. \\ T_B^+ &= 5 \left[Pr_L + \ln(1 + 5 Pr_L) + 0.5 \ln \left(\frac{Y_B^+}{5} \right) \right] & Y_B^+ > 30 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Levy suppose que la température au sommet de la bulle est égale à T_{SAT} ($T_B = T_{SAT}$). Sachant que $(T_w - T_L(z_D)) = \phi/h_{LO}$ et après réarrangement de l'éq. (2.13), nous obtenons la sous saturation locale du fluide, dans la section du canal où a lieu le détachement des bulles, donnée par la relation suivante :

$$\Delta T_{SUB}(z_D) = T_{SAT} - T_L(z_D) = \phi \left(\frac{1}{h_{LO}} - \frac{T_B^+}{C p_L \rho_L (\tau_w / \rho_L)^{0.5}} \right). \quad (2.15)$$

Levy a évalué expérimentalement les constantes C et C' de l'éq. (2.12) et il a montré que les forces de flottabilité sont négligeables même à faible vitesse massique. Les valeurs de ces constantes sont respectivement égales à 0.015 et 0. L'équation (2.12) se simplifie :

$$Y_B^+ = 0.015 \frac{(\sigma D_e \rho_L)^{0.5}}{\mu_L} \quad (2.12a)$$

Le coefficient de transfert de chaleur h_{LO} est calculé à l'aide de l'éq. (2.4) et la contrainte tangentielle (contrainte pariétale) τ_w est donnée par :

$$\tau_w = \frac{f_{LO} G^2}{2 \rho_L}, \quad (2.16)$$

où f_{LO} facteur de frottement simple phase correspondant à une rugosité relative (ϵ/D) de 10^{-4} (tube lisse).

b) Modèles thermiques

Dans cette catégorie, on retrouve le modèle de Griffith et al. (1958), Bowring (1962), Ahmad (1970), Dix (1971) et Unal (1975) :

Griffith (1958)

Griffith et al. (1958) ont suggéré que le sous refroidissement au point de détachement des bulles peut être calculé par :

$$\Delta T_{SUB}(z_D) = \frac{\phi}{5 h_{LO}} \quad (2.17)$$

Bowring (1962)

Il a développé une relation empirique, valable pour l'eau sur une marge de pression allant de 11 à 138 bars.

$$\Delta T_{SUB}(z_D) = \eta \frac{\phi}{G v_L} \quad (2.18)$$

où l'effet de la pression est corrélé par η . Quand les variables sont exprimées en unités SI et la pression en bar, η est égal à :

$$\eta = (14.0 + 0.1p) 10^{-6} \quad (2.19)$$

Ahmad (1970)

Il a suggéré une sous saturation de la forme :

$$\Delta T_{\text{SUB}}(z_D) = \frac{\phi}{h_L} \quad (2.20)$$

où h_L est donné par la relation empirique suivante :

$$h_L = 2.44 \text{ Re}^{1/2} \text{ Pr}^{1/3} \left(\frac{i_{\text{LG}}}{i_{\text{L,SAT}}} \right)^{1/3} \left(\frac{i_L}{i_{\text{L,SAT}}} \right)^{1/3} \quad (2.21)$$

i_L et $i_{\text{L,SAT}}$ sont les enthalpies du liquide sous saturé et saturé.

Dix (1971)

Une relation similaire a été proposée par Dix et elle est de la forme :

$$\Delta T_{\text{SUB}}(z_D) = 0.00135 \frac{\phi}{5h_{\text{LO}}} \text{ Re}^{1/2} \quad (2.22)$$

Unal (1975)

Unal a revu la formule de Griffith, et a proposé la relation suivante :

$$\Delta T_{\text{SUB}}(z_D) = K_u \frac{\phi}{h_{\text{LO}}} \quad (2.23)$$

où K_u est le coefficient empirique tel que pour l'eau :

$$K_u = 0.24 \quad \text{pour } w \geq 0.45 \text{ m/s}$$

$$K_u = 0.11 \quad \text{pour } w < 0.45 \text{ m/s}$$

c) Modèle à mécanismes combinés

Saha et Zuber (1974) ont proposé une corrélation simple pour le calcul du point de détachement des bulles. Aux faibles vitesses massiques, l'apparition significative de vapeur est contrôlée par les effets thermiques. Les bulles de vapeur se détachent de la paroi si la densité de flux thermique est suffisante pour contrarier la sous saturation. Aux vitesses massiques élevées, l'apparition significative de la vapeur est contrôlée par les effets hydrodynamiques. La couche de bulles en contact avec la paroi entre les points A et B (Figure 2.1) peut être assimilée à une rugosité. Quand les bulles ont une hauteur suffisante, elles se détachent de la paroi et le taux de présence de vapeur augmente de façon appréciable.

Selon la valeur du nombre de Peclet, la sous saturation est donnée par :

$$\Delta T_{\text{SUB}}(z_D) = 0.0022 \frac{\phi D}{k_L} \quad \text{Pe} \leq 70\,000 \quad (2.24)$$

$$\Delta T_{\text{SUB}}(z_D) = 153.8 \frac{\phi}{G C_{p_L}} \quad \text{Pe} > 70\,000 \quad (2.25)$$

Les données de bases de ce modèle, pour l'eau et pour des géométries rectangulaire, circulaire et annulaire, sont :

$$P = 1 - 138 \text{ bars}, \quad G = 95 - 2760 \text{ kg/m}^2\text{s} \quad \phi = 0.28 - 1.89 \text{ MW/m}^2.$$

Parmi tous ces modèles un certain nombre d'arguments semblent plaider en faveur du modèle de Saha & Zuber. Les résultats publiés par Dorra et al. (1993) montrent que ce dernier modèle est le meilleur pour la prédiction du point de détachement de bulles.

2.2.3. Ebullition locale fortement sous-saturée

Dans cette région, AB, il y a formation de petites bulles attachées à la paroi et qui disparaissent très rapidement, n'atteignant pas la région d'ébullition locale complètement développée. La fraction du flux de chaleur utilisée dans la formation de vapeur est insignifiante par conséquent le taux de vide moyen dans la section de l'écoulement est négligeable. Il évolue linéairement avec la longueur, nul en A et prend une valeur α_w au point B.

Une relation simple du taux de vide, au point B, a été suggérée par Levy (1967). Il suppose au point B (point de détachement) que les bulles sont sphériques et de rayon r et sont espacées d'une distance S . Le nombre de bulles autour du périmètre chauffé P_h est donc (P_h/S) et le volume de vapeur, dans une section de longueur S , est $(P_h/S)(4\pi r^3/3)$. Le taux de vide à la paroi est par conséquent donné par :

$$\alpha_w = \left(\frac{P_h}{S}\right) \left(\frac{4}{3}\pi r^3\right) \left(\frac{1}{AS}\right) = \frac{16}{3}\pi \frac{r}{D_h} \left(\frac{r}{S}\right)^2 \quad (2.26)$$

où D_h est le diamètre équivalent de la conduite.

Si les bulles sont supposées être entassées dans un carré et de façon à ce que r/S soit très proche de 0.25, l'équation (2.26) ci-dessus devient :

$$\alpha_w \cong \frac{\pi}{3} \frac{r}{D_h} \cong \frac{\pi}{6} \frac{Y_B}{D_h} \quad (2.27)$$

Le titre massique dans cette sous région est nul.

2.2.4. Ebullition locale faiblement sous-saturée

Le point B assure la transition vers l'écoulement diphasique où la vapeur produite à la paroi commence à envahir la section de l'écoulement encore sous-saturée (cf. figure 2.1). Sur cette figure, sont tracées en fonction de z deux courbes de température, celle appelée « température de fluide » correspond à une température de mélange calculée par un bilan thermique simple et celle appelée « température de la phase liquide » correspond à la température moyenne réelle de la phase liquide. Le point C (Z_{sc}) désigne la limite de la région d'ébullition sous saturée. Enfin le point D (Z_b) correspond à la cote effective à laquelle la température de saturation est atteinte par la phase liquide.

2.2.4.1 Titre massique vapeur en ébullition sous saturée

Dans un écoulement sous saturé, le flux thermique échangé entre la paroi et l'écoulement se répartit entre le chauffage et la production de vapeur. La masse de vapeur produite par unité de volume et unité de temps est appelée taux de production vapeur, M_{KI} ($\text{kg/m}^3 \text{ s}$) et représente le terme de droite de l'équation phasique de conservation de la masse pour la phase vapeur ($k = G$) donné par l'équation (1.13) du chapitre précédent. Le taux de production vapeur peut être exprimé (Hsu, 1982) en fonction de la cote z dans le canal, par :

$$M_{GI} = \frac{P_h}{A} \int_{z_d}^z \frac{dm_G(z, z')}{dz} J(z') dz' \quad (2.28)$$

où $dm_G(z, z')$ est la variation de la masse d'une bulle de vapeur née en z' actuellement en z et $J(z')$ est le taux de nucléation à la cote z' en m^2/s . La résolution de l'équation (2.28) avec les grandeurs $dm_G(z, z')$ et $J(z')$ qui dépendent de la température du fluide qui elle-même varie avec z , n'est pas très aisée.

Cependant, il existe deux approches plus directes (Hsu, 1982) pour déterminer le taux de production de vapeur. La première est l'approche déductive où l'on cherche à connaître la répartition du flux thermique au sein de l'écoulement (Bowring, 1962, Rouhani & Axeleson, 1970, Ahmad, 1970, Hancox & Nicoll, 1971, Lahey, 1974, Lahey & Moody, 1977). La deuxième approche est appelée approche inductive où l'on suppose un profil de température (ou enthalpie) propre à la phase liquide satisfaisant un certain nombre de conditions aux limites.

- A) Approche déductive

Selon Bowring (1962), le flux de chaleur est transmis au fluide par plusieurs mécanismes simultanés :

- la chaleur latente des bulles de vapeur produite $[\phi_e]$,
- par convection due à l'agitation du film thermique sous l'action des bulles $[\phi_a]$,
- par convection dans le liquide $[\phi_{SPL}]$: turbulence simple phase,
- par condensation des bulles en fin d'accroissement $[\phi_{COND}]$.

D'après Bowring, le dernier mode de transfert est négligeable. Ainsi donc :

$$\phi = \phi_e + \phi_a + \phi_{SPL} \quad (2.29)$$

En posant :

$$\phi_{SCB} = \phi_e + \phi_a \quad (2.30)$$

l'équation (2.29) s'écrit :

$$\phi = \phi_{SCB} + \phi_{SPL} \quad (2.31)$$

où ϕ_{SCB} est le flux de chaleur transféré par nucléation des bulles. Et la composante simple phase, ϕ_{SPL} , est donnée par :

$$\phi_{SPL} = h_{LO} (T_{SAT} - T_L(z)) \quad (2.32)$$

D'une manière générale, la variation du titre massique le long du canal est donné par :

$$\frac{dx}{dz} = \frac{P_h}{G A h_{fg}} (\phi_e - \phi_{COND}) \quad (2.33)$$

Le titre massique calculé à une cote z du canal sera donc :

$$x'(z) = \frac{P_h (\phi_e - \phi_{COND})}{G A h_{fg}} (Z - Z_d). \quad (2.34)$$

Bowring (1962) a introduit le rapport d'agitation ε , donné par :

$$\varepsilon = \phi_a / \phi_e. \quad (2.35)$$

Pour le cas de l'eau, Bowring propose la corrélation suivante :

$$\varepsilon = \begin{cases} \left\{ 3.2 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right) \left(\frac{Cp_L}{i_{LG}} \right) \right. & 1 < p < 9.5 \text{ bars} \\ 1.3 & 9.5 < p < 50 \text{ bars} \\ 1.6 & p > 50 \text{ bars} \end{cases} \quad (2.36)$$

A partir des relations (2.29) et (2.35) et en négligeant la recondensation, la relation (2.34) donnant le titre réel dans la région BCD, devient :

$$x'(z) = \frac{P_h}{G A h_{fg}} \left(\frac{(\phi - \phi_{SPL})}{(1 + \varepsilon)} \right) (Z - Z_d) \quad (2.37)$$

La figure 2.3 montre l'évolution du titre massique $x'(z)$ et du titre thermodynamique en fonction de la longueur du canal. Le titre massique réel est donné par la courbe VWXYZ. Dans la région VW, l'existence d'un titre conduirait à un glissement des bulles sur la paroi. Pour des raisons de simplification, le titre massique est négligé à l'amont de la cote Z_d par Bowring(1962), Levy(1967) et Saha-Zuber(1974).

Le rapport d'agitation ε , proposé par Bowring est constant et indépendant de la cote z . Or au fur et à mesure qu'on s'approche de la région d'ébullition saturée, les flux $[\phi_a]$ et $[\phi_{SPL}]$ diminuent par conséquent le rapport ε lui aussi diminue. Afin de tenir compte de cette variation, Rouhani et Axelsson (1970) ont proposé une corrélation pour ε donnée par :

$$\varepsilon = \frac{C_{pL} \rho_L (T_{SAT} - T_L(z))}{\rho_G i_{LG}}, \quad (2.38)$$

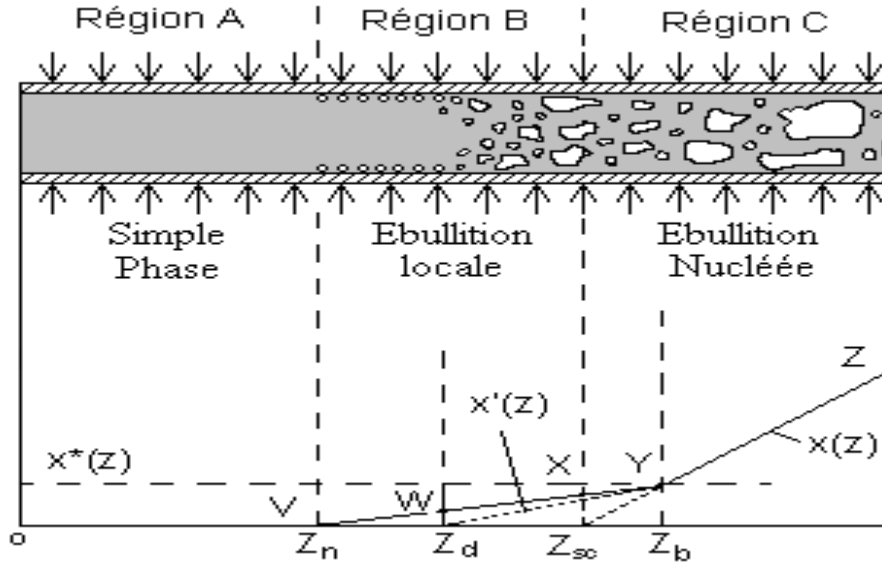


Figure 2.3. Evolution du titre réel et du titre thermodynamique lors de l'ébullition locale

De plus le flux de recondensation $[\phi_{COND}]$ n'est pas négligé et ils suggèrent la relation suivante :

$$\phi_{COND} = \frac{K_C (T_{SAT} - T_L)}{P_h}$$

$$K_c = a \frac{k_L}{Pr_L} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^2 A^{\frac{2}{3}} \alpha^{\frac{2}{3}} \left[\frac{GD}{(1-\alpha)\mu_L} \right] N_q^{-0.5} \quad (2.39)$$

où :

$$N_q = \frac{\phi \mu_L}{(\rho_L - \rho_G) \sigma i_{LG}}, \quad (2.40)$$

la constante a est égale à $30 \text{ m}^{-4/3}$ et α représente le taux de vide. Le paragraphe 2.2.4.2 est consacré à cette dernière grandeur.

Le plus récent modèle dans cette catégorie a été proposé par Lahey & Moody (1977). Dans ce modèle, les flux $[\phi_a]$, $[\phi_{COND}]$ et $[\phi_{SPL}]$ sont calculés différemment. On suppose que la contribution $[\phi_{SPL}]$ est linéaire en fonction de la sous saturation locale $(T_{SAT} - T_L(z))$ au-delà du point d'apparition significative de vapeur (point de détachement). De plus, l'hypothèse qui consiste à négliger le taux de vide à l'amont du point significative de vapeur amène à considérer le flux ϕ_{SCB} comme étant nul en ce point. En cohérence avec ces hypothèses, Lahey & Moody proposent les relations suivantes :

$$\phi_{\text{SPL}} = \phi \left[\frac{i_{\text{L,SAT}} - i_{\text{L}}(z)}{i_{\text{L,SAT}} - i_{\text{L}}(z_{\text{D}})} \right], \quad (2.41)$$

et

$$\phi_{\text{SCB}} = \phi - \phi_{\text{SPL}} = \phi \left[\frac{i_{\text{L}}(z) - i_{\text{L}}(z_{\text{D}})}{i_{\text{L,SAT}} - i_{\text{L}}(z_{\text{D}})} \right] \quad (2.42)$$

l'enthalpie du liquide $i_{\text{L}}(z)$ étant déterminée à partir de l'enthalpie moyenne $\langle i \rangle$ et du titre réel x' par la relation :

$$\langle i \rangle = x' i_{\text{L}} + (1 - x') i_{\text{G}}. \quad (2.43).$$

Le rapport d'agitation est donné par la relation proposée par Rouhani et Axelsson :

$$\varepsilon = \frac{\rho_{\text{L}} (i_{\text{L,SAT}} - i_{\text{L}}(z))}{\rho_{\text{G}} i_{\text{LG}}}. \quad (2.38a)$$

A partir de ces différentes expressions, on déduit la valeur de $[\phi_e]$:

$$\phi_e = \phi_{\text{SCB}} - \phi_a \quad (2.44)$$

d'où :

$$\phi_e = \frac{\phi_{\text{SCB}}}{1 + \varepsilon} \quad (2.45)$$

Le terme de condensation est déduit de la corrélation établie par Levenspiel (1959) en ébullition stagnante :

$$\phi_{\text{COND}} = 0.075 i_{\text{LG}} \frac{A}{P_{\text{h}}} \alpha (T_{\text{SAT}} - T_{\text{L}}) \frac{\rho_{\text{G}} \rho_{\text{L,SAT}}}{(-\rho_{\text{G}} + \rho_{\text{L,SAT}})} \quad (2.46)$$

Pour calculer le taux de vide α dans la section, Lahey & Moody recommandent le modèle de Zuber & Findlay (1965). Ce modèle est présenté au paragraphe 2.2.4.2.

- B) Approche inductive

Dans la précédente approche (déductive), les coefficients de transfert de chaleur utilisés et supposés sont incertains. Par contre dans la présente approche (Zuber et al. 1966), on suppose un profil de température vérifiant les conditions de continuité au point B et au point où la température de la phase liquide atteint la saturation (point D) :

$$\frac{T_{\text{L}}(z) - T_{\text{L}}(z_{\text{d}})}{T_{\text{SAT}} - T_{\text{L}}(z_{\text{d}})} = \frac{\Delta T_{\text{SUB}}(z_{\text{d}}) - \Delta T_{\text{SUB}}(z)}{\Delta T_{\text{SUB}}(z_{\text{d}})} = 1 - \exp\left(\frac{z - z_{\text{d}}}{z_{\text{sc}} - z_{\text{d}}}\right) \quad (2.47)$$

En tenant compte de ce profil et des conditions de continuité, Saha et Zuber (1974) ont aboutit à l'expression du titre réel, dans la région BCD, suivante :

$$x'(z) = \frac{x(z) - x(z_d) \exp\left(\frac{x(z)}{x(z_d)} - 1\right)}{1 - x(z_d) \exp\left(\frac{x(z)}{x(z_d)} - 1\right)} \quad (2.48)$$

où $x(z)$ est le titre d'équilibre thermodynamique défini par l'équation (1.6).

L'équation de Saha - Zuber (équ. 2.48) est très similaire à celle obtenue par Levy (1967) qui est de la forme :

$$x'(z) = x(z) - x(z_d) \exp\left(\frac{x(z)}{x(z_d)} - 1\right) \quad (2.49)$$

- en amont de l'apparition significative de vapeur (point B), le titre massique est nul :

$$x'(z) = 0 \quad \text{quand } x(z) = x(z_d) \quad (2.50)$$

- le titre réel se rapproche du titre thermodynamique quand celui-ci augmente :

$$x'(z) \rightarrow x(z) \quad \text{quand } x(z) \gg |x(z_d)| \quad (2.51)$$

2.2.4.2 Modèles de prédiction de la fraction de vide

La fraction de vide est une grandeur importante et indispensable, elle intervient dans toutes les équations phasiques de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'énergie présentées au chapitre 1. Ainsi donc, le calcul de la chute de pression issu de l'intégration des équations de quantité de mouvement passe inévitablement par le calcul de la fraction de vide. La détermination des configurations d'écoulement fait appel aussi au calcul du taux de vide. Enfin la fraction de vide joue un rôle important dans le calcul couplé de la thermohydraulique et de la neutronique lors de la détermination de la puissance du réacteur (Saphier - Grim, 1992).

Dans ce paragraphe, on a regroupé les modèles et corrélations communément utilisées pour la prédiction de la fraction de vide, valables aussi bien pour la région d'ébullition locale et pour les autres configurations d'écoulement.

La fraction de vide α (A_G/A) se déduit aisément de l'équation (1.10) et s'écrit :

$$\alpha = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} S \frac{\rho_G}{\rho_L}} \quad (2.52)$$

où S est le rapport de glissement (w_G/w_L).

Dans le cas du modèle homogène, le glissement est égal à 1 et on retrouve l'équation (1.36) donnée par :

$$\alpha = \frac{x \rho_L}{x \rho_L + (1-x) \rho_G} \quad (1.24)$$

Dans le cas du modèle à phases séparées, le modèle de taux de vide le plus répandu et utilisé dans les modèles mécanistes de crise d'ébullition à faible titre (cf. chapitre 4) est le modèle dit « *Drift Flux Model* » de Zuber-Findlay (1965).

Ce modèle permet de tenir compte aussi bien du glissement entre les phases et du caractère bidimensionnel de l'écoulement en introduisant les distributions non uniformes du taux de vide et de la vitesse dans la section de l'écoulement (figure 2.4).

La formule générale pour ce type de modèle est donnée par :

$$\alpha = \frac{x/\rho_G}{C_0 \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{(1-x)}{\rho_L} \right) + \frac{U_{GU}}{G}} \quad (2.53)$$

où U_{GU} est la vitesse moyenne de dérive de la phase vapeur (drift flux) et C_0 est un paramètre de distribution dit paramètre de distribution de Zuber-Findlay.

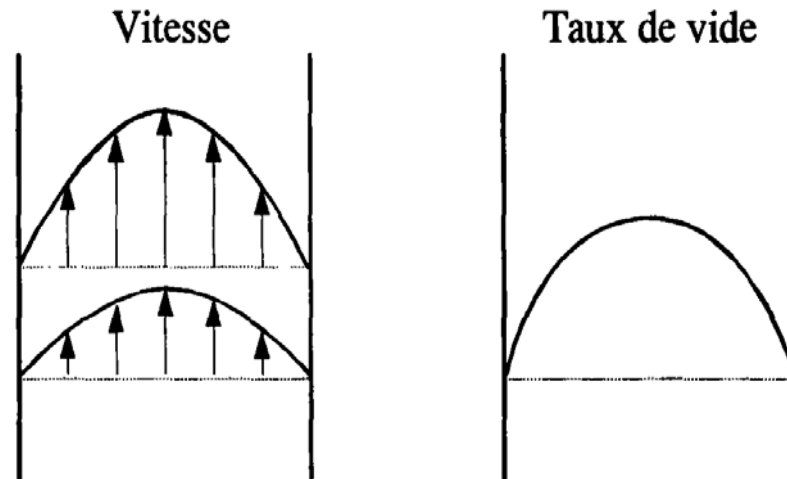


Figure 2.4. Distributions de vitesses et de taux de vide (Zuber-Findlay, 1965)

Des corrélations ont été proposées par plusieurs auteurs pour le calcul de la vitesse moyenne de dérive et le paramètre C_0 en fonction du type d'écoulement. Les plus communément utilisées sont décrites ci-dessous :

Zuber - Findlay (1965)

Le modèle de Zuber-Findlay peut être utilisé quelle que soit la configuration d'écoulement. Pour un écoulement eau-vapeur à pression élevée, le paramètre C_0 et la vitesse moyenne de dérive U_{GU} sont donnés par :

$$C_0 = 1.13 \text{ et } U_{GU} = 1.41 \left[\sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \right]^{0.25} \quad (2.54)$$

Ce modèle est valable seulement quand la vitesse $U_{GU} > 0.05 G / \rho_L$. Cette limite est indispensable pour les configurations d'écoulements : à bulles, à bouchons et à forte coalescence.

Rouhani (1969)

Ce modèle est valable pour un écoulement à bulles complètement développé et pour un écoulement à bouchon. Le paramètre C_0 prend une valeur comprise entre 1.1 et 1.2 pour la valeur α voisine de zéro. Et quand $\alpha > 0.1$, C_0 est donné par :

$$C_0 = 1 + 0.2(1 - x) \left[g D_h \rho_L^2 / G^2 \right]^{0.25} \quad (2.55)$$

$$U_{GU} = 1.18(1 - x) \left[\sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \right]^{0.25} \quad (2.56)$$

Dix (1971)

Le modèle de Dix (1971) est valable dans la région d'ébullition locale à faible débit spécifique ($G < 680 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$) :

$$C_0 = \beta \left[1 + \left\{ 1 / (\beta - 1) \right\}^b \right] ; \quad b = (\rho_G / \rho_L)^{0.1} \quad (2.57)$$

$$U_{GU} = 2.9 \left[\sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \right]^{0.25} \quad (2.58)$$

Nabizadeh (1977)

Le modèle de Nabizadeh (1977) peut être utilisé quelle que soit la configuration d'écoulement :

$$C_0 = \beta \left[1 + \frac{1}{n} \text{Fr}^{0.1} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^n \left(\frac{1-x}{x} \right)^{1.22n} \right], \quad U_{GU} = 1.18 \left[\sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \right]^{0.25} \quad (2.59)$$

où :

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{(\rho_L^2 g D_h)} ; \quad n = \sqrt{0.6(\rho_L - \rho_G) / \rho_L}$$

2.2.4.3 Transfert de chaleur

De nombreuses données sur le transfert de chaleur lors de l'ébullition locale ont été représentées par des corrélations empiriques par Jens et Lottes (1951) et plus tard par Thom (1965).

La corrélation de Thom (1965) s'écrit :

$$\Delta T_{SAT} = T_w - T_{SAT} = 22.65 \phi_{SCB}^{0.5} e^{-p/87} \quad (2.60)$$

où ϕ_{SCB} en MW/m^2 et p en bar. Les données de bases de cette corrélation, pour l'eau chauffée électriquement dans un tube vertical, sont :

$p = 7 - 172$ bars, $G = 11 - 1.05 \cdot 10^4$ $\text{kg/m}^2\text{s}$ $T_L = 115 - 340$ °C,
 $D = 3.63 - 5.74$ mm et un flux de chaleur allant jusqu'à 12.5 MW/m^2 .

2.3. Ebullition saturée

Ce régime de transfert thermique couvre les régions C et D de la figure 1.3 du chapitre précédent. Dans ce paragraphe, on passera en revue seulement les corrélations de transfert de chaleur. Les relations donnant le titre et la fraction du vide sont similaires et parfois identiques à celles de la région d'ébullition locale faiblement sous saturée.

Dans cette région, la température moyenne du fluide est stabilisée à la température de saturation. La température de paroi et celle du fluide sont liées par la relation suivante :

$$\Delta T_{SAT} = T_W - T_{SAT} = \frac{\phi}{h_{2ph}} \quad (2.61)$$

où h_{2ph} est le coefficient d'échange double phase.

Groeneveld et Snoek (1986) ont résumé la plus part des récentes méthodes de prédiction de coefficient de transfert de chaleur lors de l'ébullition saturée. Ces derniers, à travers leurs études, recommandent l'utilisation de la méthode graphique de Shah (1982) et l'équation de Chen (1963) donnée par :

$$h_{2ph} = h_{cb} + h_{nb} \quad (2.62)$$

$$h_{2ph} = 0.00122 \frac{k_L^{0.79} C_{pL}^{0.45} \rho_L^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_L^{0.29} i_{LG}^{0.24} \rho_G^{0.24}} \Delta T_{SAT}^{0.24} \Delta p_{SAT}^{0.75} S \quad (2.63)$$

$$+ 0.023 \left[\frac{DG(1-x)}{\mu_L} \right]^{0.8} \left(\frac{C_{pL} \mu_L}{k_L} \right)^{0.4} \frac{k_L}{D} F$$

Cette corrélation de Chen (1963) contient deux termes représentant deux mécanismes physiques différents. Le premier terme traduit la contribution de l'ébullition nucléée sur la paroi. Il est obtenu à partir de la corrélation d'ébullition nucléée en vase clos de Forster et Zuber (1954) pondérée par un facteur d'atténuation S . Le second terme représente l'effet de la convection forcée monophasique due au liquide, modifiée par un facteur d'amplification F et calculée à partir de la corrélation de Dittus - Boelter (1930). Les facteurs S et F sont donnés par les équations suivantes :

$$S = \left[1 + 2.53 \times 10^{-6} \left(\frac{DG(1-x)}{\mu_L} F^{1.25} \right)^{1.17} \right]^{-1} \quad (2.64)$$

$$F = 1 \quad \text{Pour } 1/\chi \leq 0.1$$

$$F = 2.35 (1/\chi + 0.213)^{0.736} \quad \text{Pour } 1/\chi > 0.1 \quad (2.65)$$

où χ représente le paramètre de Martinelli donné par :

$$\chi = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1} \quad (2.66)$$

La corrélation de Chen est valable dans les conditions suivantes :

$$0.5 < p < 34 \text{ bars} \quad 6.3 < \phi < 2400 \text{ kW/m}^2 \quad 0 < x < 0.71$$

Gungor et Winterton (1986), en effectuant 4300 tests sur différentes substances liquides et en reprenant l'équation originale de Chen (1963), ont proposé pour les facteurs S et F, les corrélations suivantes :

$$S = 1 + 1.15 \times 10^{-6} F^2 \text{Re}^{1.17} \quad (2.64a)$$

$$F = 1 + 2.4 \times 10^4 \text{Bo}^{1.16} + 1.37 \chi^{-0.86} \quad (2.65a)$$

où $\text{Bo} = \phi / (G i_{LG})$ représente le nombre d'ébullition.

Steiner et Taborek (1992) ont proposé un nouveau modèle basé sur la somme asymptotique des deux termes de l'ébullition saturée (nucléation et convection). Le modèle proposé se résume comme suit :

$$h_{2ph} = \left[(h_{cb})^n + (h_{nb})^n \right]^{1/n} \quad (2.67)$$

$$h_{2ph} = \left[(h_{LO} F_{tp})^n + (h_{nb,o} F_{nbf})^n \right]^{1/n} \quad (2.68)$$

où les paramètres suivants désignent :

h_{LO} : coefficient de transfert simple phase, basé sur le débit total du mélange,

F_{tp} : multiplicateur double phase de convection. Il est fonction du titre et rapport des densités liquide sur vapeur,

$h_{nb,o}$: coefficient local d'ébullition nucléée en vase clos, basé sur des conditions normales (indice 'o') de flux de chaleur et de pression réduite,

F_{nbf} : facteur de correction de $h_{nb,o}$, qui compense la différence entre l'ébullition en vase clos et en convection forcée,

n : est un exposant égal à 3.

Pour un flux de chaleur supérieur à la valeur limite du flux ϕ_{ONB} nécessaire pour obtenir l'amorçage de l'ébullition nucléée, le facteur multiplicateur F_{tp} est donné par :

$$F_{tp} = \left[(1-x)^{1.5} + 1.9(x)^{0.6} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.35} \right]^{1.1} \bigg|_{x \leq 0.6} \quad (2.69)$$

Pour un flux de chaleur appliqué inférieur au flux ϕ_{ONB} , le facteur multiplicateur F_{tp} est donné par :

$$\frac{h_{\text{cb}}}{h_{\text{LO}}} = F_{\text{tp}} = \left[\left[(1-x)^{1.5} + 1.9(x)^{0.6} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.35} \right]^{-2.2} + \left\{ \left(\frac{h_{\text{GO}}}{h_{\text{LO}}} \right) (x)^{0.01} \left[1 + 8(1-x)^{0.7} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.67} \right] \right\}^{-2} \right]^{-0.5} \quad (2.69a)$$

La valeur limite du flux ϕ_{ONB} (*onset of nucleate boiling*) nécessaire pour amorcer l'ébullition nucléée est donnée par Steiner (1988) :

$$\phi_{\text{ONB}} = \frac{2 \sigma T_{\text{SAT}} h_{\text{LO}}}{r_{\text{cr}} \rho_G i_{\text{LG}}} \quad (2.70)$$

avec T_{SAT} en Kelvin et le rayon critique de la bulle r_{cr} égal à $0.3 \cdot 10^{-6}$ m.

Le coefficient de transfert de chaleur local, $h_{\text{nb,o}}$, lors de l'ébullition nucléée en vase clos sous des conditions normales, est donné par une table (Steiner & Taborek, 1992). Pour l'eau, il est égal à $25580 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ pour un flux normal, ϕ_{of} , de $150\,000 \text{ W/m}^2$ et une pression réduite de 0.1.

Le facteur de correction, F_{nbf} , fait intervenir plusieurs paramètres tenant compte de l'effet de la pression, du flux, du diamètre, de la rugosité et en fin de la nature du fluide (masse molaire). Il est exprimé de la sorte :

$$F_{\text{nbf}} = F_{\text{pf}} \left[\frac{\phi}{\phi_{\text{of}}} \right]^{\text{nf}(p_r)} \left[\frac{D}{D_o} \right]^{-0.4} \left[\frac{R_a}{R_{a,o}} \right]^{0.133} F(M) \quad (2.71)$$

avec

$$F_{\text{pf}} = \left\{ 2.816(p_r)^{0.45} + \left[3.4 + \frac{1.7}{1-(p_r)^7} \right] (p_r)^{3.7} \right\}_{p_r \leq 0.95} \quad (2.72)$$

$$\text{nf}(p_r) = 0.8 - (0.1) \exp(1.75 p_r) \quad (2.73)$$

$D_o = 0.01 \text{ m}$, $R_{a,o} = 1 \mu\text{m}$ et $R_a = 1 \mu\text{m}$ pour une conduite neuve et $F(M)$ est égal à 0.72 pour l'eau.

2.4. Crise d'ébullition

La crise d'ébullition a été introduite aux paragraphes 1.2.1 et 1.2.2 du chapitre 1. Elle résulte d'une dégradation locale de l'échange thermique due au remplacement du liquide par de la vapeur au niveau de la paroi. Selon le régime d'ébullition, on distingue deux types de crises d'ébullition (figures 2.5 et 2.6) qui correspondent à des mécanismes physiques différents : La caléfaction ou « *Departure from Nucleate Boiling (DNB)* » et l'assèchement ou « *Dryout* ».

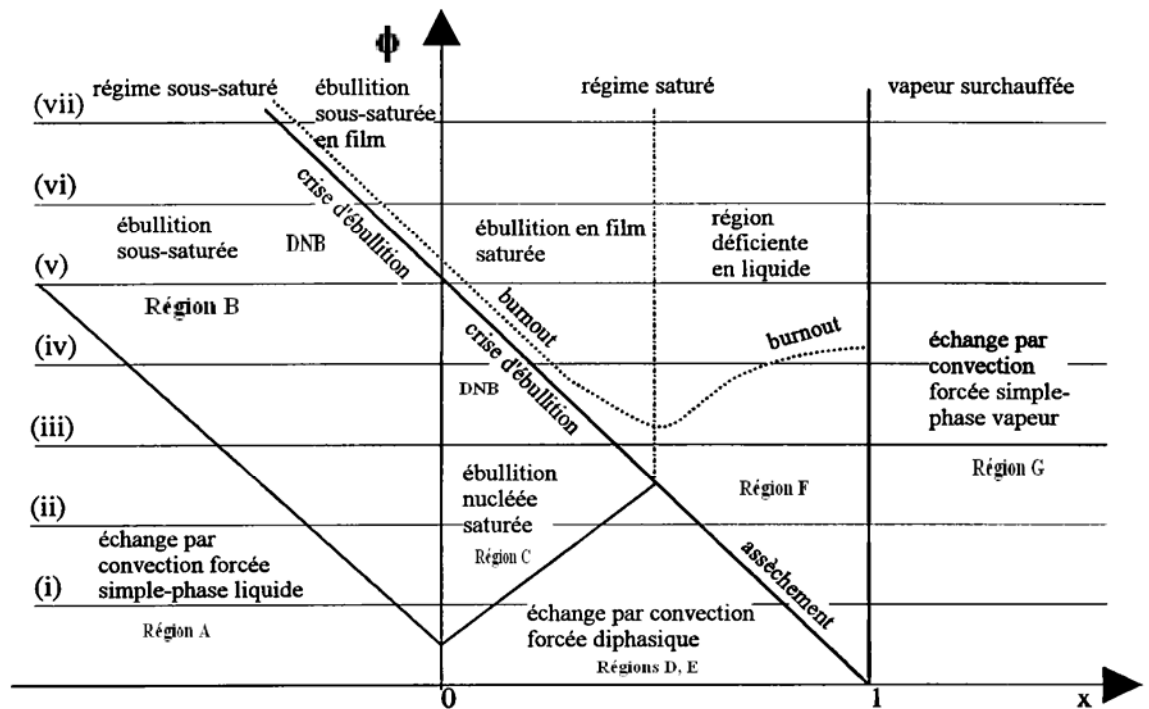


Figure 2.5. Carte d'ébullition des différentes régions d'échange thermique (Collier, 1981).

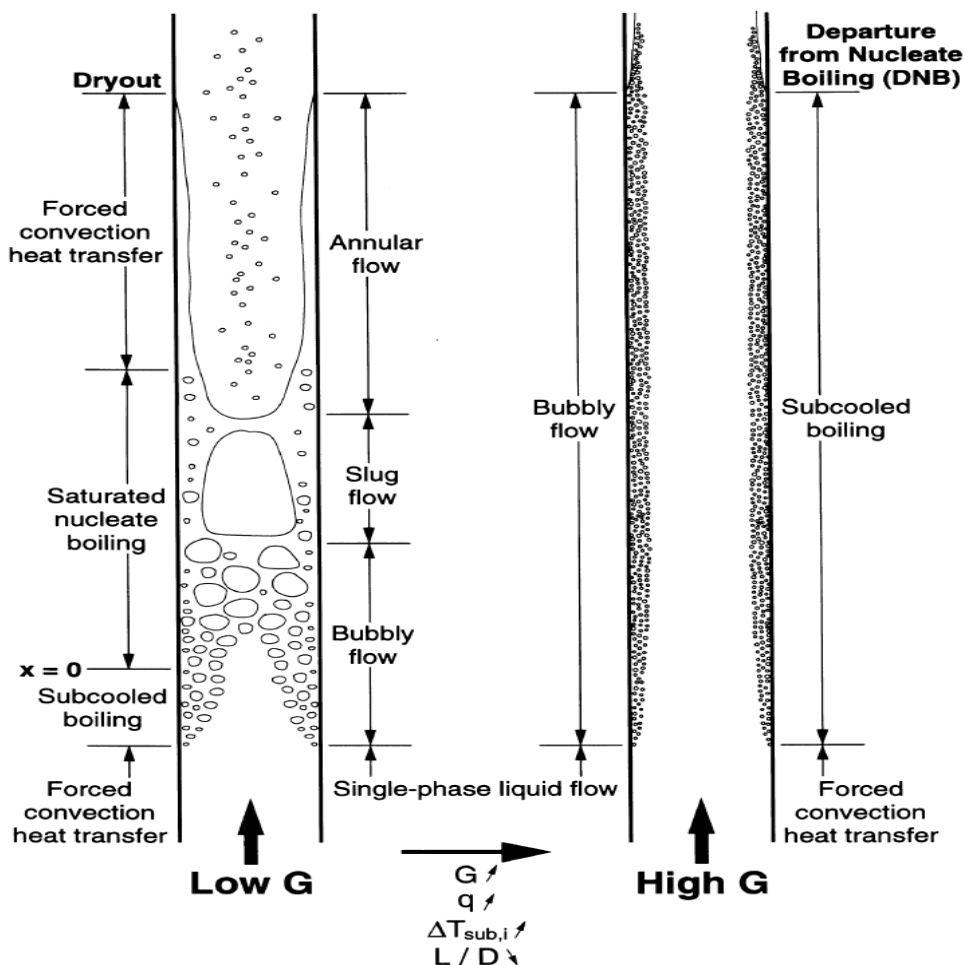


Figure 2.6. Différentes configurations de l'écoulement au flux critique (Mudawar et al., 1999)

Dans les systèmes à flux imposés (refroidissement des cœurs de réacteurs nucléaires, moteur à combustion interne, tubes électroniques, ...) l'élément chauffant peut alors atteindre des températures supérieures à son point de fusion et se dégrader brutalement. Cet état de destruction ou limite de destruction est désigné par Collier (1971, 1981) par le terme « *burnout* ». La limite de destruction survient généralement avec un certain retard par rapport aux limites de la caléfaction (DNB) et de l'assèchement (*dryout*) comme le montre la figure 2.5. Le terme de flux thermique critique « *Critical Heat Flux (CHF)* » est utilisé pour désigner les deux types de crise d'ébullition.

La figure 2.5 dresse la carte d'ébullition « idéalisée » des régions d'échange thermique observées dans un canal vertical chauffé uniformément, présentées en fonction du flux et du titre. Le cas traité par la figure 1.3 ou le schéma de gauche de la figure 2.6 est représenté par les courbes (i) et (ii) où l'on rencontre toutes les régions de A à G (Cf figure 1.3). Cette situation correspond à des conditions de faible flux ou de faible débit spécifique.

Lorsque le flux thermique augmente, nous pouvons voir que la caléfaction succède à l'assèchement puisque la dégradation de l'échange thermique a lieu dès la région d'ébullition nucléée saturée (courbe iii) et sous saturée aux forts flux (courbe vii).

Dans ce présent travail, on se limite à l'étude de la crise d'ébullition à faible titre (DNB) dont les conséquences sont beaucoup plus graves que l'assèchement. Les principaux mécanismes conduisant à son apparition, selon Hewitt (1978) sont en nombre de trois (voir figure 2.7):

- 1- L'accumulation des bulles de vapeur près de la paroi chauffante. Le recouvrement de la paroi par les bulles empêche tout contact avec le liquide.
- 2- Des fortes surchauffes locales de la paroi aux emplacements des sites de nucléation dues à la formation et à l'accroissement des bulles de vapeur, sous des conditions défavorables à leur détachement.
- 3- Formation de taches sèches pendant le passage de gros bouchons de vapeur en régime d'écoulement avec bouchons.

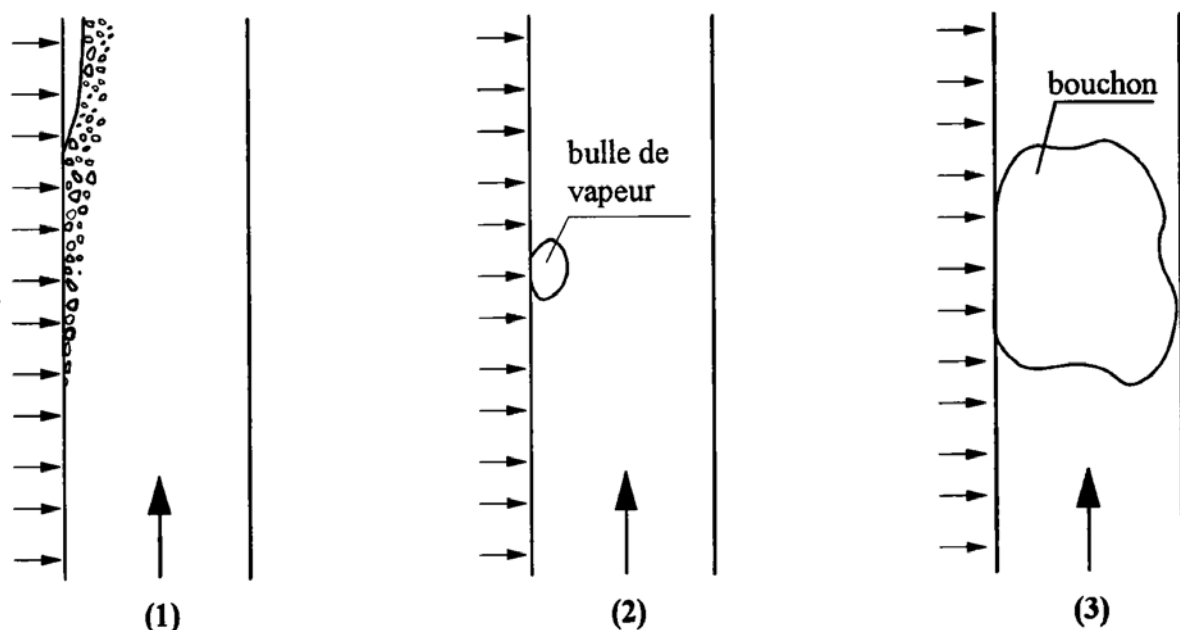


Figure 2.7. Mécanismes de crise d'ébullition à faible titre (Hewitt, 1978)

Dans les années soixante et soixante-dix et particulièrement durant la crise pétrolière, les nucléaristes ont intensifié leurs efforts à fin de pouvoir disposer de méthodes prédictives du phénomène de la crise d'ébullition. Comme pour beaucoup de phénomènes diphasiques, deux types de prédiction sont possibles : l'une fondée entièrement sur l'utilisation des données expérimentales, l'autre complétée par une analyse des mécanismes physiques.

A partir de banques de données obtenues sur des expériences « représentatives », et à l'aide d'outils d'analyse statistique, les chercheurs ont obtenu des corrélations donnant le flux critique (flux de chaleur à partir duquel on constate dans l'expérience une brusque montée en température de la paroi) en fonction des paramètres d'influence judicieusement choisis et mesurés : la géométrie, la puissance, débit, etc. Cette approche présente deux inconvénients : son coût élevé et le manque de généralité. Les corrélations développées ne sont pas applicables en dehors du domaine d'application correspondant aux conditions de l'expérience. Le chapitre 3 est consacré à la prédiction du flux critique par la méthode empirique.

La deuxième approche consiste à identifier les mécanismes physiques qui provoquent le phénomène et sur leurs modélisations. Le chapitre 4 passe en revue les différents modèles mécanistes actuels de prédiction de la crise d'ébullition à faible titre.

Chapitre 3 : Prédiction du flux critique par l'approche empirique

Cette approche consiste à trouver à l'aide des outils d'analyse statiques, des corrélations ou expressions mathématiques représentant au mieux les mesures expérimentales de flux thermique critique. Le flux critique dans un système à flux imposé, est défini comme la condition qui provoque une augmentation importante de la température de paroi suite à une légère modification d'un des paramètres du système (par exemple le flux thermique, le débit ou la température du fluide). Les corrélations obtenues sont des combinaisons de paramètres expérimentaux comme la pression, le diamètre et la longueur de la conduite, la température d'entrée du fluide et le mode de chauffage. Dans ce qui suit nous passons en revue les corrélations et méthodes empiriques de prédiction de crise d'ébullition pour deux modes de chauffage : flux de chaleur uniforme à la paroi et pour une distribution non uniforme du flux.

3.1. Tube vertical chauffé uniformément

Dans le cas d'un chauffage uniforme à la paroi du tube, les paramètres indépendants (figure 3.1) influençant le flux thermique critique sont au nombre de cinq (Collier & Thome, 1994) : le débit spécifique G , la température d'entrée T_i du fluide, la pression p du système, le diamètre interne D , et la longueur L du tube.

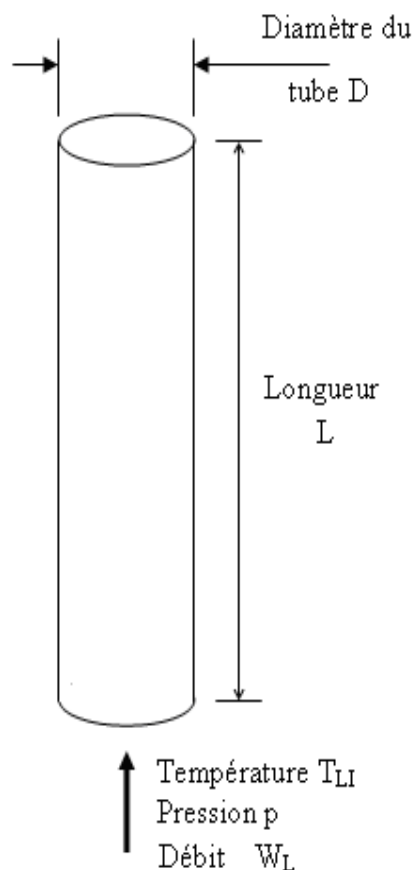


Figure 3.1. Variables indépendantes pour un tube vertical à flux uniforme.

Le flux critique est donc une fonction de cinq variables :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \text{fn}(G, D, p, L, (\Delta T_{\text{SUB}})_i) \quad (3.1)$$

3.1.1. Les limites du flux thermique critique

Lors de la prédiction ou la mesure du flux thermique critique, il est bon de connaître et de situer les limites de ce dernier. On sait tant que la température de paroi n'a pas atteint la température de saturation, l'ébullition n'aura pas lieu. Donc le flux critique minimal est donné lorsque la température de paroi est égale à T_{SAT} et il s'écrit de la forme suivante (Collier & Thome, 1994):

$$(\phi_{\text{CRIT}})_{\text{MIN}} = \frac{(\Delta T_{\text{SUB}})_i}{\frac{4L}{G C_{pL} D} + \frac{1}{h_{LO}}} \quad (3.2)$$

Le flux thermique critique se produira à un titre inférieur ou égal à 1 ($x(z) = 1$) pour lequel le liquide s'est complètement vaporisé. Ce qui conduit à la relation du flux critique maximale suivante :

$$(\phi_{\text{CRIT}})_{\text{MAX}} = \frac{G D i_{LG}}{4L} \left(1 + \frac{C_{pL} (\Delta T_{\text{SUB}})_i}{i_{LG}} \right) \quad (3.3)$$

Ces valeurs limites sont déduites à partir de simples considérations et permettent de représenter graphiquement (figure 3.2) la zone possible d'existence du flux thermique critique. La connaissance de cette zone est d'une importance capitale, lors de l'application des corrélations pour l'estimation du flux thermique critique à un problème donné. Car il faut être prudent et il faut veiller à ce que le flux estimé soit compris dans la zone hachurée de la figure 3.2.

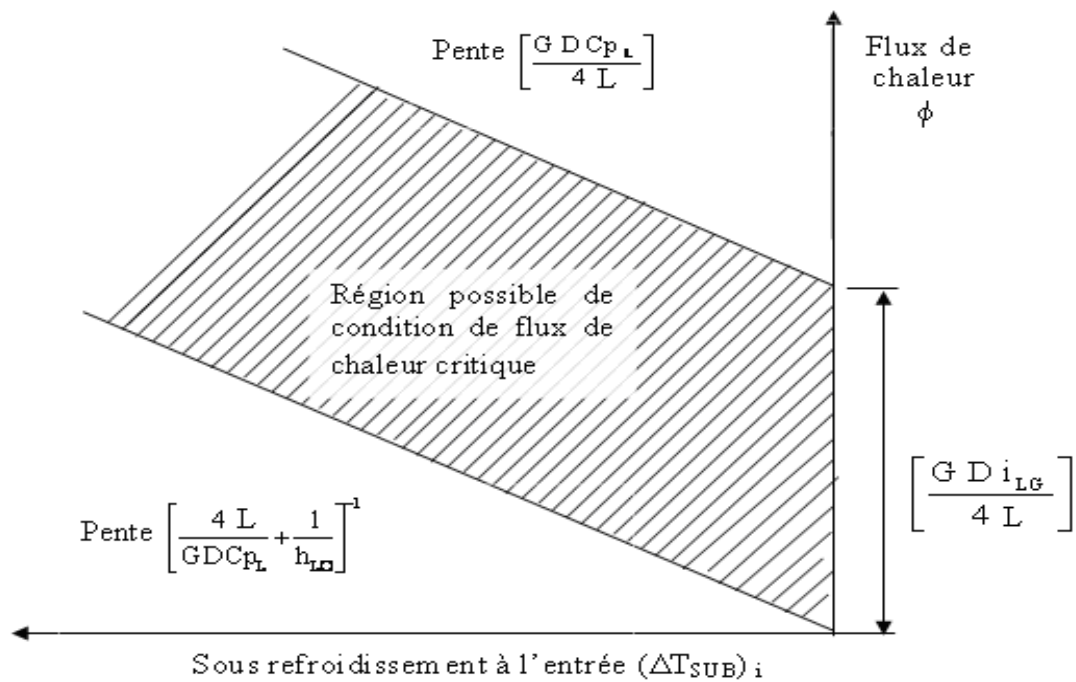


Figure 3.2. Les limites du flux thermique critique.

3.1.2. Types de prédicteurs de flux critique

L'équation (3.1) peut s'exprimer en fonction du titre d'entrée :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \text{fn}(G, D, p, L, x_{\text{in}}) \quad (3.4)$$

Dans le cas où le flux de chaleur à la paroi est uniforme, il a été démontré et vérifié par plusieurs chercheurs, que le flux critique se produit au voisinage de la sortie du tube, et nous pouvons donc confondre le titre critique avec le titre en sortie. En éliminant la longueur L , en faisant appel au bilan thermique simplifié entre l'entrée et la sortie du tube, l'équation (3.4) devient :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \text{fn}(G, D, p, x_{\text{CRIT}}) \quad (3.5)$$

Les corrélations du flux critique sont donc classées en deux catégories : Corrélations en conditions d'entrée (*Upstream conditions correlation* (UCC)) et les corrélations en conditions locales (*Local conditions correlation* (LCC)).

Avec les corrélations en conditions d'entrée, l'évaluation est directe puisque les quantités du terme de droite de l'équation (3.4) sont connues. Alors que les corrélations en conditions locales, l'évaluation peut se faire de deux manières :

- méthode de substitution directe (*DSM Direct Substitution Method*)
- méthode de bilan thermique (*HBM Heat Balance Method*).

Avec la méthode DSM, le titre local en chaque position est évalué à l'aide du bilan thermique. Ce titre local est ensuite directement injecté dans la corrélation en conditions locales pour obtenir la valeur du flux critique (figure 3.3). Dans le cas de la méthode HBM, le flux critique à une position donnée est obtenue par une procédure itérative qui satisfait simultanément l'équation (3.5) et l'équation d'énergie (bilan thermique) en variant le flux de chaleur.

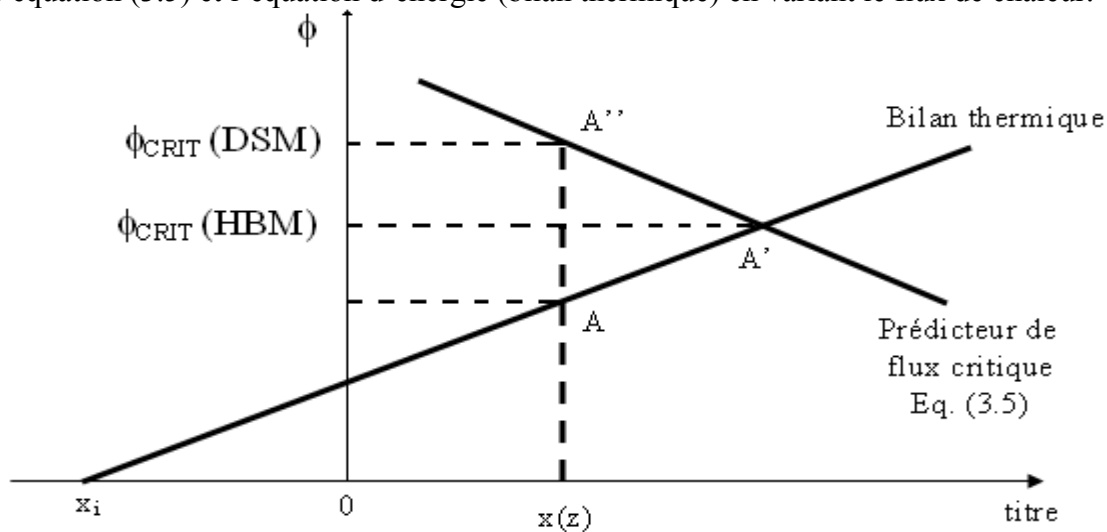


Figure 3.3. Evaluation du flux critique avec les deux méthodes : HBM et DSM

Les deux méthodes ne sont pas équivalentes en terme de performances de représentation de données expérimentales. Pour comprendre cette différence, on a représenté la situation sur un graphe $\phi_{\text{CRIT}} = \text{fn}(x_{\text{CRIT}})$ où les conditions P, G, D et L sont supposés fixées (figure 3.3). Selon Inasaka et Nariai (1996), Celata (1996) et Groeneveld (1996b), l'écart type résiduel obtenu avec la méthode HBM est significativement plus petit que l'écart type résiduel obtenu avec la méthode DSM en comparant avec les données expérimentales. Par contre Siman-Tov (1996) prétend le contraire en disant que la méthode DSM est l'unique méthode correcte pour la comparaison avec les données expérimentales.

Nous donnons ci après les corrélations les plus communément utilisées pour la prédiction du flux critique.

Bowring (1972)

En retenant le même principe que la corrélation de Macbeth, Bowring (1972) a développé une corrélation en conditions d'entrée donnée par :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \frac{A' + D G C p_L (\Delta T_{\text{SUB}})_i / 4}{C' + z} \quad (3.6)$$

Les grandeurs A' et C' sont définies par les relations suivantes :

$$A' = \frac{0.5793 \ D \ G \ i_{\text{LG}} \ F_1}{1.0 + 0.0143 \ F_2 \ D^{0.5} \ G} \quad (3.7)$$

$$C' = \frac{0.077 F_3 D G}{1.0 + 0.347 F_4 (G/1356)^n}$$

Avec $n = 2.0 - 0.00725 \ p$. Les grandeurs F_1 , F_2 , F_3 et F_4 sont des fonctions de la pression, données sous forme de table.

La corrélation de Bowring ne doit pas être employée en dehors des gammes de paramètres pour laquelle elle a été établie, à savoir :

- un écoulement eau - vapeur ascendant dans un tube vertical,
- une pression p de 2 à 190 bar,
- un diamètre D du tube chauffant compris entre 2 et 45 mm,
- une longueur z du tube chauffant comprise entre 0.15 et 3.70 m,
- une vitesse massique G comprise entre 136 et 18600 kg/m² s.

L'erreur quadratique moyenne de cette corrélation par rapport à l'ensemble des résultats expérimentaux (3800 données obtenues en tube vertical) est de l'ordre de 7 %.

Biasi et al (1967)

Une corrélation en condition locale a été développée par Biasi et al (1967). Selon la valeur du titre, ils ont proposé, pour le calcul du flux critique les relations suivantes :

$$\text{à faible titre : } \phi_{\text{CRIT}} = \frac{1.833 \times 10^3}{D^n G^{1/6}} \left[\frac{f(p)}{G^{1/6}} - x(z) \right] \quad (3.8)$$

$$\text{à titre élevé : } \phi_{\text{CRIT}} = \frac{3.78 \times 10^3 h(p)}{D^n G^{0.6}} [1 - x(z)] \quad (3.9)$$

avec $n = 0.4$ pour $D \geq 1$ cm et $n = 0.6$ pour $D < 1$ cm et les fonctions $f(p)$ et $h(p)$ sont données par :

$$f(p) = 0.7249 + 0.099 p \exp(-0.032 p) \quad (3.10)$$

$$h(p) = -1.159 + 0.149 p \exp(-0.019 p) + \frac{8.99 p}{10 + p^2} \quad (3.11)$$

La corrélation de Biasi et al. a été établie dans le domaine suivant :

- une pression p comprise entre 2.7 et 140 bar,
- un diamètre D du tube chauffant compris entre 3 et 37.5 mm,
- une longueur z du tube chauffant comprise entre 0.20 et 6 m,
- une vitesse massique G comprise entre 100 et 6000 kg/m² s,
- un titre compris entre $1/(1 + \rho_L/\rho_G)$ et 1.

Tong (1972)

Tong (1972) a développé une corrélation connue sous le nom de W3 de Westinghouse. Elle est très utilisée dans la plus part des projets de réacteurs à eau sous pression :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \left\{ (2.002 - 0.0000624 p) + (0.1722 - 0.0000143 p) \exp(x(18.177 - 0.000599 p)) \right\} \cdot \left[(0.1484 - 1.596 x + 0.1729 x |x|) 0.0007347 G + 1.037 \right] \cdot [1.157 - 0.869 x] [0.2664 + \exp(-124.1 D)] [0.8258 + 3.41 \times 10^{-4} (h_{\text{L,SAT}} - h_e)] \quad (3.12)$$

où p est la pression en kPa.

Les conditions d'utilisation de cette corrélation sont :

- une pression p comprise entre 70 et 160 bar,
 - un diamètre hydraulique D compris entre 0.5 et 1.8 cm,
 - un titre thermodynamique compris entre -0.15 et +0.15,
 - une vitesse massique G comprise entre 1356 et 6780 kg/m² s,
- et l'enthalpie à l'entrée doit être supérieure à 928 kJ/kg.

Drescher et Köhler (1981)

En comparant les résultats d'une série de 3000 expériences, incluant celles des Russes, Drescher et Köhler (1981) ont développé, à faible titre, la corrélation de flux critique suivante :

$$\phi_{\text{CRIT}} = (10.3 - 17.5 p^* + 8 p^{*2}) \cdot \left(\frac{8 \cdot 10^{-3}}{D} \right)^{1/2} \left(\frac{G}{1000} \right)^{0.68 p^* - 1.2 x - 0.3} e^{-1.5 x} \quad (3.13)$$

Avec $p^* = p/p_{\text{cr}}$ et ϕ_{CRIT} en MW/m². Et le domaine d'application est le suivant :

- une pression p comprise entre 29 et 196 bar ($0.13 \leq p^* \leq 0.89$),

- un diamètre D du tube chauffant compris entre 4 et 25 mm,
- une sous saturation à l'entrée comprise entre 0 et 75 K,
- une vitesse massique G comprise entre 500 et 5000 kg/m² s.

Hall et Mudawar (2000a,b)

Hall et Mudawar (2000a,b) ont évalué et compilé les données expérimentales mondiales incluant leurs données du laboratoire BTPFL de l'Université de Purdue pour constituer une base de données de CHF rassemblant 32544 points obtenus dans les gammes de conditions suivantes :

- pression : 70 – 21800 kPa,
- débit spécifique : 10 – 134000 kg/m² s
- titre thermodynamique : - 2.25 – 1.0
- diamètre : 0.00025 – 0.0447 m
- rapport L/D : 1.7 – 2484.

A partir de cette base de données et en se limitant seulement à la région d'ébullition locale, Hall & Mudawar (2000b) ont proposé deux corrélations optimisées de flux critique :

$$\phi_{\text{CRIT}} = B_0 i_{\text{LG}} \quad (3.14)$$

où B_0 est donné en fonction du type de corrélation utilisée :

Corrélation	Equation	Constantes
Locale (LCC)	$B_0 = C_1 We_D^{C_2} (\rho_L / \rho_G)^{C_3} [1 - C_4 (\rho_L / \rho_G)^{C_5} x_o]$	$C_1 = 0.0722$ $C_2 = -0.312$ $C_3 = -0.644$
Entrée(UCC)	$B_0 = \frac{C_1 We_D^{C_2} (\rho_L / \rho_G)^{C_3} [1 - C_4 (\rho_L / \rho_G)^{C_5} x_{i,*}]}{1 + 4 C_1 C_4 We_D^{C_2} (\rho_L / \rho_G)^{C_3 + C_5} (L/D)}$	$C_4 = 0.900$ $C_5 = 0.724$

Hall et Mudawar(2000b) recommandent l'utilisation de la corrélation en conditions d'entrée et indiquent le domaine de validité suivant :

Corrélation	$D \times 10^3$ (m)	L/D	$G \times 10^{-3}$ (kg/m ² s)	$P \times 10^{-5}$ (N/m ²)	x_i (-)	x_L (-)
Locale (LCC)	0.25		0.3	1		-1.00
	15.0		30.0	200		-0.05
Entrée(UCC)	0.25	2	0.3	1	-2.00	-1.00
	15.0	200	30.0	200	0.00	0.00

Tables standards de flux thermique critique

Une autre méthode de présentation des données expérimentales du flux thermique critique a été développée à l'origine par les chercheurs Russes (Doroschchuk et al. 1976), que

l'on peut classer dans la même catégorie que les corrélations locales. Elle consiste à construire une table regroupant les valeurs expérimentales du flux thermique critique en fonction du titre thermodynamique, de la pression et du débit spécifique. Les essais concernent des tubes d'un diamètre de 8 mm chauffés uniformément. Cette table est remise à jour régulièrement. En effet, Groeneveld et ses co-auteurs (1986) ont développé une table couvrant un éventail de conditions beaucoup plus large. Cette table (*the 1986 lookup table*) a été largement adoptée par les codes d'analyse de sûreté des réacteurs nucléaires tels que RELAP5/MOD3, CATHARE et CATHENA. Dix ans après, Groeneveld et al. (1996) ont publié une autre table (*the 1995 look-up table*), développée conjointement par l'AECL Research of Canada et l'institut IPPE de Russie rassemblant 22946 points expérimentaux. Récemment, une version mise à jour de la table (*the 2006 look-up table*) a été développée (Groeneveld et al., 2007) en incluant toutes les données mondiales récentes du flux thermique critique. Le domaine de validité de la table est le suivant :

- pression : 1 – 200 bar
- débit spécifique : 0 – 8000 kg/m² s
- titre thermodynamique : - 0.5 – 1.0

Par rapport aux corrélations et aux modèles semi analytiques de prédiction du flux critique, cette méthode présente les avantages suivants :

- prédiction précise,
- gammes d'application les plus larges
- facilité d'utilisation (propriétés du fluide ne sont pas nécessaires)
- facilité de mise à jour,
- tendances paramétriques et asymptotiques correctes.

Pour un diamètre du tube autre que 8 mm, le flux de chaleur critique est donné par la relation suivante :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \phi_{\text{CRIT}, 8\text{mm}} \left(\frac{8}{D} \right)^{0.5} \quad (3.15)$$

où : $4 \leq D \leq 16$.

Pour les valeurs intermédiaires de P , G et x , le flux thermique critique est obtenu par interpolation linéaire. Deux programmes de calcul écrits en langage Fortran 95 permettant l'utilisation de ces deux banques de données de 9420 points chacune, ont été testés et mis au point.

Un extrait de la table de 2006 est donné par le tableau 3.1 respectivement pour 1, 3 et 10 bars.

Tableau 3.1. Extrait de la table de 2006 (Groeneveld et al., 2007)

Pressure	Mass Flux	CHF [kW m ⁻²]																							
[kPa]	[kg m ⁻² s ⁻¹]																								
	X→	-0.50	-0.40	-0.30	-0.20	-0.15	-0.10	-0.05	0.00	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.60	0.70	0.80	0.90	1	
100	0	8111	7252	6302	4802	4086	3057	1990	1142	637	415	284	223	188	165	152	142	133	123	114	110	96	55	0	
100	50	8317	7271	6326	5035	4236	3453	2420	1570	1011	784	641	587	553	531	475	443	419	387	347	277	239	204	0	
100	100	8390	7295	6371	5322	4586	3640	2942	2103	1558	1275	1013	885	847	811	789	758	745	715	700	600	459	359	0	
100	300	10698	9288	7795	6020	5009	3865	3196	2479	1961	1707	1317	1177	1172	1159	1150	1100	1085	1041	1031	675	517	366	0	
100	500	12882	10946	9224	6791	5348	3938	3369	2685	2087	1808	1412	1347	1311	1303	1282	1260	1212	1193	1071	605	450	295	0	
100	750	16982	14405	11641	7496	5662	4234	3471	2780	2229	1970	1649	1606	1591	1563	1510	1495	1400	1280	595	415	243	206	0	
100	1000	19441	16278	13255	8232	5971	4495	3533	3012	2653	2349	2070	2000	1980	1930	1715	1550	1359	1165	503	322	172	105	0	
100	1500	22781	19225	15465	9100	6603	5358	3741	3524	3166	2917	2635	2572	2467	2378	1908	1350	1005	815	302	210	126	51	0	
100	2000	25268	21321	17143	9141	7059	6036	4074	3855	3556	3402	3167	2986	2720	2549	1696	1105	805	595	247	105	87	39	0	
100	2500	28026	23599	18346	9503	7506	6516	4502	4047	3852	3599	3228	3019	2676	2458	1148	956	708	485	290	120	46	22	0	
100	3000	30294	25465	19383	9779	8063	7088	4826	4182	3976	3389	2968	2706	2369	1829	940	846	665	532	302	159	55	20	0	
100	3500	32227	27043	21068	10156	8518	7302	5113	4384	4106	3196	2769	2557	2311	1729	1158	891	817	670	402	210	75	28	0	
100	4000	33928	28471	22722	10512	8728	7528	5582	4709	4228	3119	2736	2504	2282	1850	1470	1160	1030	823	475	248	96	38	0	
100	4500	35406	29774	23890	10945	9088	8067	6267	5013	4272	3287	2769	2541	2304	1972	1718	1405	1185	969	585	289	129	61	0	
100	5000	36808	30988	24979	11185	9592	8576	6748	5113	4342	3410	2890	2629	2355	2066	1779	1498	1247	1030	647	347	167	81	0	
100	5500	38232	32141	25791	11929	10084	8940	6867	5175	4389	3465	2954	2680	2406	2128	1848	1595	1334	1118	729	409	206	101	0	
100	6000	39525	33222	26637	13026	10396	9347	6919	5241	4423	3580	2921	2681	2447	2170	1908	1651	1418	1204	807	468	244	121	0	
100	6500	40727	34244	27480	14371	10748	9701	6995	5295	4491	3620	2918	2694	2477	2209	1965	1719	1493	1281	878	523	282	142	0	
100	7000	41950	35224	28165	15045	11091	10522	7062	5370	4513	3668	2958	2724	2501	2247	2013	1780	1559	1349	943	576	319	162	0	
100	7500	43448	36075	28604	15822	11538	10726	7087	5381	4585	3699	2996	2751	2526	2285	2060	1838	1622	1414	1000	615	347	180	0	
100	8000	44338	36803	29089	16599	12085	10900	7313	5392	4689	3780	3031	2778	2553	2320	2103	1890	1679	1473	1054	651	371	196	0	
	X→	-0.50	-0.40	-0.30	-0.20	-0.15	-0.10	-0.05	0.00	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.60	0.70	0.80	0.90	1	
300	0	8027	7043	6206	4761	4106	3131	2483	1374	883	606	420	313	248	205	180	165	148	141	135	131	125	67	0	
300	50	8153	7058	6287	5304	4564	3729	2847	2071	1587	1315	1052	871	709	599	516	499	457	389	372	362	274	207	0	
300	100	8418	7315	6499	5509	4883	4013	3238	2638	2150	1869	1528	1373	1262	1183	1127	1065	1057	1033	902	691	502	394	0	
300	300	10397	9094	7805	6085	5320	4107	3429	3011	2617	2263	1862	1657	1614	1576	1513	1480	1446	1403	1193	722	572	419	0	
300	500	12787	10894	9193	6962	5664	4134	3563	3285	2821	2405	2001	1832	1688	1663	1610	1610	1520	1504	1112	616	452	297	0	
300	750	16084	13658	11132	7493	5853	4282	3743	3512	2987	2538	2062	1868	1698	1676	1636	1598	1447	1300	656	440	253	207	0	
300	1000	17866	15378	12753	8194	6038	4572	3898	3610	3224	2791	2450	2230	2070	1990	1805	1570	1369	1173	523	334	184	112	0	
300	1500	21559	18208	14718	9252	7091	6091	4818	4243	3557	3134	2981	2720	2658	2491	2042	1365	1016	813	308	210	130	57	0	
300	2000	23993	20257	16367	10134	8179	6790	5171	4462	3759	3490	3410	3232	2894	2672	1803	1108	822	599	254	118	88	41	0	
300	2500	26215	22280	18013	10477	8534	7134	5245	4519	3951	3681	3444	3248	2846	2521	1168	981	732	488	292	132	47	23	0	
300	3000	27747	23975	19028	10840	8691	7393	5326	4551	4081	3502	3082	2977	2523	1868	945	852	681	534	304	161	56	21	0	
300	3500	29254	25440	20427	10948	8793	7585	5600	4681	4195	3283	2967	2695	2389	1788	1170	895	820	675	410	226	76	29	0	
300	4000	30763	26771	21520	11006	8997	8017	6253	5184	4271	3344	2951	2648	2383	1960	1500	1170	1050	850	499	264	97	39	0	
300	4500	32150	27994	22599	11137	9388	8517	6725	5594	4329	3504	2981	2677	2408	2094	1746	1423	1228	998	600	304	126	59	0	
300	5000	33465	29133	23700	11600	9705	8845	7103	6052	4369	3655	3048	2739	2449	2139	1843	1542	1289	1061	665	358	165	80	0	
300	5500	34919	30223	24325	12512	10147	9115	7281	6122	4427	3720	3070	2776	2501	2200	1881	1636	1377	1153	748	418	206	100	0	
300	6000	36122	31241	25169	13522	10870	9576	7398	6323	4481	3685	3104	2773	2543	2247	1942	1708	1462	1241	828	476	244	121	0	
300	6500	37231	32198	25960	14708	11330	10024	7446	6440	4571	3705	3123	2783	2578	2288	2004	1783	1543	1320	902	532	268	142	0	
300	7000	38099	33093	26558	15513	11759	10532	7599	6469	4650	3772	3155	2812	2605	2327	2037	1844	1611	1391	970	586	303	150	0	
300	7500	38989	34027	27283	16123	12062	10765	7689	6500	4702	3784	3221	2839	2625	2361	2095	1898	1673	1456	1029	627	331	166	0	
300	8000	39744	34510	27900	16757	12891	11128	7784	6544	4760	3892	3228	2867	2649	2395	2126	1946	1728	1514	1083	664	356	181	0	
	X→	-0.50	-0.40	-0.30	-0.20	-0.15	-0.10	-0.05	0.00	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45	0.50	0.60	0.70	0.80	0.90	1	
500	0	7743	6834	5910	4720	4136	3342	2518	1607	1129	798	557	404	308	245	209	188	163	159	157	156	137	105	0	
500	50	7983	7004	6274	5355																				

3.2. Prédiction du CHF avec une distribution de flux non uniforme

Les premières expériences avec des distributions de flux non uniforme ont concernées les tubes disposés verticalement. Afin de connaître les limites de sûreté des réacteurs nucléaires de puissance, le profil du flux thermique est de forme sinusoïdale :

$$\phi(z) = \phi_{\text{MAX}} \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) = \phi_{\text{MAX}} f(z). \quad (3.16)$$

Dans les réacteurs nucléaires, l'eau sous pression du circuit primaire assure le refroidissement du cœur en s'écoulant du bas en haut entre les crayons (espaces appelés : sous canaux), dont elle extrait la chaleur produite par la réaction nucléaire. Les crayons ou les barres combustibles sont de diamètres faibles et sont espacés par des grilles ou entretoises. Ainsi donc, le phénomène du flux critique dans ces conditions est très différent du cas du tube ou du canal annulaire du fait de l'écoulement transversal entre les sous canaux, de l'effet de grille et de l'effet des parois non chauffées, etc.

Pour tenir compte de l'effet de la non uniformité du flux sur le CHF, il existe trois méthodes basées respectivement sur les hypothèses suivantes :

- hypothèse de conditions locales,
- méthode du facteur correctif F,
- flux de chaleur moyenné sur la longueur d'ébullition.

3.2.1. Méthodes de prédiction de type conditions locales

Dans cette approche, il est supposé que le CHF est contrôlé uniquement par le flux de chaleur local et le titre local et les conditions amont ou l'historique amont de l'écoulement n'ont aucune influence. Quand les paramètres D , L , G et p sont fixés, il existe une relation linéaire unique (éq. 3.5) de pente négative, entre le flux critique et le titre local. Cette relation est formulée comme suit :

$$\phi_{\text{CRIT}}(z) = A - B x(z) = A - \frac{B}{i_{\text{LG}}} (i(z) - i_{\text{L}}) \quad (3.17)$$

Si on considère que l'écoulement du fluide est unidirectionnel et que l'ensemble des sous canaux de l'assemblage combustible se comportent comme un simple canal, l'équation du bilan d'énergie s'écrit :

$$i(z_{\text{CRIT}}) - i_{\text{L}} = \frac{N\pi D_{\text{cl-out}}}{G A} \int_0^{z_{\text{CRIT}}} \phi(z) dz - \Delta i_{\text{in}} \quad (3.18)$$

où N est le nombre de crayon combustible, $D_{\text{cl-out}}$ le diamètre du crayon, $\phi(z)$ le flux de chaleur local et G le débit spécifique.

Le titre moyen est donné par :

$$x(z_{\text{CRIT}}) = x_{\text{in}} + \frac{N\pi D_{\text{cl-out}}}{G A i_{\text{LG}}} \int_0^{z_{\text{CRIT}}} \phi(z) dz. \quad (3.19)$$

Quand on considère un sous canal de section carrée sans transfert de masse et d'énergie à travers les frontières délimitées par les traits double (figure 3.4), le bilan d'énergie donne :

$$i(z_{\text{CRIT}}) - i_L = \frac{\pi D_{\text{cl-out}}}{G_{\text{sub}} A_{\text{sub}}} \int_0^{z_{\text{CRIT}}} \phi(z) dz - \Delta i_{\text{in}}, \quad (3.20)$$

et le titre est donné par:

$$x(z_{\text{CRIT}}) = x_{\text{in}} + \frac{\pi D_{\text{cl-out}}}{G_{\text{sub}} A_{\text{sub}} i_{\text{LG}}} \int_0^{z_{\text{CRIT}}} \phi(z) dz. \quad (3.21)$$

où G_{sub} et A_{sub} sont respectivement le débit spécifique et l'aire de la section droite du sous canal.

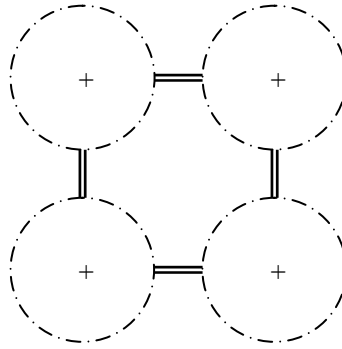


Figure 3.4. Sous canal de section carrée

Méthode du flux de chaleur maximum (Peak heat flux method)

L'enthalpie moyenne du mélange diphasique eau – vapeur (éq. 3.18 ou 3.20), à une cote z peut se mettre sous la forme suivante :

$$i(z_{\text{CRIT}}) - i_L = \phi_{\text{MAX}} \pi D_{\text{cl-out}} C \left(\int_0^{z_{\text{CRIT}}} f(z) dz \right) - \Delta i_{\text{in}}, \quad (3.22)$$

où la constante C est donnée par :

$$C = \begin{cases} 1/(G_{\text{sub}} A_{\text{sub}}) & \text{sous canal (subchannel)} \\ N/(G A) & \text{canal entier (averaged flow)} \end{cases} \quad (3.23)$$

Lorsque le flux de chaleur $\phi(z)$ et l'enthalpie $i(z)$ liés par l'éq. (3.22) satisfont l'éq. (3.17), le flux thermique critique est donc atteint à la distance z depuis l'entrée. Le flux de chaleur maximum peut se déduire des équations (3.17) et (3.22) et il est donné par :

$$(\phi_{\text{MAX}})_{\text{CRIT}}(z) = \frac{A + B \Delta i_{\text{in}} / i_{\text{LG}}}{f(z) + \frac{B \pi D_{\text{cl-out}}}{i_{\text{LG}}} \frac{C}{z} \int_0^z f(z) dz} \quad (3.24)$$

La valeur minimale de $(\phi_{\text{MAX}})_{\text{CRIT}}(z)$ est donné lorsque la dérivée de l'éq. (3.24) est nulle. L'expression de sa dérivée est donnée par :

$$\frac{d}{dz} \left(f(z) + \frac{B \pi D_{\text{cl-out}}}{i_{\text{LG}}} \frac{C}{z} \int_0^z f(z) dz \right) \quad (3.25)$$

Les constantes A et B sont tirées d'une corrélation de CHF appropriée, développée pour un tube chauffé uniformément. Dans cette étude, elles sont obtenues de deux corrélations différentes développées respectivement par Biasi *et al.* (1967), Bowring (1972) et numériquement de la table de CHF de 1995 (Groeneveld *et al.* 1996).

Corrélation de Kirby

En utilisant que les données expérimentales obtenues dans le cas d'un tube chauffé avec une distribution de flux non uniforme, les constantes de la corrélation du flux critique (eq. (3.17)) ont été optimisées par Kirby (1966) et la corrélation obtenue est de la forme :

$$\phi_{\text{CRIT}} = Y_1 G^{Y_2} D^{Y_3} - Y_4 G^{Y_5} D^{Y_6} x(z) \quad (3.25)$$

où les constantes Y_1, Y_2, Y_3, Y_4, Y_5 et Y_6 sont fonctions de la pression du système.

Corrélation de Macbeth

En supposant que l'écoulement est unidirectionnel avec des propriétés moyennées, Macbeth (1964) a proposé pour une pression de 69 bars la corrélation suivante :

$$\phi_{\text{CRIT}} \times 10^{-6} = \frac{A + B \Delta i_{\text{in}}}{C + z}, \quad (3.26)$$

où les constantes A, B et C sont fonctions du diamètre chauffé équivalent et du débit spécifique.

Corrélation de Barnett

Barnett (1968) en modifiant sa corrélation développée pour une géométrie annulaire, a proposé une corrélation permettant le calcul du CHF pour une large gamme de faisceau de combustible avec une précision remarquable. La corrélation proposée est de même forme que l'éq. (3.26). Pour des pressions autre que 69 bars, Barnett propose la corrélation suivante :

$$\phi_{\text{CRIT}} \times 10^{-6} = \frac{A(i_{\text{LG}} / 649) + B \Delta i_{\text{in}}}{C + z} \quad (3.27)$$

Corrélation de Hensch – Levy

A des fins de conception des réacteurs à eau bouillante (BWR), des lignes limites connues sous le nom de lignes limites de Janssen-Levy (1962) ont été développées pour exprimer le flux critique par des fonctions linéaires simples de débit et du titre critique. Ces lignes limites ont été ensuite remplacées par les lignes limites de Hensch-Levy (Healzer et al. 1966) :

Pour 1000 psia

$$\begin{aligned}\phi_{\text{CRIT}} &= 1.0 & x(z) < x_{\text{lim1}} \\ \phi_{\text{CRIT}} &= 1.9 - 3.3 x(z) - 0.7 \tanh^2(3G) & x_{\text{lim1}} < x(z) < x_{\text{lim2}} \\ \phi_{\text{CRIT}} &= 0.6 - 0.7 x(z) - 0.09 \tanh^2(2G) & x(z) > x_{\text{lim2}}\end{aligned}\quad (3.28)$$

où :

$$\begin{aligned}x_{\text{lim1}} &= 0.273 - 0.212 \tanh^2(3G) \\ x_{\text{lim2}} &= 0.5 - 0.269 \tanh^2(3G) + 0.0346 \tanh^2(2G)\end{aligned}$$

Pour des pressions autre que 1000 psia, le flux thermique critique est donné par :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \phi_{(1000)} \left(1.1 - 0.1((p - 600)/400)^{1.25} \right)$$

où p est la pression en psia, G en Mlb/hr ft² et ϕ_{CRIT} in MBtu/h ft²

Corrélation de Condie - Bengston

En se basant sur 5200 essais de CHF obtenus sur des grappes de combustible, une corrélation empirique a été proposée par Condie - Bengston (1978) :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \frac{25487(G/1356)^{(0.1775 \ln(x+1))}}{(x+1)^{3.3906} 0.5356 p^{0.3234} \text{RPF}^{1.053}} \quad (3.29)$$

où RPF est le facteur maximal de la puissance radiale de l'assemblage.

Corrélation de Bowring

Bowring (1977) a proposé une corrélation applicable à tous les types de combustibles nucléaires, donnée par la relation suivante :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \frac{A + B \Delta i_{\text{in}}}{C + z Y} \quad (3.30)$$

où les constantes A, B et C dépendent de la pression, du débit spécifique, du diamètre hydraulique, du diamètre chauffé équivalent et de la forme du profil du flux de chaleur. Y est le rapport du flux de chaleur moyenné sur la longueur z depuis l'entrée sur le flux local à la cote z, exprimé par la relation suivante :

$$Y = \frac{1}{Z_{\text{CRIT}}} \int_0^{Z_{\text{CRIT}}} \phi(z)/\phi_{\text{CRIT}} dz \quad (3.31)$$

Corrélation de EPRI

Une corrélation générale applicable à la fois aux conditions de réacteurs à eau pressurisée (PWR) et à eau bouillante (BWR) est développée par l'institut EPRI (Reddy, 1983). Elle est de la forme :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \frac{A_0 - x_{\text{in}}}{C_o F_s F_{\text{NU}} + ((x(z) - x_{\text{in}})/\phi(z))}, \quad (3.32)$$

où les constantes A_0 et C_o sont fonctions de la pression et du débit spécifique. F_s est le facteur tenant compte de l'effet des grilles permettant de soutenir les crayons combustibles, donné par la relation suivante :

$$F_s = 1.3 - 0.3 K_p, \quad (3.33)$$

où K_p est le coefficient de perte de charge locale de la grille. F_{nu} est le facteur tenant compte de l'effet de la non uniformité du flux de chaleur :

$$F_{\text{nu}} = 1 + (Y - 1)/(1 + G) \quad (3.34)$$

3.2.2. Méthodes de prédiction utilisant un facteur correctif F

- Méthode de Tong

Dans cette catégorie de méthodes utilisant un facteur correctif, on retrouve la première méthode qui est due à Tong et al. (1966). Selon Tong et al. le flux critique local doit dépendre des conditions amont ou de l'historique amont de l'écoulement. Les auteurs de cette méthode ont fait intervenir un facteur correctif F défini par :

$$F = \frac{[\phi_{\text{CRIT}}(z)]_u}{[\phi_{\text{CRIT}}(z)]_{\text{nu}}} \quad (3.35)$$

où $[\phi_{\text{CRIT}}(z)]_u$ est le flux thermique critique calculé à partir de l'une des corrélations (ou tables) établies à flux uniforme et présentées précédemment au paragraphe 3.1 et $[\phi_{\text{CRIT}}(z)]_{\text{nu}}$ est le flux thermique critique correspondant à une distribution de flux non uniforme.

Tong (1972) a développé une corrélation semi empirique pour le facteur F en résolvant l'équation d'énergie d'un volume de contrôle de longueur dz (figure 3.5) pour les deux modes de chauffage (uniforme et non uniforme). Dans le cas d'un chauffage uniforme, le bilan d'énergie de l'élément de volume de longueur dz pris dans la couche de bulles d'épaisseur δ , s'écrit :

$$\phi P_H dz + \rho w i \delta P_H = \frac{h(i - i_b)}{C_p} P_H dz + \left(\rho w i + \frac{d(\rho w i)}{dz} dz \right) \delta P_H \quad (3.36)$$

où i_b est l'enthalpie du cœur liquide (écoulement central), P_H est le périmètre chauffé, δ est

l'épaisseur de la couche de bulles, w la vitesse moyenne dans la couche de bulles et h le coefficient de transfert de chaleur par convection.

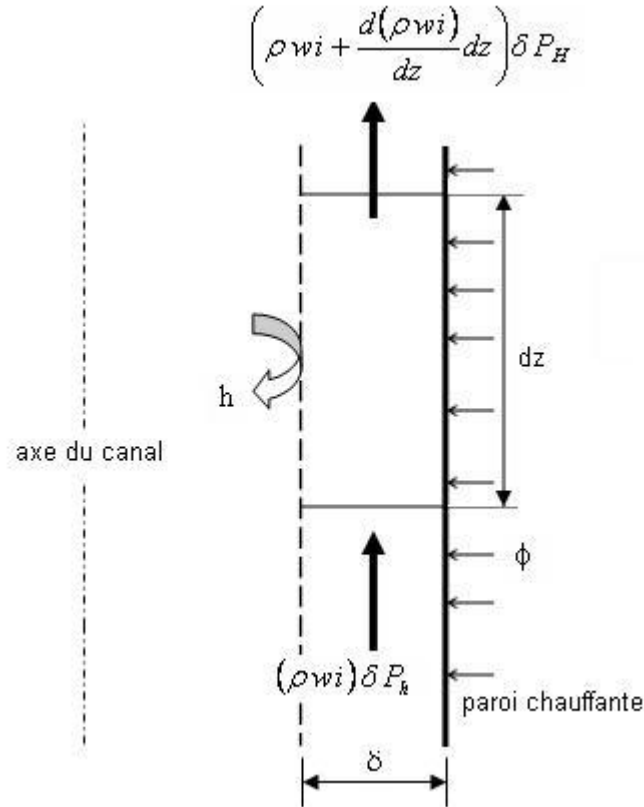


Figure 3.5. Volume de contrôle utilisé par Tong pour le calcul du facteur F

L'équation (3.36) devient après réarrangement :

$$\frac{d(i - i_b)}{dz} + C(i - i_b) = C \frac{C_p}{h} \quad (3.37)$$

où la constante C est donnée par :

$$C = \frac{h}{\rho w \delta C_p} . \quad (3.38)$$

L'équation (3.37) est une équation différentielle d'ordre 1 avec second membre. Elle a pour solution :

$$i(z) - i_b = \frac{C_p \phi}{h} (1 - \exp(-Cz)) . \quad (3.39)$$

Dans le cas d'un chauffage non uniforme, le premier terme de gauche de l'équation (3.36) est remplacé par :

$$\int_0^{Z_{\text{CRIT}}} \phi(z) P_H dz .$$

La solution de l'équation différentielle obtenue est donnée par :

$$i(z) - i_b = C \frac{C_p}{h} \int_0^{z_{\text{CRIT}}} \phi(z) \exp(-C(z_{\text{CRIT}} - z)) dz \quad (3.40)$$

Tong (1972) dans son modèle, suppose que le flux critique se produit à une certaine valeur limite de la surchauffe. Ce qui permet d'écrire :

$$(i(z) - i_b)_{\text{CRIT,U}} = (i(z) - i_b)_{\text{CRIT,NU}} \quad (3.41)$$

Finalement, on obtient l'expression du facteur F :

$$F = \frac{C}{1 - \exp(-C z_{\text{CRIT}})} \int_0^{z_{\text{CRIT}}} \frac{\phi(z)}{\phi(z_{\text{CRIT}})} \exp[-C(z_{\text{CRIT}} - z)] dz. \quad (3.42)$$

Pour les géométries suivantes : tubes circulaires, canaux rectangulaires et assemblages combustibles dont le rapport du périmètre chauffé sur le périmètre mouillé est compris entre 0.88 et 1, Tong (1972) propose pour la constante C (eq. 3.38) la relation suivante :

$$C = 17.323 \frac{(1 - x(z_{\text{CRIT}}))^{7.9}}{(G/1356)^{1.72}}. \quad (3.43)$$

Méthode de Smolin

En se basant sur la forme de l'équation du facteur F développée par Tong, plusieurs auteurs ont proposé des formes légèrement modifiées. L'expression proposée par Smolin (1978) est la suivante :

$$F = \frac{C \int_0^{z_{\text{CRIT}}} \phi(z) \exp[-C(z_{\text{CRIT}} - z)] dz}{\phi(z_{\text{CRIT}})}, \quad (3.44)$$

où :

$$C = \frac{1}{40D}, \quad (3.45)$$

Méthode de Lin

Les relations proposées par Lin et al. (1991) pour le facteur F et la constante C sont respectivement:

$$F = \frac{C \int_{z_{\text{ONB}}}^{z_{\text{CRIT}}} \phi(z) \exp[-C(z_{\text{CRIT}} - z)] dz}{\phi(z_{\text{CRIT}})(1 - \exp(-C z_{\text{CRIT}}))}, \quad (3.46)$$

$$C = 5.906 \frac{(1 - x(z_{\text{CRIT}}))^{4.31}}{(G/1356)^{0.478}} \quad (3.47)$$

3.2.3. Méthodes du flux moyenné sur la longueur d'ébullition

L'hypothèse du flux moyenné sur la longueur d'ébullition est une tentative de modification de l'hypothèse de condition locale présentée précédemment au paragraphe 3.2.1 afin de tenir compte de l'effet de distribution axiale du flux de chaleur. Les auteurs de cette méthode supposent que le CHF a lieu lorsque le flux moyenné sur la longueur d'ébullition a atteint une certaine valeur critique. Il existe deux méthodes dans cette catégorie : la méthode de Groeneveld et al. (1986) et la méthode de Lee (2000).

- Méthode de Groeneveld

Dans cette méthode, qui est utilisée par le code RELAP5/MOD3.3, le flux critique à flux uniforme est obtenu à l'aide de la table de 1986 établie pour un tube de diamètre de 8 mm. Pour des situations différentes (diverses conditions de chauffage, diamètre ou longueur chauffés,...) Groeneveld propose pour le calcul du CHF la relation suivante :

$$\phi_{\text{CRIT}}(z)_{\text{bundle}} = \phi_{\text{CRIT}}(z)_{86\text{LUT}} \cdot K_{\text{hy}} \cdot K_{\text{bf}} \cdot K_{\text{sp}} \cdot K_{\text{hl}} \cdot K_{\text{nu}} \cdot K_{\text{hor}} \cdot K_{\text{ver}} \quad (3.48)$$

où K_{hy} , K_{bf} , K_{sp} , K_{hl} , K_{nu} , K_{hor} et K_{ver} sont respectivement le facteur du diamètre hydraulique, le facteur de l'assemblage, le facteur de la grille, le facteur de la longueur chauffée, le facteur de la distribution axiale du flux, le facteur d'écoulement horizontal et le facteur d'écoulement vertical.

En comparaison avec d'autres modèles, le facteur F , tenant compte de la non uniformité du flux, adopté par Groeneveld et al. sur la longueur d'ébullition est équivalent à celui proposé par Bowring désigné par Y . L'expression du facteur F est donné par :

$$F = \frac{1}{K_{\text{nu}}} = Y = \frac{\int_{z_{\text{SAT}}}^{z_{\text{CRIT}}} \phi(z) dz}{\phi(z_{\text{CRIT}})(z_{\text{CRIT}} - z_{\text{SAT}})} \quad (3.49)$$

Pour des titres critiques négatifs, Groeneveld et al. préconisent de prendre $F = 1$.

Le tableau 3.1 récapitule les relations des facteurs de correction permettant l'extrapolation à d'autres situations de conditions d'écoulement et de chauffage.

Tableau 3.1. Facteurs de correction pour la table de CHF de 1986 (Groeneveld et al. 1986).

K	Expression
K_{hy} : facteur du diamètre hydraulique	$K_{hy} = \begin{cases} \left(\frac{0.008}{D}\right)^{0.33} & \text{si } D < 0.016 \text{ m} \\ \left(\frac{0.008}{0.016}\right)^{0.33} & \text{si } D > 0.016 \text{ m} \end{cases}$ $D = \text{diamètre équivalent chauffé} = \frac{4A}{D}$
K_{bf} : facteur de l'assemblage (bundle factor)	$K_{bf} = \begin{cases} \min(0.8, 0.8 \exp(-0.5 x^{0.33})) & \text{crayons combustibles} \\ 1.0 & \text{autres surfaces} \end{cases}$
K_{sp} : facteur de grille (grid spacer factor)	$K_{sp} = 1 + A \exp\left(-\frac{0.1 L_{sp}}{D}\right)$ $A = 1.5 K_p^{0.5} (G/1000)^{0.2}$ $K_p : \text{coefficient de perte de charge locale de la grille}$
K_{hl} : facteur de la longueur chauffée (heated length factor)	$K_{hl} = \exp\left(\left(\frac{D}{z}\right) \exp(2\alpha)\right)$ $\alpha = \frac{x \lim}{(x \lim + (1-x)x \lim)} \frac{\rho_G}{\rho_L}$ $x \lim = \min(1, \max(0, x))$ $z = \text{cote du point considéré}$
K_{nu} : facteur de distribution axiale de flux (axial power factor)	$K_{nu} = \begin{cases} 1 & x < 0 \\ \frac{\phi(z)}{q_{bla}} & \text{où } q_{bla} \text{ est le flux moyenné sur la longueur d'ébullition} \end{cases}$
K_{hor} : facteur horizontal (horizontal factor)	$K_{hor} = \begin{cases} 1 & \text{si horizontal} \\ 0 & \text{si horizontal et stratifié} \\ 1 & \text{si horizontal et débit élevé} \\ \text{interpolation si débit intermédiaire} \end{cases}$
K_{ver} : facteur vertical (vertical factor)	- a) pour $G < -400$ ou $G > 100 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ $K_{ver} = 1.0$ - b) pour $-50 < G < 10 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ $K_{ver} = \begin{cases} (1.0 - \alpha) & \text{si } \alpha < 0.8 \\ \frac{(1.0 - \alpha)(0.8 + 0.2(\rho_L/\rho_G))}{(\alpha + (1 - \alpha)(\rho_L/\rho_G))} & \text{si } \alpha > 0.8 \end{cases}$ La valeur de la table (CHF) est évaluée pour $G = 0$ et $x = 0$. - c) pour $10 < G < 100 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ ou $-400 < G < -50 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ interpolation

- Méthode de Lee

En se basant sur la table de 1995 et sur les données expérimentales de CHF obtenues sur des assemblages combustibles, Lee (2000) a proposé un ensemble de facteurs de correction à fin d'étendre le domaine d'application de la table à d'autres situations d'écoulement. Les facteurs proposés sont légèrement différents de ceux proposés par Groeneveld et al. et sont définis comme suit :

$$\phi_{\text{CRIT}}(z)_{\text{bundle}} = \phi_{\text{CRIT}}(z)_{95\text{LUT}} \cdot K_{\text{hy}} \cdot K_{\text{hl}} \cdot K_{\text{bf}} \cdot K_{\text{cw}} \cdot K_{\text{rp}} \cdot K_{\text{sp}} \cdot K_{\text{nu}} \quad (3.50)$$

où K_{hy} , K_{hl} , K_{bf} , K_{cw} , K_{rp} , K_{sp} et K_{nu} sont respectivement le facteur du diamètre hydraulique, le facteur de la longueur chauffée, le facteur de l'assemblage, le facteur des parois non chauffées, le facteur de la distribution radiale du flux, le facteur de la grille et le facteur de la distribution axiale du flux. Pour tenir compte de l'effet de la non uniformité axiale du flux, Lee (2000) a proposé une nouvelle forme pour le facteur de correction donné comme suit :

$$K_{\text{nu}} = \frac{1}{F} = C_3 (1 + (Y - 1) \exp(2.66 x(z))), \quad (3.51)$$

où $C_3 = 0.728$ dans le cas de l'utilisation de la méthode DSM.

Pour les autres facteurs de correction, on pourra se référer au tableau 3.2 récapitulant l'ensemble des expressions proposées par Lee.

Tableau 3.2. Facteurs de correction pour la table de CHF de 1995 (Lee 2000).

K	Expression									
K_{hy} : facteur du diamètre hydraulique	$K_{hy} = \left(\frac{D_{hy}}{0.008} \right)^{-1/2} \quad 0.002 < D_{hy} < 0.025 \text{ m}$									
K_{bf} : facteur de l'assemblage (bundle factor)	$K_{bf} = A \cdot B$ $A = \min(C_1, C_1 \exp(-1.12 x)), B = \exp\left(-0.073 + 0.035\left(\frac{G}{1000}\right)\right)$ La valeur de C_1 <table><tr><td></td><td>disposition carrée</td><td>disposition triangulaire</td></tr><tr><td>DSM</td><td>1.02</td><td>0.486</td></tr><tr><td>HBM</td><td>9.98</td><td>0.419</td></tr></table>		disposition carrée	disposition triangulaire	DSM	1.02	0.486	HBM	9.98	0.419
	disposition carrée	disposition triangulaire								
DSM	1.02	0.486								
HBM	9.98	0.419								
K_{sp} : facteur de grille (grid spacer factor)	$K_{sp} = 0.86 \left(1 + 0.155 K_p^{1.5}\right)$ K_p : coefficient de perte de charge locale de la grille									
K_{hl} : facteur de la longueur chauffée (heated length factor)	$K_{hl} = \exp\left(\left(\frac{D_{hy}}{z}\right) \exp(2\alpha)\right) \text{ pour } z/D_{hy} \geq 5$ $\alpha = \frac{x}{(x + (1 - x)\rho_G/\rho_L)}$ z = cote du point considéré									
K_{nu} : facteur de distribution axiale de flux (axial power factor)	$x < 0 \quad K_{nu} = 1.0$ $x > 0 \quad K_{nu} = C_3 \left(1 + (Y' - 1)e^{2.66x}\right)$ $Y' = \left[\frac{1}{(z - z_{x=0})} \int_{z_{x=0}}^z \phi(z') dz' \right] / \phi(z)$ $C_3 = 0.728 \text{ (DSM)}, C_3 = 0.592 \text{ (HBM)}$									
K_{cw} : facteur des parois non chauffées (cold wall factor)	$K_{hor} = C_2 \left(\frac{D_{hy}}{D_{he}} \right)^{0.115}$ $C_2 = 1.00 \text{ (DSM)}, C_2 = 1.03 \text{ (HBM)}$									
K_{rp} : facteur de distribution radiale (radial flux distribution factor)	$K_{rp} = 2.51 \exp(-0.82 P_{\text{radial, max}})$									

Chapitre 4 : Prédiction du flux critique par l'approche mécaniste

Au chapitre précédent, nous avons présenté l'approche empirique qui consiste en l'élaboration de corrélations représentant au mieux les mesures expérimentales du flux critique. Les corrélations obtenues sont très nombreuses. Selon Groeneveld et al. (2007), pour le cas simple d'un tube chauffé uniformément, on dénombre plus de 1000 corrélations de flux critique. Certaines tendances paramétriques, particulièrement mal comprises, comme les effets de la pression ou du diamètre hydraulique, ne sont qu'approximativement prédites par ces corrélations. Toutes ces corrélations ont l'inconvénient de n'être valables que dans le domaine des conditions expérimentales pour lesquelles elles ont été établies. Ainsi donc toute modification dans les conditions thermohydrauliques et de la configuration géométrique nécessite de nouveaux essais et l'élaboration d'une nouvelle corrélation. En somme cette approche constitue une procédure lourde et coûteuse. Afin de pallier à cet inconvénient, plusieurs auteurs se sont efforcés de suivre une approche physique ou mécaniste. Cette approche consiste à déterminer les mécanismes responsables du flux critique et d'en donner une description mathématique. Dans cette approche mécaniste appelée aussi théorique, les mécanismes supposés sont détaillés et modélisés en faisant intervenir des variables locales reliées aux conditions expérimentales par des sous modèles.

4.1. Mécanismes physiques supposés

Un nombre important de mécanismes ont été proposés dans la littérature pour la crise d'ébullition à faible titre. Katto (1990) dans son article, a classé les approches théoriques majeures en cinq groupes distincts selon l'ordre chronologique suivant :

1) Hypothèse de la surchauffe limite de la couche liquide (*Liquid Layer superheat limit model*) :

Dans cette catégorie, Tong et ses coauteurs (1965) supposent que le CHF se produit quand la couche liquide adjacente à la paroi a atteint une surchauffe critique causée par la difficulté d'évacuation de la chaleur à travers la couche de bulles.

2) **Hypothèse de séparation de couche limite** (*Boundary layer separation model*) (1968-1975): Les études de Kutateladze et Leont'ev (1966), Tong (1968, 1975), Purcupile et Gouse (1972), et Hancox et Nicoll (1973) associées à ce type de modèle, considèrent que la stagnation de l'écoulement due à l'injection de la vapeur depuis la paroi provoque le CHF. Bien que le modèle de Thorgerson et al. (1974) présente une différence apparente à cause de l'attention accordée au rôle du facteur de frottement, il est considéré comme étant une modification particulière et appartient à cette même catégorie de modèle.

3) **Hypothèse de blocage de l'écoulement liquide** (*Liquid flow blockage model*) (1980-1981). Ce modèle suppose que le CHF se produit quand l'écoulement liquide normal à la paroi est bloqué par l'écoulement de vapeur. Il existe deux variantes : Bergel'son (1980) considère une vitesse critique augmentée par l'instabilité de l'interface liquide - vapeur. Alors que Smogalev (1981) considère l'effet de l'énergie cinétique de l'écoulement de vapeur qui surpasse celle du courant liquide.

4) **Hypothèse d'entassement de bulles et limite d'arrachement de la vapeur** (*Vapor removal limit and bubble crowding model*) (1981-1985). Hebel et ses coauteurs (1981) supposent que la limitation du débit d'arrachement de vapeur par transport axial des bulles de vapeur conduit à l'épuisement du liquide, c'est à dire au CHF. Weisman (1983a, 1983b) considère une valeur

critique de la fraction de vide dans la couche de bulles adjacente à la paroi, qui amène à l'équilibre entre le débit sortant de bulles de vapeur et le débit entrant du liquide à l'interface de la couche de bulles et l'écoulement central. Leurs modèles de CHF basés sur deux constantes empiriques donnent de bonnes prédictions pour plusieurs types de fluides sous des conditions légèrement sous saturées et à faible titre. Le modèle de Yagov et Puzin (1985) peut être considéré comme un cas spécial appartenant à cette catégorie de modèle.

5) Hypothèse d'assèchement de la sous couche liquide (*Liquid sublayer dryout model*) (1988): Dans l'étude menée par Lee et Mudawar (1988), le début du CHF est provoqué par l'assèchement de la sous couche du liquide au-dessous d'une couverture de vapeur s'écoulant sur la paroi. Leur modèle basé sur une constante et un coefficient empiriques, peut prédire assez bien le CHF pour le cas de l'eau dans une large gamme de sous refroidissement.

A partir de ces mécanismes proposés, plusieurs auteurs ont proposé différents modèles mécanistes. Selon Weisman (1992), les chercheurs n'accordent d'importance qu'aux deux derniers mécanismes. Les modèles mécanistes proposés sont donc classés en deux familles de modèles :

- La première famille suppose que le CHF résulte de l'assèchement de la paroi provoqué par la présence d'une couche de bulles sur la paroi (entassement de bulles (figure 4.1)),
- La deuxième famille suppose que le flux critique résulte de l'évaporation de la sous couche liquide située entre la paroi et les amas de vapeur durant le temps de passage de ces poches qui s'écoulent le long de la paroi (figure 4.2).

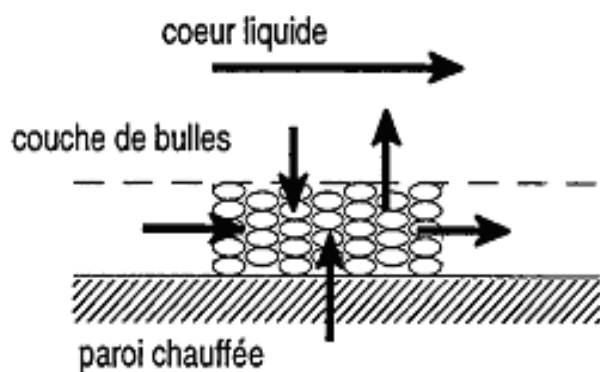


Figure 4.1 Mécanisme d'entassement de bulles

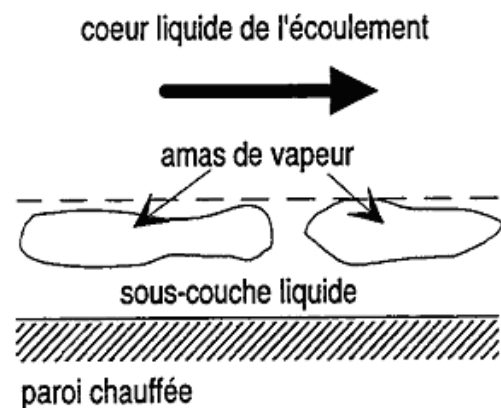


Figure 4.2 Mécanisme d'assèchement de la sous couche liquide

Nous développons ci-après ces modèles mécanistes :

4.2. Modèles mécanistes

Les modèles mécanistes développés sur la base de l'hypothèse d'entassement de bulles sont :

- le modèle de Weisman & Pei (1983) et ses extensions aux faibles débits (Weisman & Ying, 1983), aux titres plus élevés (Ying & Weisman, 1986) et aux fortes sous saturations (Weisman & Ileslamlou, 1988),

- le modèle de Chang & Lee (1989) et sa version de Lee & Chang (1990),
- le modèle de Kwon & Chang (1999) et sa version de Kwon & Chang (2000).

Les modèles basés sur l'hypothèse de l'assèchement de la sous couche liquide sont classés en deux catégories selon Chang (2003). En effet, Chang considère deux mécanismes distincts :

- Evaporation complète du film liquide entre la paroi et l'amas de vapeur,
- Evaporation complète de la couche liquide surchauffée entre la paroi et la couche de bulles.

Pour le premier mécanisme, les modèles développés sont :

- le modèle de Lee & Mudawar (1988) et ses extensions (Lin et al., 1989a, 1989b),
- le modèle de Katto (1992),
- le modèle de Celata (1994, 1999).

Et pour le second mécanisme, Chang (2003) dans sa classification a répertorié le modèle de Chun & Chang (1999).

4.2.1. Modèle de Weisman & Pei et ses extensions

D'après Weisman & Pei (1983), à faible titre en régime sous refroidi, le flux critique est un phénomène très local se produisant lorsque la fraction de vapeur dans la couche de bulles a atteint une valeur critique de 0.82. Au moment du flux critique, Weisman & Pei (1983), considèrent que l'écoulement comprend deux zones distinctes (figure 4.3) : un cœur liquide contenant des bulles de vapeur dispersées et une couche de bulles sur la paroi.

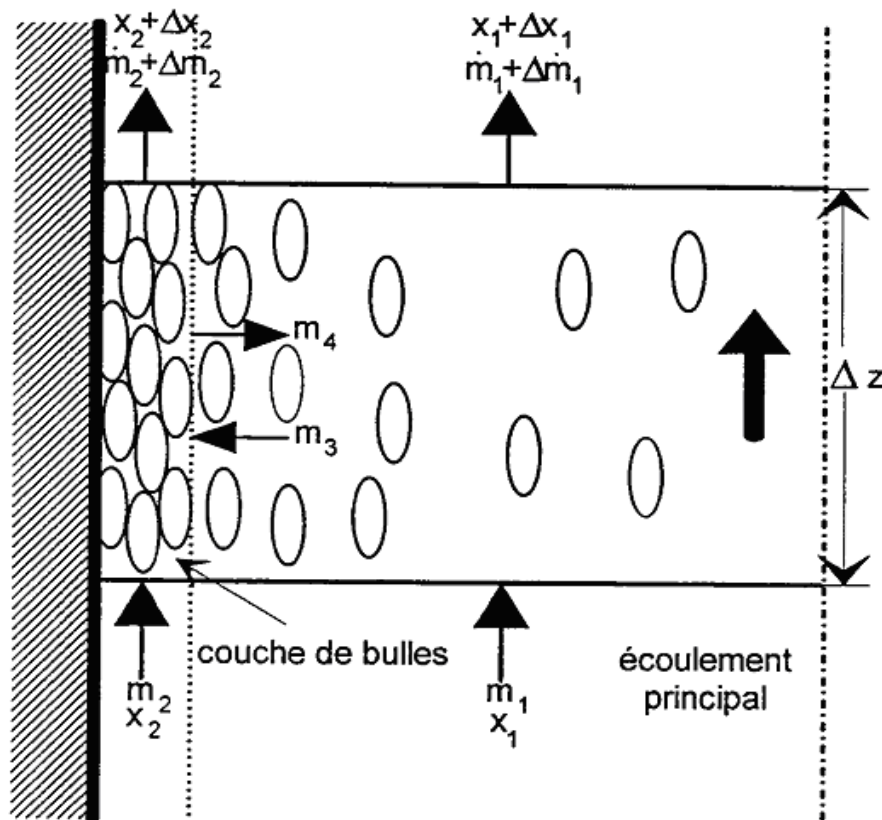


Figure 4.3. Modèle de Weisman & Pei (1983)

Si $\dot{m}_3$ représente le débit total latéral du cœur liquide vers la couche de bulles et $\dot{m}_4$ le débit latéral sortant vers l'écoulement central, l'équation du bilan de masse donne :

$$\dot{m}_3 = \dot{m}_4 + \Delta \dot{m}_2 \quad (4.1)$$

La conservation de la masse liquide dans la couche de bulles s'écrit :

$$\dot{m}_2(1-x_2) + \dot{m}_3(1-x_1) = \frac{\phi_{SCB} 2\pi r_0 \Delta z}{i_{LG}} + \left(\dot{m}_2 + \Delta \dot{m}_2 \right) (1-x_2 - \Delta x_2) + \dot{m}_4(1-x_2) \quad (4.2)$$

En négligeant le terme de second ordre, nous obtenons :

$$\dot{m}_3(1-x_1) = \frac{\phi_{SCB} 2\pi r_0 \Delta z}{i_{LG}} - \dot{m}_2 \Delta x_2 + \Delta \dot{m}_2(1-x_2) + \dot{m}_4(1-x_2) \quad (4.3)$$

En combinant les éqs. (4.1) et (4.3), on obtient :

$$\dot{m}_3(x_2 - x_1) = \frac{\phi_{SCB} 2\pi r_0 \Delta z}{i_{LG}} - \dot{m}_2 \Delta x_2 \quad (4.4)$$

En divisant par $2\pi(r_0 - s)\Delta z$ de façon à avoir le débit spécifique latérale G_3 , l'éq.(4.4) devient :

$$G_3(x_2 - x_1) = \frac{\phi_{SCB}}{i_{LG}} \left(\frac{r_0}{r_0 - s} \right) - \frac{\dot{m}_2}{2 \cdot \pi \cdot (r_0 - s)} \left(\frac{\Delta x_2}{\Delta z} \right) \quad (4.5)$$

où : r_0 est le rayon intérieur du tube et s est l'épaisseur de la couche de bulles. En supposant que le rapport $(r_0/(r_0 - s))$ est très proche de 1 et que le second terme de droite est négligeable aux conditions de flux critique, l'éq.(4.5) se simplifie comme suit :

$$G_3(x_2 - x_1) = \frac{\phi_{SCB}}{i_{LG}} \quad (4.6)$$

En utilisant l'éq. (2.42), présentée précédemment au chapitre 2, de Lahey & Moody (1977) donnée par :

$$\phi_{SCB} = \phi \left[\frac{i_L(z) - i_L(z_D)}{i_{L,SAT} - i_L(z_D)} \right], \quad (4.7)$$

l'équation (4.6) devient alors :

$$\frac{\phi}{i_{LG} G_3} \left[\frac{i_L(z) - i_L(z_D)}{i_{L,SAT} - i_L(z_D)} \right] = (x_2 - x_1) \quad (4.8)$$

Selon le postulat de Weisman, le flux de chaleur ϕ , évalué par l'éq. (4.8), est égal au flux de chaleur critique, lorsque le titre x_2 correspond au taux de vide critique. Ce dernier a été évalué en estimant le vide maximal contenu dans les bulles. En supposant que les bulles sont de formes ellipsoïdales, dont le rapport des axes est de l'ordre de 3, les auteurs de ce modèle

proposent pour le taux de vide une valeur critique de 0.82. La valeur de x_2 est calculée à partir de cette valeur critique de la fraction de vide en supposant que le glissement est négligeable. Cette dernière supposition est assez justifiée pour des débits supérieurs à 875 kg/m²s. L'enthalpie du fluide au point de détachement est déterminée à l'aide du modèle de Levy (1967).

Le flux critique peut être évalué pour des valeurs de x_1 et $i_L(z)$ à l'aide de l'éq. (4.8) en connaissant bien sûr le débit G_3 . Ce dernier est donné par :

$$\frac{G_3}{G} = I_b \Psi, \quad (4.9)$$

où Ψ représente un facteur de correction de l'intensité de la turbulence à l'interface entre le cœur liquide et la couche de bulles. G est le débit spécifique total axial. I_b est l'intensité de la fluctuation de la vitesse radiale d'un écoulement qui serait monophasique multiplié par un facteur correctif tenant compte de l'aspect diphasique du mélange, donnée par :

$$I_b = 0.462 \text{Re}^{-0.1} \left(2.4 \frac{D_b}{D} \right)^{0.6} \left[1 + a \left(\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_G} \right) \right], \quad (4.10)$$

où :

$$a = \begin{cases} 0.135 & G \leq 2694.4 \text{ kg/m}^2\text{s} \\ 0.135 \left(\frac{G}{2694.4} \right)^{-0.3} & G > 2694.4 \text{ kg/m}^2\text{s} \end{cases}$$

D_b est le diamètre de la bulle au point de détachement déterminé à l'aide du modèle de Levy (1967) présenté au chapitre 2.

Le facteur de correction Ψ a pour expression :

$$\Psi = \frac{1}{(\sqrt{2\pi})} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{v_{11}}{\sigma_v} \right)^2 \right] - \frac{1}{2} \left(\frac{v_{11}}{\sigma_v} \right) \cdot \text{erfc} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v_{11}}{\sigma_v} \right), \quad (4.11)$$

où v_{11} est la vitesse radiale à laquelle la vapeur est générée à la paroi, donnée par : $(\phi_{\text{SCB}}/\rho_G i_{\text{LG}})$. σ_v est la déviation standard de la vitesse de fluctuation radiale à l'interface entre le cœur liquide et la couche de bulles, calculée à l'aide de la relation suivante :

$$\sigma_v = \frac{G}{\rho} I_b. \quad (4.12)$$

La procédure de calcul complète de ce modèle est présentée à la page suivante. Le lecteur pourra se référer et retrouver toutes les relations de fermeture utilisées par Weisman & Pei (1983) dans leur modèle. Par ailleurs, les auteurs indiquent le domaine de validité suivant :

p	20-205 bars ;	ρ_G/ρ_L	0.012 – 0.41 ;
G	973 – 13611 kg/m ² s ;	L	0.35 – 360 cm ;
D	0.115 – 3.75 cm ;	α_{CRIT}	< 0.6.

Procédure de calcul du modèle de Weisman & Pei

Pour les paramètres d'entrées suivants : P , G , D , L et T_i (ou $(\Delta i_{\text{sub}})_i$), les étapes de la procédure de calcul du modèle de Weisman ainsi que pour ses extensions est comme suit :

1. On suppose un flux de chaleur ϕ
2. On calcule le sous refroidissement $(\Delta i_{\text{sub}})_d$ au point de détachement des bulles à l'aide du modèle de Levy où toutes les propriétés physiques sont calculées à l'état de saturation correspondant à la pression du système.

$$Y_B^+ \quad \text{Eq. (2.12a)}$$

$$\Delta T_{\text{SUB}}(z_D) \quad \text{Eq. (2.15)}$$

3. Calcul itératif du titre réel x' et l'enthalpie du liquide

$$x' = \frac{1}{G A i_{\text{LG}}} \left\{ \int_{z_d}^{z_{\text{CRIT}}} \frac{P_H \phi_{\text{SCB}}}{(1 + \varepsilon)} dz - \int_{z_D}^{z_{\text{CRIT}}} P_H \phi_{\text{COND}} dz \right\}$$

$$\phi_{\text{SCB}} \quad \text{est calculé par :} \quad \text{Eq. (2.42)}$$

$$\phi_{\text{COND}} \quad \text{Eq. (2.42)}$$

$$\varepsilon \quad \text{Eq. (2.38a)}$$

$$i_L = \frac{\langle i \rangle - i_G x'}{1 - x'}$$

$$T_L = T(P, i_L) \quad \rho_L = T(P, i_L) \quad \text{Table thermodynamique}$$

$$\langle \rho \rangle = \frac{\rho_G}{\frac{\rho_G(1 - x')}{\rho_L} + x'}$$

$$\alpha \quad \text{Eq. (1.24)}$$

4. Calcul de l'intensité turbulente I_b et de ψ

$$\mu_{\text{TP}} = \mu_L \exp(2.55 \alpha / (1 - (39 \alpha / 64))) \quad (4.13)$$

$$D_b \quad \text{Eq. (2.12a)}$$

$$I_b \quad \text{Eq. (4.10)}$$

$$\sigma_v, \quad \text{Eq. (4.12)}$$

$$v_{11} = (\phi_{\text{SCB}} / \rho_G i_{\text{LG}})$$

$$\psi \quad \text{Eq. (4.11)}$$

5. Calcul de x_1 , ρ_1 en supposant que $\alpha_2 = 0.82$.

$$s = 5.5 D_b \quad (4.14)$$

$$\rho_1 = \langle \rho \rangle \frac{r_o^2}{(r_o - s)^2} - \rho_2 \frac{(2r_o - s)s}{(r_o - s)^2} \quad (4.15)$$

$$\alpha_1 = \frac{(\rho_{L1} - \rho_1)}{(\rho_{L1} - \rho_G)} \quad (4.16)$$

$$x_1 = \frac{\alpha_1 \rho_G}{\rho_1} \quad (4.17)$$

ϕ est égal au flux thermique critique quand les termes de gauche et de droite de l'équation (4.8a) sont égaux. Si l'égalité n'est pas obtenue avec une précision donnée, on réajuste le flux supposé (estimé) et on reprend le processus de calcul à nouveau.

$$\frac{\phi}{i_{\text{LG}} G} \left[\frac{i_L(z) - i_L(z_D)}{i_{L,\text{SAT}} - i_L(z_D)} \right] \Big|_{z_{\text{CRIT}}} = (x_2 - x_1) \Big|_{z_{\text{CRIT}}} \Psi I_b \quad (4.8a)$$

Extensions du modèle

- Weisman & Ying (1983)

Afin de tenir compte des débits spécifiques inférieurs à $970 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, Weisman & Ying (1983) proposent pour le calcul du titre x_2 la relation suivante :

$$x_2 = \frac{1}{1 + \frac{1 - \alpha_2}{\alpha_2} \frac{\rho_G}{\rho_L} \frac{1}{S}} \quad (4.18)$$

où S est le facteur de glissement défini par :

$$S = 1 + \frac{U_r}{U_{12}}. \quad (4.19)$$

Dans cette équation U_r est la vitesse relative, appelée aussi vitesse moyenne de dérive, donnée par :

$$U_r = 1.41 \left[\sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \right]^{0.25} \quad (4.20)$$

et U_{12} est la vitesse longitudinale du liquide dans la couche de bulles (zone 2). Celle-ci est reliée à la vitesse U_2 du mélange dans la couche de bulles par :

$$U_{12} = U_2 - U_r x_2 \quad (4.21)$$

U_2 est pris égal à la moitié de la vitesse du mélange en $y = s$ en admettant un profil logarithmique :

$$\frac{2U_2}{U} = \frac{U_s}{U} = 1 + \sqrt{C_F} \left(1.33 - 2.04 \ln \left(\frac{r}{r+s} \right) \right) \quad (4.22)$$

La présence de x_2 dans les équations (4.18) et (4.21) implique une procédure itérative pour son calcul. La gamme du débit du modèle ainsi étendu est : 500 – 13600 kg/m² s.

- Ying & Weisman (1986)

Ying & Weisman (1986) ont d'abord complété l'extension aux faibles débits le modèle de Weisman & Ying (1983), en modifiant le diamètre des bulles de Levy (1967) en tenant compte de la force de flottabilité. Le diamètre de la bulle est calculé par :

$$D_B = 0.015 \left[\frac{\sigma D}{\tau_w} \right]^{\frac{1}{2}} \left[1 + 0.1 \left(\frac{(\rho_L - \rho_G) g}{\tau_w} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (4.23)$$

et en calculant la constante a de l'éq. (4.10) par la formule suivante si la vitesse débitante U est comprise entre 0.5 et 1.36 m/s :

$$a = 0.135 + 0.87 (1.36 - U) \quad (4.24)$$

Les auteurs ont également étendu le modèle de Weisman & Pei (1983) aux taux de vide supérieurs à 0.6 et ce jusqu'à 0.81. A la place de α_1 , les auteurs proposent d'utiliser la valeur effective $\alpha_{1\text{eff}}$ pour le calcul de x_1 . $\alpha_{1\text{eff}}$ est déterminé comme suit :

$$\alpha_{1\text{eff}} = \begin{cases} \alpha & \alpha \leq 0.642 \\ 0.642 + 0.37 (\alpha - 0.642) & 0.642 < \alpha \leq 0.788 \\ 0.696 + 0.2 (\alpha - 0.788) & 0.788 < \alpha \leq 0.81 \end{cases} \quad (4.25)$$

- Weisman & Ileslamlou (1988)

Weisman & Ileslamlou (1988) ont constaté que le modèle de Weisman & Pei (1983) surestimait les données quand le titre thermodynamique de sortie était inférieur à -0.12. Dans ce cas, Weisman & Ileslamlou proposent de négliger x_1 dans l'équation de base (eq. (4.6)) et d'évaluer ϕ_{SCB} de la manière suivante :

$$\phi_{\text{SCB}} = \phi \frac{x_2 \dot{i}_{\text{LG}}}{x_2 \dot{i}_{\text{G}} + (1 - x_2) \dot{i}_{\text{L,SAT}} - \dot{i}_{\text{L}}} \quad (4.26)$$

Cette expression a été établie en assimilant le flux critique au flux à la frontière des zones.

4.2.2. Modèle de Chang & Lee (1989)

Chang & Lee (1989) considèrent la même structure d'écoulement que le modèle de Weisman & Pei (cf. figure 4.3). Cependant les échanges transverses entre la couche de bulles et le cœur de l'écoulement sont évalués par une équation de conservation de la quantité de mouvement au lieu du calcul de l'intensité de la turbulence. Selon les auteurs du modèle, le flux critique est atteint lorsque le débit de masse du mélange diphasique de la zone de bulles vers le cœur de l'écoulement et le débit de masse dirigé en sens inverse sont égaux.

Les études menées par Bricard (1995) et Bricard & Souyri (1995), sur l'évaluation de quatre modèles mécanistes, ont révélées que le modèle de Chang & Lee (1989), présente des erreurs au niveau des équations de conservation de quantité de mouvement. Lee et al. (1997) ont revu le modèle original en corrigeant les erreurs soulevées par Bricard & Souyri et ils ont modifié le modèle en introduisant de nouvelles lois constitutives. Bricard (1995), dans son étude, affirme que même en corrigeant les erreurs, le modèle conduit à un calcul de flux négatif. Pour toutes ces raisons, le modèle de Chang & Lee (1989) ainsi que sa version de 1990 (Lee & Chang (1990)) ne sont donc pas pris en compte dans notre étude.

4.2.3. Modèle de Kwon & Chang (1999)

En se basant sur le précédent modèle d'entassement de bulles, développé par Chang & Lee (1989), Kwon & Chang (1999) ont apporté quelques modifications en introduisant un nouveau concept de mécanisme physique de la crise d'ébullition. Au lieu de considérer une couche de bulles d'épaisseur 5.5 fois le diamètre de la bulle comme l'ont supposé Weisman et Pei, Kwon & Chang considèrent à la place une couche d'épaisseur égale au diamètre de la bulle. Les bulles attachées à la paroi se comportent comme une surface de rugosité absolue égale à la dimension de la bulle. La structure de l'écoulement supposée est représentée par la figure 4.4 ci dessous :

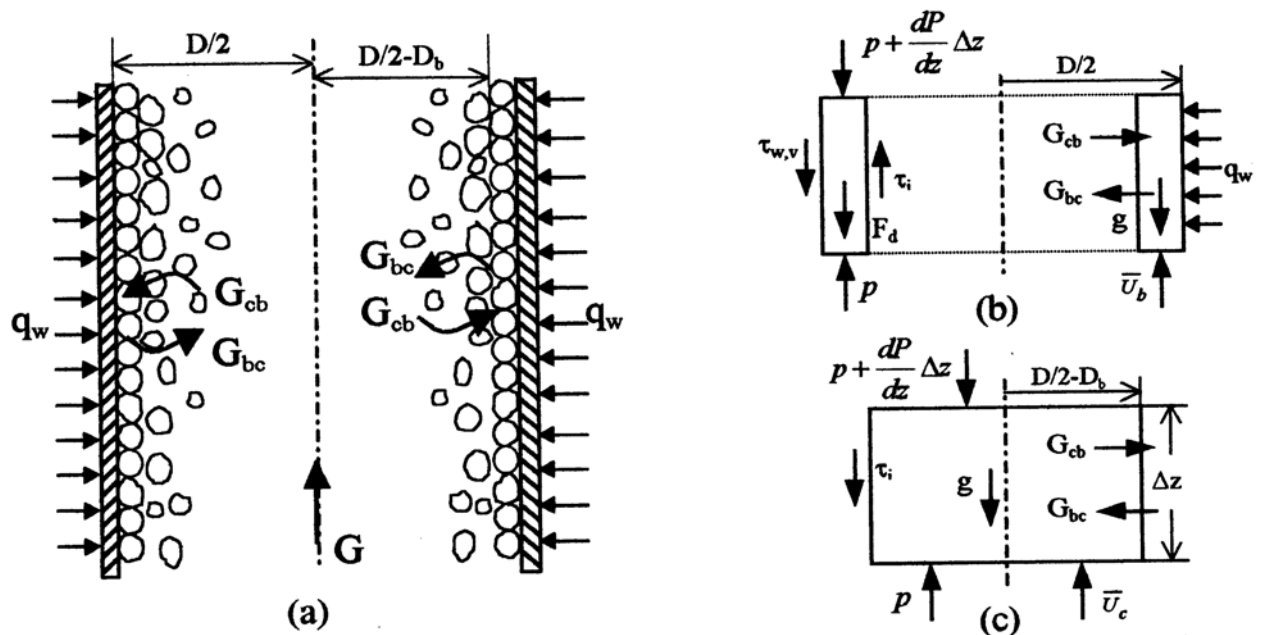


Figure 4.4. Modèle de Kwon & Chang (1999)

- Structure de l'écoulement (a)
- Volumes de contrôle des deux écoulements :
- couche de bulles (b) - écoulement central (c)

Le bilan de masse total et de liquide dans la couche de bulles sont respectivement :

$$\frac{dG_b A_b}{dz} + G_{bc} \xi_i - G_{cb} \xi_i = 0 \quad (4.27)$$

$$\frac{dG_b (1 - x_b) A_b}{dz} + \frac{\phi_{\text{evap}} \xi_w}{i_{LG}} + G_{bc} (1 - x_b) \xi_i - G_{cb} (1 - x_c) \xi_i = 0 \quad (4.28)$$

où G_{cb} et G_{bc} sont respectivement le flux de masse total latéral du cœur liquide vers la couche de bulles et le flux de masse total de la couche de bulles vers le cœur liquide. ξ_i et ξ_w sont respectivement le périmètre de l'interface entre le cœur liquide et la couche de bulles et le périmètre de la paroi. ϕ_{evap} est le flux de chaleur nécessaire pour générer de la vapeur dans la couche de bulles près de la paroi.

Puisque le flux critique est atteint à une valeur limite de la fraction de vide à la paroi (c à $dx_b/dz = 0$) et en négligeant les pertes de charge le long du tube, les équations (4.27) et (4.28) permettent d'écrire :

$$\phi_{\text{evap}} = G_{cb} (x_b - x_c) i_{LG} \frac{\xi_i}{\xi_w} \quad (4.29)$$

La conservation de l'énergie dans la couche de bulles s'écrit :

$$\frac{dG_b A_b i_b}{dz} + G_{bc} i_b \xi_i - G_{cb} i_c \xi_i - \phi \xi_w = 0 \quad (4.30)$$

En se servant de l'équation (4.27) et en supposant que dans la couche de bulles, le liquide et la vapeur sont à l'état de saturation ($i_b = i_{L,SAT}(1 - x_b) + i_{G,SAT} x_b$), l'équation (4.30) s'écrit :

$$\phi = G_{cb} (i_b - i_c) \frac{\xi_i}{\xi_w} \quad (4.31)$$

Des équations (4.29) et (4.31), on tire :

$$\phi = \phi_{\text{evap}} / F_q \quad (4.32)$$

$$F_q = \frac{(x_b - x_c) i_{LG}}{(i_b - i_c)} \quad (4.33)$$

où F_q représente la fraction du flux de chaleur utilisée pour la génération de vapeur.

Les équations de conservation de la quantité de mouvement dans la couche de bulles et dans le cœur liquide en supposant un écoulement à phases séparées sont respectivement :

$$-\frac{dp}{dz} + \frac{\tau_i \xi_i}{A_b} - \frac{\beta \tau_{w,v} \xi_w}{A_b} - \frac{F_d N_{bub}}{A_b dz} - \rho_b g + \frac{(G_{cb} \bar{U}_c - G_{bc} \bar{U}_b) \xi_i}{A_b} = \frac{1}{A_b} \frac{d}{dz} (\rho_b \bar{U}_b^2 A_b) \quad (4.34)$$

$$-\frac{dp}{dz} + \frac{\tau_i \xi_i}{A_c} - \rho_c g + \frac{(G_{bc} \bar{U}_b - G_{cb} \bar{U}_c) \xi_i}{A_c} = \frac{1}{A_c} \frac{d}{dz} (\rho_c \bar{U}_c^2 A_c) \quad (4.35)$$

En éliminant le gradient de pression des équations (4.34) et (4.35), Kwon et Chang obtiennent l'expression du flux de masse total latéral :

$$G^* = \left[\frac{-\tau_i \xi_i}{\eta_c (1 - \eta_c) A} + \frac{\beta \tau_{w,v} \xi_w}{(1 - \eta_c) A} - (\rho_c - \rho_b) g + \frac{\pi D F_d}{D_b^2 (1 - \eta_c) A} + \Phi_{acc} \right] \frac{A \eta_c (1 - \eta_c)}{(\bar{U}_c - \bar{U}_b) \xi_i} \quad (4.36)$$

où :

$$\eta_c = \frac{A_c}{A} = \frac{(D - 2D_b)^2}{D^2} \quad (4.37)$$

$$\Phi_{acc} = \frac{1}{A_b} \frac{d}{dz} (\rho_b \bar{U}_b^2 A_b) - \frac{1}{A_c} \frac{d}{dz} (\rho_c \bar{U}_c^2 A_c) \quad (4.38)$$

Le flux critique est atteint, selon Kwon & Chang, lorsque la relation suivante est satisfaite :

$$G^* = G_{bc} = G_{cb} \quad (4.39)$$

Les auteurs de ce modèle affirment que le premier, le second et le cinquième terme de l'expression entre crochets de l'éq. (4.36) sont négligeables. Ainsi donc, des équations (4.31) et (4.36), ils aboutissent à l'expression du flux critique donnée par la relation suivante :

$$\phi_{CRIT} = \left[-(\rho_c - \rho_b) g + \frac{\pi D F_d}{D_b^2 (1 - \eta_c) A} \right] \frac{(i_b - i_c) A \eta_c (1 - \eta_c)}{(\bar{U}_c - \bar{U}_b) \xi_w} \quad (4.40)$$

La procédure de calcul complète de ce modèle est présentée ci après. Le lecteur pourra se référer et retrouver toutes les relations de fermeture utilisées par Kwon & Chang (1999) dans leur modèle. Par ailleurs, les auteurs indiquent le domaine de validité suivant :

P	20-200 bar ;	G	450 – 7500 kg /m ² s ;
L	0.035 – 6.0 m ;	D	0.110 – 3.75 cm ;
$(\Delta i_{sub})_i$	0 – 1.660 MJ/kg	ϕ_{CRIT}	0.135 – 14.8 MW/m ²
α_{CRIT}	≤ 0.7 ;	x_{CRIT}	-0.4 – 0.15

Ce domaine couvre les plages de fonctionnement des réacteurs à eau légère sous pression (*LWR : Light Water Reactor*)

Procédure de calcul du modèle de Kwon & Chang (1999)

Pour les paramètres d'entrée suivants : P , G , D , L et T_i (ou $(\Delta i_{sub})_i$), les étapes de la procédure de calcul du modèle est comme suit :

1. On suppose un flux de chaleur ϕ
2. On calcule le sous refroidissement $(\Delta i_{\text{sub}})_d$ au point de détachement des bulles à l'aide du modèle de Levy où toutes les propriétés physiques sont calculées à l'état de saturation correspondant à la pression du système.

$$\Delta T_{\text{SUB}}(z_D) \quad \text{Eq. (2.15)}$$

3. Calcul de x_d et de z_d .

$$x_d = \frac{-(\Delta i_{\text{sub}})_d}{i_{\text{LG}}}, \quad z_d = \frac{GD(i_{\text{L,SAT}} - (\Delta i_{\text{sub}})_d - i_{\text{in}})}{4\phi}$$

Si $z_d < 0$; $z_d = 0$ et $x_d = \frac{-(\Delta i_{\text{sub}})_{\text{in}}}{i_{\text{LG}}}$

4. Calcul de l'enthalpie moyenne $\langle i \rangle$ et du titre thermodynamique x_{em} à la sortie du tube.

$$\langle i \rangle = i_{\text{in}} + \frac{4\phi L}{GD}, \quad x_{\text{em}} = \frac{\langle i \rangle - i_{\text{L,SAT}}}{i_{\text{LG}}}$$

5. Calcul du titre réel x' , de l'enthalpie locale du liquide i_L , masse volumique du liquide, du taux de vide moyen $\langle \alpha \rangle$, de la masse volumique moyenne $\langle \rho \rangle$, de la viscosité du mélange diphasique $\mu_{2\phi}$, du diamètre de la bulle D_b et le rapport des sections η_c à la sortie du tube.

- x' est calculé à l'aide de la relation de Saha & Zuber (1974) donnée par l'équation (2.48).

$$i_L = \frac{\langle i \rangle - i_{\text{G,SAT}} x'}{1 - x'}$$

$$T_L = T(P, i_L) \quad \rho_L = \rho(P, i_L) \quad \sigma_L = \sigma(T_L) \quad \text{Table thermodynamique}$$

- $\langle \alpha \rangle$ est calculé à l'aide du modèle de Dix (1971) (modèle modifié de Zuber & Findlay) par les équations (2.53), (2.57) et (2.58) du chapitre 2.

$$\langle \rho \rangle = \frac{\langle \alpha \rangle \rho_G}{x'}$$

$\mu_{2\phi}$ est calculée à l'aide de la corrélation de Beattie & Whalley (1982) donnée par :

$$\mu_{2\phi} = \mu_{\text{L,SAT}} (1 - \langle \alpha \rangle) (1 + 2.5 \langle \alpha \rangle) + \mu_{\text{G,SAT}} \langle \alpha \rangle. \quad (4.41)$$

Le diamètre de la bulle est donnée par l'expression de Levy :

$$D_b = 0.015 \sqrt{\frac{8\sigma_L D \langle \rho \rangle}{f G^2}} \text{ et } \eta_c \text{ calculé à l'aide de l'équation (4.37)}$$

6. Calcul de α_b , α_c , ρ_b , ρ_c , i_b et de i_c

- Pour le calcul de α_b , Weisman & Pei (1983) supposent que le taux de vide dans la couche de bulles est constant lors du CHF et égal à 0.82, alors que les auteurs de ce modèle considèrent que le taux vide critique α_b dans la couche de bulles est fonction du titre thermodynamique et il est donné par :

$$\alpha_b = 0.83 - 0.29 \exp(-4.71 x_{em} - 1.89). \quad (4.42)$$

- Les autres quantités sont données par les relations (4.43) à (4.47) :

$$\alpha_c = \frac{1}{\eta_c} \langle \alpha \rangle - \frac{1 - \eta_c}{\eta_c} \alpha_b \quad (4.43)$$

$$\rho_b = \rho_{L,SAT} (1 - \alpha_b) + \rho_{G,SAT} \alpha_b \quad (4.44)$$

$$\rho_c = \rho_L (1 - \alpha_c) + \rho_{G,SAT} \alpha_c \quad (4.45)$$

$$i_b = i_{L,SAT} (1 - x_b) + i_{G,SAT} x_b \quad (4.46)$$

$$i_c = i_L (1 - x_c) + i_{G,SAT} x_c \quad (4.47)$$

i_b et i_c sont évaluées en utilisant les relations donnant x_b et x_c suivantes :

$$x_b = \frac{\alpha_b \rho_{G,SAT}}{\rho_b}, \quad x_c = \frac{\alpha_c \rho_{G,SAT}}{\rho_c} \quad (4.48)$$

7. Calcul de λ , τ_w , $\bar{U}_b$, $\bar{U}_c$ et de F_d

- Le coefficient de frottement λ est calculé par la relation de Colebrook – White donnée par :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 3.48 - 4 \log \left(\frac{2D_b}{D} + \frac{9.35}{Re_{2\phi} \sqrt{\lambda}} \right) \quad (4.49)$$

où $Re_{2\phi} = GD/\mu_{2\phi}$.

- la contrainte pariétale est donnée par :

$$\tau_w = \frac{\lambda G^2}{2\rho_c \eta_c^2} \quad (4.50)$$

- la vitesse moyenne $\bar{U}_b$ est :

$$\overline{U}_b = 0.5 U_c \Big|_{y=D_b} \quad (4.51)$$

$$\overline{U}_c = \frac{G - \overline{U}_b \rho_b (1 - \eta_c)}{\rho_c \eta_c} \quad (4.52)$$

La vitesse U_c est calculée en utilisant le profil universel de la vitesse d'un écoulement turbulent simple phase proposé par Von Karman. Le profil est donné par :

$$U^+ = \begin{cases} Y^+ & Y^+ < 5 \\ 5 \ln Y^+ - 3.05 & 5 \leq Y^+ < 30 \\ 2.5 \ln Y^+ + 5.5 & Y^+ \geq 30 \end{cases} \quad (4.53)$$

où :

$$U^+ = U_c \sqrt{\frac{\rho_c}{\tau_w}}, \quad Y^+ = \frac{D_b \sqrt{\tau_w \rho_c}}{\mu_{2\phi}} \quad (4.54)$$

- La force de frottement exercée par le liquide sur la bulle est donnée par :

$$F_d \approx \frac{\lambda \rho_c \overline{U}_c^2}{2} \left(\frac{\pi D_b^2}{4} \right) \quad (4.55)$$

8. Calcul du ϕ_{CRIT} par l'équation (4.40).

Si le flux supposé ϕ à l'étape **1** est très proche du ϕ_{CRIT} calculé à l'étape **8**, on arrête les calculs. Si non on réajuste le flux ϕ et on reprend les calculs à nouveau jusqu'à satisfaction.

4.2.4. Modèle de Kwon & Chang (2000)

Afin de tenir compte de l'effet de la condensation importante dans le cas des sous saturations élevées et des débits spécifiques élevés, Kwon & Chang (2000) ont modifié légèrement leur modèle présenté ci-dessus, en adoptant un modèle mécaniste pour l'évaluation du titre réel et du taux de vide. Le modèle à profil (approche inductive) de Saha- Zuber (1974) utilisé pour l'évaluation du titre réel (eq. (2.48)) est remplacé par le modèle mécaniste (approche déductive) régi par l'ensemble des équations (2.41) à (2.46). Ce nouveau modèle rejoint donc le modèle de Weisman & Pei (1983) dans l'évaluation du titre réel et du taux vide par la méthode itérative.

La procédure de calcul complète de la nouvelle version du modèle est présentée ci après :

Pour les paramètres d'entrées suivants : P , G , D , L et T_i (ou $(\Delta i_{\text{sub}})_i$), les étapes de la procédure de calcul sont :

1. On suppose un flux de chaleur ϕ
2. On calcule le sous refroidissement $(\Delta i_{\text{sub}})_d$ au point de détachement des bulles à l'aide du modèle de Levy où toutes les propriétés physiques sont calculées à l'état de saturation correspondant à la pression du système.

$$\Delta T_{\text{SUB}}(z_D) \quad \text{Eq. (2.15)}$$

Le coefficient de frottement intervenant dans le modèle de Levy est évalué comme suit :

$$f = 0.0055 \left[1 + \left(20000 \frac{\varepsilon}{D} + \frac{10^6}{\text{Re}_f} \right)^{1/3} \right] \text{ avec } \varepsilon/D = 10^{-4}$$

3. Calcul de x_d et de z_d .

$$x_d = \frac{-(\Delta i_{\text{sub}})_d}{i_{\text{LG}}}, \quad z_d = \frac{GD(i_{\text{L,SAT}} - (\Delta i_{\text{sub}})_d - i_{\text{in}})}{4\phi}, \quad i_d = i_{\text{L,SAT}} - \Delta i_{\text{sub},d}$$

$$\text{Si } z_d < 0 ; \quad z_d = 0 \quad \text{et } x_d = \frac{-(\Delta i_{\text{sub}})_{\text{in}}}{i_{\text{LG}}}$$

4. Calcul de x' et de $\langle \alpha \rangle$ à la sortie du tube (calcul itératif sur x')

$$i_L = \frac{\langle i \rangle - i_{\text{G,SAT}} x'}{1 - x'} \quad \text{avec } \langle i \rangle = i_{\text{in}} + \frac{4\phi L}{GD}$$

$$T_L = T(P, i_L) \quad \rho_L = \rho(P, i_L) \quad \sigma_L = \sigma(T_L) \quad \text{Table thermodynamique}$$

$-\langle \alpha \rangle$ est calculé à l'aide du modèle de Dix (1971) (modèle modifié de Zuber & Findlay) par les équations (2.53), (2.57) et (2.58) du chapitre 2.

$$\langle \rho \rangle = \frac{\langle \alpha \rangle \rho_G}{x'}$$

$$\phi_{\text{SCB}} \quad \text{est calculé par :} \quad \text{Eq. (2.42)}$$

$$\phi_{\text{COND}} \quad \text{Eq. (2.42)}$$

$$\varepsilon \quad \text{Eq. (2.38a)}$$

$$x' = \frac{1}{GA i_{\text{LG}}} \left\{ \int_{z_d}^L \frac{P_H \phi_{\text{SCB}}}{(1 + \varepsilon)} dz - \int_{z_D}^L P_H \phi_{\text{COND}} dz \right\}$$

5. Calcul de D_b

$$\mu_{2\phi} = \mu_{\text{L,SAT}} (1 - \langle \alpha \rangle) (1 + 2.5 \langle \alpha \rangle) + \mu_{\text{G,SAT}} \langle \alpha \rangle$$

$$\text{Re}_{2\phi} = GD / \mu_{2\phi}$$

$$f_{2\phi} = f \text{ calculé avec } \text{Re}_{2\phi} \text{ à l'étape 2.}$$

$$D_b = 0.015 \sqrt{\frac{8\sigma_L D \langle \rho \rangle}{f_{2\phi} G^2}}$$

6. Calcul des propriétés de l'écoulement à la sortie du tube :

$$\eta_c = \frac{(D - 2D_b)^2}{D^2}$$

$$\alpha_b = 0.83 - 0.29 \exp(-4.71 x_{em} - 1.89),$$

$$\alpha_c = \frac{1}{\eta_c} \langle \alpha \rangle - \frac{1 - \eta_c}{\eta_c} \alpha_b$$

$$\rho_b = \rho_{L,SAT} (1 - \alpha_b) + \rho_{G,SAT} \alpha_b,$$

$$\rho_c = \rho_L (1 - \alpha_c) + \rho_{G,SAT} \alpha_c$$

$$x_b = \frac{\alpha_b \rho_{G,SAT}}{\rho_b},$$

$$x_c = \frac{\alpha_c \rho_{G,SAT}}{\rho_c}$$

$$i_b = i_{L,SAT} (1 - x_b) + i_{G,SAT} x_b,$$

$$i_c = i_L (1 - x_c) + i_{G,SAT} x_c$$

7. Calcul des vitesses moyennes

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 3.48 - 4 \log \left(\frac{2D_b}{D} + \frac{9.35}{\text{Re}_{2\phi} \sqrt{\lambda}} \right), \quad \tau_w = \frac{\lambda G^2}{2 \rho_c \eta_c^2}, \quad Y^+ = \frac{D_b \sqrt{\tau_w \rho_c}}{\mu_{2\phi}}$$

$$\bar{U}_b = \begin{cases} 0.5 Y^+ \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_c}} & Y^+ < 5 \\ 0.5 (5 \ln Y^+ - 3.05) \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_c}} & 5 \leq Y^+ < 30 \\ 0.5 (2.5 \ln Y^+ + 5.5) \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_c}} & Y^+ \geq 30 \end{cases}$$

$$\bar{U}_c = \frac{G - \bar{U}_b \rho_b (1 - \eta_c)}{\rho_c \eta_c}$$

8. Calcul du ϕ_{CRIT}

$$F_d = \frac{\lambda \rho_c \bar{U}_c^2}{2} \left(\frac{\pi D_b^2}{4} \right), \quad \xi_w = \pi D, \quad \xi_i = \pi (D - 2D_b)$$

$$G^* = \left[-(\rho_c - \rho_b)g + \frac{\pi D F_d}{D_b^2 (1 - \eta_c) A} \right] \frac{A \eta_c (1 - \eta_c)}{(\bar{U}_c - \bar{U}_b) \xi_i}$$

$$\phi_{\text{CRIT}} = G^* (i_b - i_c) \frac{\xi_i}{\xi_w}$$

Si le flux supposé ϕ à l'étape 1 est très proche du ϕ_{CRIT} calculé à l'étape 8, on arrête les calculs.

Si non on réajuste le flux ϕ et on reprend les calculs à nouveau jusqu'à satisfaction.

Kwon & Chang (2000) indiquent le domaine de validité suivant :

P	1-200 bar ;	G	$0.37 - 134 \text{ Mg/m}^2 \text{ s}$;
L	$0.002 - 4.0 \text{ m}$;	D	$0.33 - 37.5 \text{ mm}$;
$(\Delta i_{\text{sub}})_i$	$49 - 1659 \text{ kJ/kg}$	x_{CRIT}	$-1.25 - 0.00$,
ϕ_{CRIT}	$1.05 - 276 \text{ MW/m}^2$		

4.2.5. Modèle de Lee & Mudawar (1988) et l'extension de Lin et al. (1989a)

Selon Lee & Mudawar (1988), le flux de chaleur critique se produit quand le taux d'évaporation de la sous couche liquide devient supérieur au taux d'approvisionnement du liquide provenant du cœur de l'écoulement.

Les auteurs de ce modèle font l'hypothèse que se forment près de la paroi des petites poches de vapeur appelées aussi amas de vapeur, qui ont la forme de cylindres de vapeur verticaux déformés qui sont le résultat de l'agglomération et de la coalescence des bulles de vapeur. Le diamètre équivalent de chaque cylindre est supposé égal au diamètre de la bulle lors de son détachement de la paroi. L'augmentation de la génération de vapeur provoquée par l'évaporation de la sous couche liquide entraîne l'allongement de ces cylindres dans le sens de l'écoulement tandis que leur diamètre reste à peu près constant. Les amas adjacents peuvent même se joindre pour former une couverture continue sur la paroi interne du tube. La configuration supposée de l'écoulement est présentée sur la figure 4.5.

Au moment du flux critique, le bilan d'énergie au voisinage de la paroi permet d'écrire :

$$\phi_{\text{CRIT}} D_b L_b = D_b G' \delta (i_{\text{LG}} + C_{pL} (T_{\text{SAT}} - T_{\delta})). \quad (4.55)$$

Les variables sont indiquées sur la figure 4.5. T_{δ} est la température moyenne du liquide alimentant le film sous la poche et G' son flux de masse.

Comme la vitesse du liquide dans la sous couche est petite devant celle de l'amas de vapeur, les auteurs du modèle posent :

$$G' = \rho_L U_b \quad (4.56)$$

La sous saturation $(T_{\text{SAT}} - T_{\delta})$ du liquide alimentant le film sous la poche de vapeur est supposée proportionnelle à la sous saturation moyenne dans la section droite :

$$(T_{\text{SAT}} - T_{\delta}) = a_1 (T_{\text{SAT}} - T_L) \quad (4.57)$$

où a_1 est une constante empirique obtenue par optimisation du modèle complet. La valeur proposée par Lee & Mudawar est $a_1 = 0.35$.

L'équation (4.55) devient donc :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \frac{\rho_L U_b \delta (i_{\text{LG}} + a_1 C_{pL} (T_{\text{SAT}} - T_L))}{L_b} \quad (4.58)$$

Le flux critique s'obtient par un calcul itératif nécessitant le calcul des différents paramètres intervenant dans l'équation (4.58) :

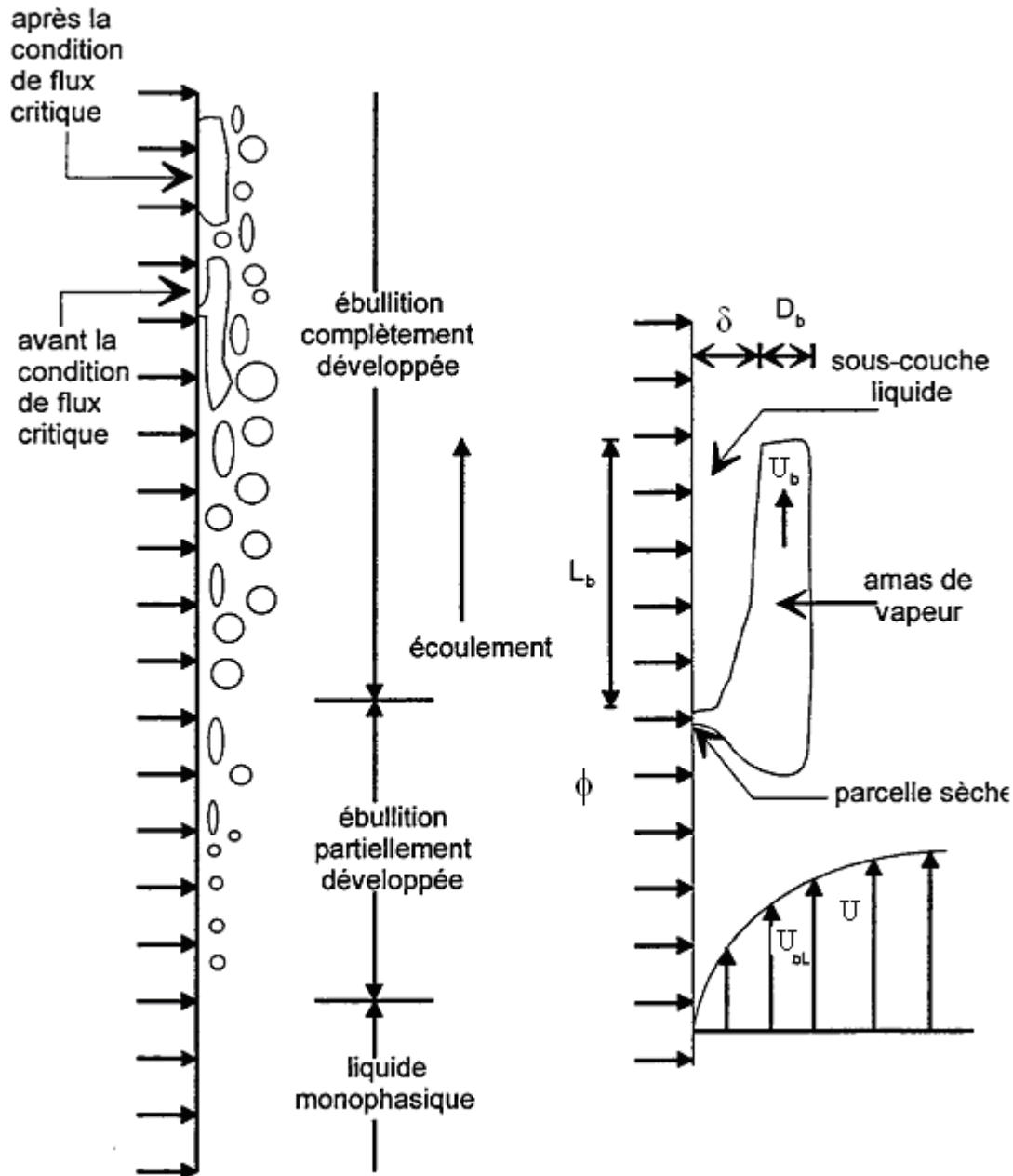


Figure 4.5 Modèle de Lee & Mudawar (1988)

- Longueur de l'amas de vapeur L_b

La longueur L_b de la poche est supposée égale à la longueur d'onde critique d'Helmholtz. Celle-ci s'écrit, en négligeant la vitesse axiale du liquide sous la poche devant la vitesse axiale de la poche :

$$L_b = \frac{2\pi\sigma(\rho_L + \rho_G)}{\rho_L \rho_G U_b^2} \quad (4.59)$$

- Vitesse de l'amas de vapeur U_b

La vitesse de la poche U_b est obtenue en équilibrant les forces longitudinales qui agissent sur la poche. Les forces considérées par Lee & Mudawar sont la force de flottabilité et la force de traînée :

$$F_B = \frac{1}{4} \pi D_b^2 L_b g (\rho_L - \rho_G) \quad (4.60)$$

$$F_D = -\frac{1}{2} \rho_L C_D (U_b - U_{bl})^2 \frac{\pi}{4} D_b^2 \quad (4.61)$$

D_b est le diamètre de la section droite des petits cylindres de vapeur évalué par la corrélation de Cole & Rohsenow (1969) :

$$D_b = 1.5 \times 10^{-4} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_L C_{pL} T_{SAT}}{\rho_G i_{LG}} \right)^{1.25} \quad (4.62)$$

C_D est le coefficient de traînée calculé par la corrélation proposée par Chan & Prince (1965) :

$$C_D = \frac{48 \mu_L}{\rho_L D_b (U_b - U_{bl})} \quad (4.63)$$

U_{bl} est la vitesse du liquide à la distance $y = \delta + D_b/2$ de la paroi. Pour la calculer, on utilise le profil de vitesse proposé par Arpaci & Larsen (1984) :

$$U_L^+ = \begin{cases} Y^+ & 0 < Y^+ < 5 \\ 5 \ln Y^+ - 3.05 & 5 \leq Y^+ < 30 \\ 2.5 \ln Y^+ + 5.5 & Y^+ \geq 30 \end{cases} \quad (4.64)$$

avec :

$$Y^+ = \frac{\rho_L u_\tau}{\mu_L} y, \quad U_L^+ = \frac{U_L}{u_\tau} \quad (4.65)$$

où u_τ est la vitesse de frottement définie par :

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho_L} \right)^{1/2} \quad (4.65)$$

La contrainte de cisaillement à la paroi est donnée par :

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_F \frac{G_L^2}{\rho_L} \quad (4.66)$$

où le coefficient de frottement C_F est déduit de la corrélation de Colburn – McAdams établie en écoulement monophasique turbulent :

$$C_F = 0.046 \text{Re}_L^{-0.2} \quad (4.67)$$

Le nombre de Reynolds liquide est défini par :

$$Re_L = \frac{G_L D}{\mu_L} \text{ avec } G_L = G \frac{(1-x')}{(1-\alpha)}$$

Le titre massique x' est donné par : $x' = \max(0, x)$. Le taux de vide α dans la section est déterminé par la relation de Zuber & Findlay (éq. 2.53) où la vitesse de dérive U_{GU} et le paramètre de distribution C_0 sont donnés par :

$$U_{GU} = 1.41 [\sigma g (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2]^{0.25}, \quad C_0 = \begin{cases} 1.2 & Pr \leq 0.5 \\ 1.2 - 0.4(Pr - 0.5) & Pr > 0.5 \end{cases} \quad (4.68)$$

où Pr est la pression réduite.

Les auteurs du modèle, ont remarqué que tous les points testés appartenaient à la zone intermédiaire (tampon) du profil de vitesse (éq. 4.64) et par conséquent ils n'ont retenu que la deuxième formule de l'éq. (4.64). En $y = \delta + D_b/2$, on aura donc :

$$U_{bl} = u_\tau \left[5 \ln \left(\frac{\rho_L u_\tau}{\mu_L} \left(\delta + \frac{D_b}{2} \right) \right) - 3.05 \right] \quad (4.69)$$

L'équilibre des forces longitudinales s'écrit :

$$F_B + F_D = 0 \quad (4.70)$$

Les équations (4.59), (4.60) et (4.61) permettent d'écrire :

$$U_b^3 - U_b^2 U_{bl} - \frac{\pi \sigma g D_b (\rho_L^2 - \rho_G^2)}{12 \mu_L \rho_L \rho_G} = 0 \quad (4.71)$$

L'équation obtenue est une équation de 3^{ème} degré en U_b dont la solution analytique (Bricard, 1995) est :

$$U_b = S_1 + S_2 + \frac{U_{bl}}{3} \quad (4.72)$$

avec :

$$S_3 = \frac{\pi \sigma g D_b (\rho_L^2 - \rho_G^2)}{12 \mu_L \rho_L \rho_G} \quad (4.73)$$

$$S_1 = \left[\frac{S_3}{2} + \frac{U_{bl}^3}{27} + \left(\frac{S_3^2}{4} + \frac{S_3 U_{bl}^3}{27} \right)^{1/2} \right]^{1/3} \quad (4.74)$$

$$S_2 = \left[\frac{S_3}{2} + \frac{U_{bl}^3}{27} - \left(\frac{S_3^2}{4} + \frac{S_3 U_{bl}^3}{27} \right)^{1/2} \right]^{1/3} \quad (4.75)$$

- Epaisseur de la sous couche liquide δ

L'épaisseur de la sous couche liquide s'obtient par l'équilibre des forces qui s'exercent radialement sur l'amas de vapeur. L'évaporation de la sous couche liquide tend à éloigner cet amas de la paroi (Force d'Inertie). Par contre, la rotation de cet amas, résultant de la différence de vitesse entre les deux phases et du profil de l'écoulement crée une force latérale F_R résistante. F_R force liée à la circulation de la vitesse autour de la poche (force de portance).

La force d'inertie est donnée par :

$$F_I = \rho_G D_b L_b V_b^2 \quad (4.76)$$

où V_b est la vitesse débitante radiale de la vapeur sous la poche déterminée par :

$$V_b = \frac{\phi_e}{\rho_G i_{LG}} \quad (4.77)$$

ϕ_e est la part du flux thermique de paroi servant à la formation de vapeur. Ce flux est évalué à partir du coefficient d'échange h_{sc} en ébullition sous saturée de la manière suivante :

$$\phi_e = h_{sc} (T_w - T_{SAT}) = \phi - h_{sc} (T_{SAT} - T_\delta) \quad (4.78)$$

h_{sc} est calculé par la corrélation de Shah (1977) :

$$h_{sc} = \frac{230 \phi Bo^{0.5}}{(T_{SAT} - T_\delta)(230 Bo^{0.5} - 1) + \phi/h_{LO}} \quad (4.79)$$

où Bo est le nombre d'ébullition défini par :

$$Bo = \phi / G i_{LG} . \quad (4.80)$$

De ces équations, l'expression de la force d'inertie F_I s'écrit :

$$F_I = \frac{(\phi_{CRIT} - a_1 h_{sc} (T_{SAT} - T_\delta))^2 D_b L_b}{\rho_G i_{LG}^2} \quad (4.81)$$

La force de portance F_R est déterminée par l'expression proposée par Bayerlein et al. (1985) :

$$F_R = -C \rho_L (U_b - U_{bl}) \left(\frac{\partial U_L}{\partial y} \right) \frac{\pi}{4} D_b^2 L_b \quad (4.82)$$

où C est déterminé empiriquement. Lee & Mudawar proposent la corrélation suivante :

$$C = a_2 Re^{a_3} \quad \text{avec } a_2 = 240 \text{ et } a_3 = -0.8. \quad (4.83)$$

Afin d'améliorer la précision, ce modèle a fait l'objet de modification par Lin et al (1989a) en proposant une corrélation pour le coefficient de portance C :

$$C = a_2 Re_L^{(a_3 - a_4 \alpha / (1 - \alpha))} \quad \text{avec : } a_2 = 240, a_3 = -0.8 \text{ et } a_4 = 0.175. \quad (4.84)$$

Le gradient $\frac{\partial U_L}{\partial y}$ est déterminé à partir du profil de vitesse de Arpaci & Larsen, en prenant la moyenne entre le gradient en $y = \delta$ et $y = \delta + D_b/2$. On a ainsi pour un point se situant dans la 2^{ème} zone du profil de vitesse :

$$\frac{\partial U_L}{\partial y} = \frac{5}{2} u_\tau \left(\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta + D_b} \right) \quad (4.85)$$

L'épaisseur δ est celle qui vérifie l'équilibre des deux forces considérées :

$$F_I + F_R = 0 \quad (4.86)$$

Procédure de calcul du modèle de Lee & Mudawar (1988) et son extension

La procédure de calcul complète du modèle de Lee & Mudawar(1988) ainsi que la version de Lin et al (1989a) est présentée ci après :

Pour les conditions P , G , L , D , et T_{in} fixées (paramètres d'entrée du modèle), le flux critique est déterminé par un calcul itératif.

Etape 1 : On suppose un flux ϕ

Etape 2 : Calcul des termes intervenant dans l'équation (4.58), donnés par les équations suivantes :

- diamètre de la bulle D_b	Eq. (4.62)
- titre massique x'	$x' = \max(0, x)$
- paramètre C_0 et la vitesse de dérive U_{GU}	Eq. (4.68)
- taux de vide α	Eq. (2.53)
- vitesse massique G_L	Eq. (4.67)
- nombre de Reynolds Re_L	Eq. (4.67)
- Coefficient de frottement C_F	Eq. (4.67)
- Contrainte pariétale τ_w	Eq. (4.66)
- la vitesse de frottement u_τ	Eq. (4.65)
- nombre d'ébullition Bo	Eq. (4.80)
- nombre de Reynolds Re	Eq. (2.4)
- nombre de Prandtl Pr	Eq. (2.4)
- coefficient d'échange monophasique h_{LO}	Eq. (2.4)
- coefficient d'échange d'ébullition sous saturée	Eq. (4.79)
- flux ϕ_e	Eq. (4.78)
- vitesse débitante de la bulle V_b	Eq. (4.77)
- coefficient de portance C	Eq. (4.84)

Etape 3 : Nous calculons d'une manière itérative l'épaisseur δ de la couche liquide en résolvant l'éq. (4.86). Le calcul des termes intervenant dans cette dernière se fait par la succession d'équations suivante :

- U_{bl}	Eq. (4.69)
- $\frac{\partial U_L}{\partial y}$	Eq. (4.85)
- S_3	Eq. (4.73)
- S_1	Eq. (4.74)
- S_2	Eq. (4.75)
- U_b	Eq. (4.72)
- L_b	Eq. (4.59)

$$- F_I \quad \text{Eq. (4.76)}$$

$$- F_R \quad \text{Eq. (4.82)}$$

Etape 4 : Si le flux critique ϕ_{CRIT} calculé est très proche du flux estimé de l'étape 1, on arrête les calculs. Si non, on réajuste le flux et on reprend les calculs à nouveau.

Lee & Mudawar indiquent dans leur publication le domaine de validité suivant :

Fluide	eau ;	ρ_G / ρ_L	0.032 – 0.23 ;
P	50 - 170 bar ;	G	1000 – 5000 kg /m ² s ;
D	4 – 16 mm ;	$T_{\text{SAT}} - T_L(z)$	< 50
α	< 0.5		

4.2.6. Modèle de Lin et al. (1989b)

Dans ce modèle, qui est une variante du modèle de Lee & Mudawar (1988), les auteurs considèrent que le liquide entrant dans la sous couche est à saturation. L'équation (4.55) se simplifie donc :

$$\phi_{\text{CRIT}} L_b = \rho_L U_b \delta i_{\text{LG}} \quad (4.87)$$

Il existe aussi deux différences avec le modèle de Lee & Mudawar, notamment dans le calcul de la vitesse U_b de la poche et de l'épaisseur δ de la sous couche liquide.

- Calcul de U_b

Les propriétés physiques du liquide utilisées dans le profil de vitesse (eq. 4.64) sont remplacées par celles du mélange homogène.

La vitesse de frottement devient :

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho_H} \right)^{1/2} \quad (4.88)$$

La contrainte pariétale τ_w est donnée par :

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_F \frac{G^2}{\rho_H} \quad (4.89)$$

où le coefficient de frottement C_F est déduit de la corrélation de Colburn – McAdams établie en écoulement monophasique turbulent :

$$C_F = 0.046 \text{Re}_H^{-0.2} \quad (4.90)$$

Le nombre de Reynolds du mélange homogène est défini par :

$$\text{Re}_H = \frac{G D}{\mu_H} \quad (4.91).$$

La masse volumique est calculée par :

$$\rho_H = \rho_L(1 - \alpha) + \rho_G \alpha \quad (4.92)$$

et la viscosité du mélange homogène est donnée par la corrélation de Dukler et al. (1964) :

$$\mu_H = \rho_H \left(x \frac{\mu_G}{\rho_G} + (1 - x) \frac{\mu_L}{\rho_L} \right) \quad (4.93).$$

Le taux de vide α est donné par la relation du modèle homogène ($S = 1$), présenté au chapitre 2. le titre massique x' est calculé par l'équation (2.49) de Levy (1967).

La vitesse U_{bl} du liquide à la distance $y = \delta + D_b/2$ de la paroi devient :

$$U_{bl} = u_\tau \left[5 \ln \left(\frac{\rho_H u_\tau}{\mu_H} \left(\delta + \frac{D_b}{2} \right) \right) - 3.05 \right] \quad (4.94)$$

- Calcul de δ

Puisque la température du liquide entrant dans la sous couche est supposée égale à T_{SAT} , la vitesse débitante radiale de la vapeur est donnée par :

$$V_b = \frac{\phi}{\rho_G i_{LG}} \quad (4.95)$$

Lin et al (1989b) proposent de plus une expression légèrement différente pour le calcul du coefficient de portance donnée par :

$$C = a_1 \left(1 + \frac{D_b}{\delta} \right)^{a_2} \text{Re}^{\left(a_3 - a_4 \frac{\alpha}{1-x} \right)} \quad (4.96)$$

avec : $a_1 = 7000$, $a_2 = -0.4$, $a_3 = -0.8$ et $a_4 = 0.5$.

Procédure de calcul du modèle de Lin et al. (1989b)

La procédure de calcul complète du modèle de Lin et al. (1989b) est présentée ci après :

Pour les conditions P , G , L , D , et T_{in} fixées (paramètres d'entrée du modèle), le flux critique est déterminé par un calcul itératif.

Etape 1 : On suppose un flux ϕ

Etape 2 : Calcul des termes intervenant dans l'équation (4.58), donnés par les équations suivantes :

- diamètre de la bulle D_b	Eq. (4.62)
- coefficient d'échange monophasique h_{LO}	Eq. (2.4)
- $\Delta T_{SUB}(z_D)$	Eq. (2.15)
- Y_B^+	Eq. (2.12a)
- titre massique x'	Eq. (2.49)
- taux de vide α	Eq. (1.24)
- masse volumique du mélange ρ_H	Eq. (4.92)

- viscosité du mélange μ_H	Eq. (4.93)
- nombre de Reynolds Re_H	Eq. (4.91)
- Coefficient de frottement C_F	Eq. (4.90)
- Contrainte pariétale τ_w	Eq. (4.89)
- la vitesse de frottement u_τ	Eq. (4.88)
- vitesse débitante de la bulle V_b	Eq. (4.95)
- coefficient de portance C	Eq. (4.96)

Etape 3 : Nous calculons d'une manière itérative l'épaisseur δ de la couche liquide en résolvant l'éq. (4.86). Le calcul des termes intervenant dans cette dernière se fait par la succession d'équations suivante :

- U_{bl}	Eq. (4.94)
- $\frac{\partial U_L}{\partial y}$	Eq. (4.85)
- S_3	Eq. (4.73)
- S_1	Eq. (4.74)
- S_2	Eq. (4.75)
- U_b	Eq. (4.72)
- L_b	Eq. (4.59)
- F_l	Eq. (4.76)
- F_R	Eq. (4.82)

Etape 4 : Si le flux critique ϕ_{CRIT} calculé est très proche du flux estimé de l'étape 1, on arrête les calculs. Si non, on réajuste le flux et on reprend les calculs à nouveau.

Le domaine de validité du modèle de Lee & Mudawar (1988) et de l'extension de Lin et al. (1989a) a été étendu jusqu'aux taux de vide de 0.7. Le domaine de validité de cette variante devient donc :

Fluide	eau ;	ρ_G/ρ_L	0.032 – 0.23 ;
P	50 - 170 bar ;	G	1000 – 5000 kg /m ² s ;
D	4 – 16 mm ;	$T_{SAT} - T_L(z)$	< 50
α	< 0.7		

4.2.7. Modèle de Katto (1990a,b, 1992)

Katto (1990) a exploité les similarités existant entre l'ébullition en vase clos et l'ébullition convective. Le calcul de l'épaisseur de la sous couche liquide repose sur le modèle de Haramura & Katto (1983) basé à l'origine sur l'ébullition en vase clos. Les principes de base associés à ce modèle (cf. figure 4.6) sont :

- la longueur moyenne (L_B) de la poche de vapeur couvrant la surface chauffante est gouvernée par l'instabilité hydrodynamique de type Kelvin - Helmholtz de l'interface liquide - vapeur,
- le temps de passage de la poche de vapeur sur la sous couche liquide est dominé par le mouvement de la poche,

- l'épaisseur initiale δ de la sous couche liquide est déterminée comme une longueur critique de minuscules jets de vapeur ancrés aux sites actifs de nucléation sur la paroi chauffée. Elle est donnée par la relation suivante:

$$\frac{\delta \rho_G}{\sigma} \left/ \left(\frac{\rho_G i_{LG}}{\phi} \right)^2 \right. = \frac{\pi (0.0584)^2}{2} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \quad (4.97)$$

Pour le cas de l'ébullition convective sous refroidie, Katto (1990) considère une configuration d'écoulement représentée sur la figure 4.7. A partir de l'empilement de bulles une mince couche de vapeur ou poche de vapeur (appelée aussi couverture de vapeur 'blanket vapor') se forme couvrant un mince film liquide adjacent à la paroi. Selon l'auteur du modèle, le flux thermique critique est le flux de chaleur permettant l'évaporation de la sous couche liquide pendant le temps de passage t de l'amas de vapeur de longueur L_B se déplaçant à la vitesse U_B à proximité de la paroi.

$$\phi_{\text{CRIT}} = \frac{\delta \rho_L i_{LG}}{t} \quad (4.98)$$

avec :

$$t = \frac{L_B}{U_b} \quad (4.99)$$

Le flux critique s'obtient par un calcul itératif nécessitant les caractéristiques de l'amas de vapeur et l'épaisseur de la couche liquide.

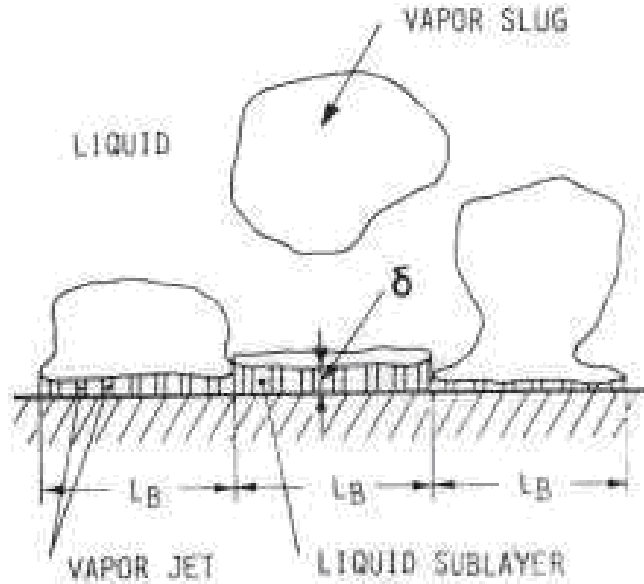


Figure 4.6. Les conditions près CHF lors de l'ébullition saturée en vase clos
Modèle de Haramura & Katto (1983).

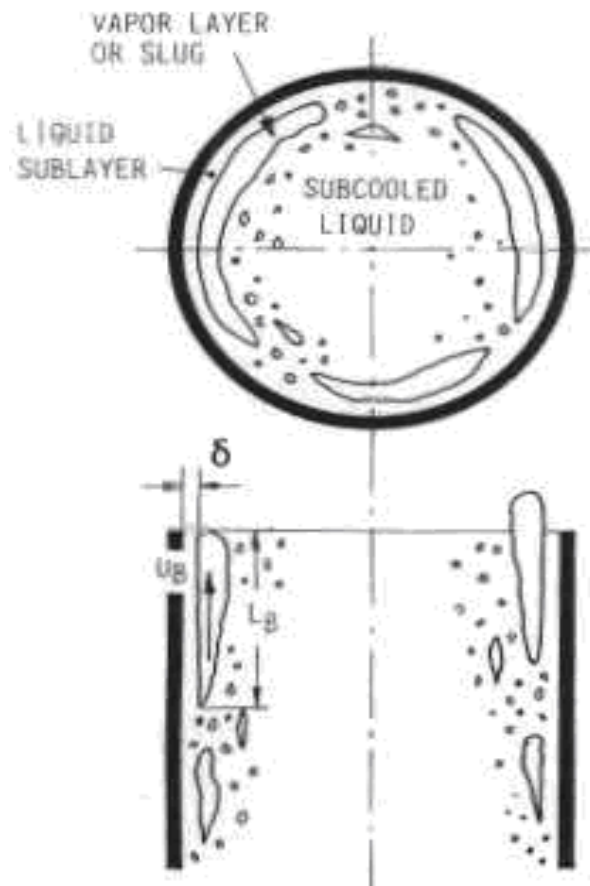


Figure 4.7. Les conditions près CHF lors de l'ébullition d'un écoulement sous saturé
Modèle de Katto (1990a,b, 1992)

- Calcul de L_B

Katto utilise la même relation que celle du modèle de Lee & Mudawar (cf. éq. (4.59)).

- Calcul de la vitesse de l'amas de vapeur U_B

Dans le cas de l'ébullition d'un écoulement sous refroidi, la couverture de vapeur formée près de la paroi est comparativement mince car elle est sujette à la condensation par le courant central du liquide sous refroidi. Par conséquent, on peut supposer que la vitesse de déplacement de la couverture de vapeur U_B est donnée par des relations proches de celle de l'écoulement diphasique homogène U_δ à une distance δ de la paroi définie par :

$$U_B = k U_\delta \quad (4.100)$$

où k est un coefficient dont la valeur est inférieure à l'unité. Cela s'explique par le fait que la couverture de vapeur reste attachée pendant l'approvisionnement continu en vapeur depuis la paroi et aussi par le fait que la sous couche liquide qui est vraisemblablement stagnante.

Evaluation de k

En améliorant son modèle, Katto (1992) a revu sa corrélation empirique donnant le coefficient k et il suggère la relation suivante :

$$k = \frac{242 [1 + K(0.355 - \alpha)] \text{Re}^{-0.8}}{\left[0.0197 + \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.733} \right] \left[1 + 90.3 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{3.68} \right]} \quad (4.101)$$

avec :

$$\begin{aligned} K &= 0, & \text{pour } \alpha > 0.355 \\ K &= 3.76, & \text{pour } \alpha < 0.355 \end{aligned}$$

Dans le cas de l'eau et quand $\alpha < 0.1$, la précision de ce modèle peut être améliorée en multipliant l'équation (4.101) par $[1 + 2.62(0.100 - \alpha)]$.

Evaluation de la vitesse U_δ

Pour un écoulement homogène turbulent d'un fluide de densité ρ et de viscosité μ dans un tube, la vitesse U_δ à la distance δ de la paroi peut être évaluée par la distribution de vitesse de Karman donnée par :

$$\left. \begin{aligned} \text{si } 0 < y_\delta^+ < 5, & \quad U_\delta^+ = y_\delta^+ \\ \text{si } 5 < y_\delta^+ < 30, & \quad U_\delta^+ = 5.0 + 5.0 \ln(y_\delta^+/5) \\ \text{si } 30 < y_\delta^+, & \quad U_\delta^+ = 5.5 + 2.5 \ln y_\delta^+ \end{aligned} \right\} \quad (4.102)$$

où :

$$\left. \begin{aligned} y_\delta^+ &= \delta \sqrt{(\tau_w / \rho_H) / (\mu_H / \rho_H)} \\ U_\delta^+ &= U_\delta / \sqrt{(\tau_w / \rho_H)} \end{aligned} \right\} \quad (4.103)$$

La contrainte de cisaillement à la paroi τ_w de l'équation (4.103) est donnée par :

$$\tau_w = f \rho_H \frac{(G/\rho_H)^2}{8} \quad (4.104)$$

où le facteur de frottement f est évalué à l'aide de la formule de Prandtl - Karman :

$$1/\sqrt{f} = 2.0 \log_{10}(\text{Re}_H \sqrt{f}) - 0.8. \quad (4.105)$$

Re_H est le nombre de Reynolds défini par :

$$\text{Re} = \frac{(G/\rho_H)D}{(\mu_H/\rho_H)} = \frac{G D}{\mu_H} \quad (4.106)$$

La masse volumique ρ_H du mélange est donnée par :

$$\frac{1}{\rho_H} = \frac{x'}{\rho_G} + \frac{1-x'}{\rho_L} \quad (4.107)$$

La viscosité du mélange μ_H par la relation Beattie & Whalley (éq. (4.41)). Le taux de vide α est évalué à l'aide de la relation suivante :

$$\alpha = \frac{x' \rho_L}{x' \rho_L + (1 - x') \rho_G} \quad (1.36a)$$

Le titre réel x' est évalué à l'aide de la relation de Saha & Zuber (éq. (2.48)).

- Calcul de l'épaisseur initiale du film liquide δ

L'équation (4.97) est utilisée pour évaluer δ . Cependant, lors de l'ébullition d'un écoulement sous refroidie, seule une fraction du flux de chaleur ϕ_e contribue à la formation de vapeur. Ainsi donc, ϕ de l'équation (4.97) est remplacé par ϕ_e comme suit:

$$\frac{\delta \rho_G}{\sigma} \left/ \left(\frac{\rho_G i_{LG}}{\phi_e} \right)^2 \right. = \frac{\pi (0.0584)^2}{2} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \quad (4.97a)$$

avec :

$$\phi_e = \phi - \phi_{FC} = \phi - h_{LO} (T_w - T_L) \quad (4.78a)$$

où ϕ_{FC} représente le flux de la chaleur transférée par convection forcée au liquide sous refroidi. Il est évalué à l'aide de la corrélation de Shah (éq. 4.78), qui est valable pour l'eau et pour les fluides organiques et réfrigérants dans un domaine de sous refroidissement de (0 - 135 K). h_{LO} est le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée simple phase donné par la corrélation de Dittus - Boelter. $T_w - T_L$ est la différence de température entre le liquide et la paroi, déterminée par la relation suivante:

$$T_w - T_L = \frac{(\Psi_0 - 1)(T_{SAT} - T_L) + (q/h_{FC})}{\Psi_0} \quad (4.79a)$$

où :

$$\Psi_0 = 230 (q/G H_{fg})^{0.5}$$

Procédure de calcul du modèle de Katto (1990a,b, 1992)

La procédure de calcul complète du modèle de Katto (1990, 1992) est présentée ci après :

Pour les conditions P , G , L , D , et T_{in} fixées (paramètres d'entrée du modèle), le flux critique est déterminé par un calcul itératif.

Etape 1 : On suppose un flux ϕ

Etape 2 : Calcul des termes intervenant dans l'équation (4.98), donnés par les équations suivantes :

- calcul du flux ϕ_e :

- coefficient d'échange monophasique h_{LO} Eq. (2.4)

- $T_w - T_L$ Eq. (4.79a)
- ϕ_e Eq. (4.78a)
- calcul de δ
 - δ Eq. (4.97a)
- calcul de x et $x(z_d)$:
 - x Eq. (1.6)
 - $x(z_d)$ (modèle de Saha & Zuber) Eq. (2.24) et (2.25)
- calcul de x' :
 - titre massique x' Eq. (2.48)
- calcul de ρ_H , α , μ_H :
 - masse volumique du mélange ρ_H Eq. (4.107)
 - taux de vide α Eq. (1.36a)
 - viscosité du mélange μ_H Eq. (4.41)
- calcul de U_δ :
 - nombre de Reynolds Re_H Eq. (4.106)
 - Contrainte pariétale τ_w Eq. (4.104)
 - coefficient de frottement f Eq. (4.105)
 - y_δ^+ Eq. (4.103)
 - U_δ Eq. (4.102)
- calcul de U_B :
 - k Eq. (4.101)
 - U_b Eq. (4.100)
- calcul de L_B :
 - L_b Eq. (4.59)
- calcul du ϕ_{CRIT} :
 - t Eq. (4.99)
 - ϕ_{CRIT} Eq. (4.98)

Etape 3 : Si le flux critique ϕ_{CRIT} calculé est très proche du flux estimé à l'étape 1, on arrête les calculs. Si non, on réajuste le flux et on reprend les calculs à nouveau.

Le domaine de validité du modèle de Katto (1990a,b, 1992) est le suivant :

ρ_G / ρ_L	$0.00062 - 0.35$;	P	$1 - 200$ bar ;
x	< 0 ;	α	< 0.7

4.2.8. Modèle de Celata et al. (1994, 1999)

Celata et al. (1994) ont rationalisé les modèles d'assèchement de la sous couche liquide en mettant l'accent sur les mécanismes d'apparition du flux critique. En s'appuyant sur une base de données de 1888 points de flux critique et sur les observations des mécanismes d'assèchement, Celata et al (1994) ont présenté un modèle ayant l'avantage de n'utiliser aucune constante empirique. La configuration de l'écoulement supposée par Celata et al (1994) est présentée sur la figure 4.8.

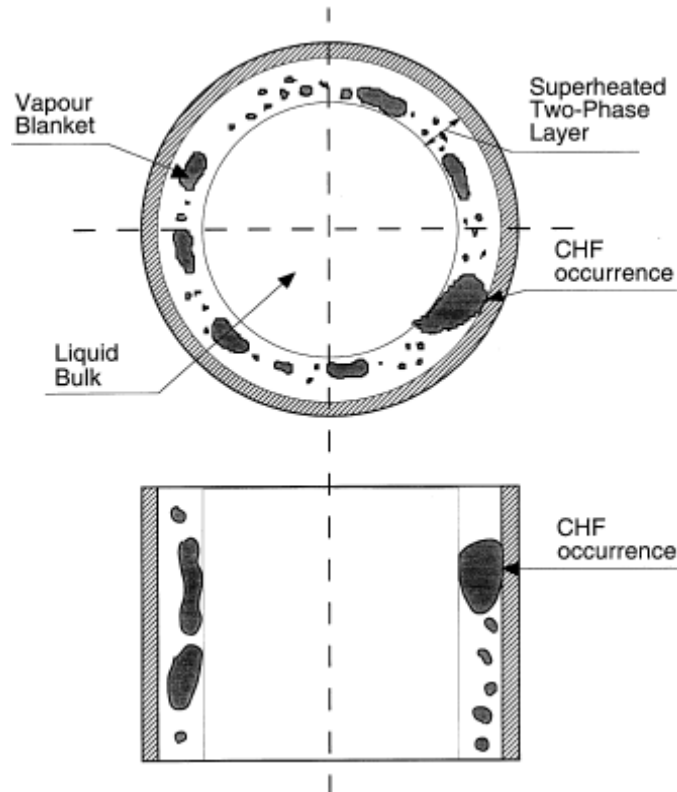


Figure 4.8 Structure de l'écoulement près CHF, supposée par Celata et al (1994, 1999).

Tout comme Katto, Celata et al. font l'hypothèse que le flux thermique critique est le flux de chaleur permettant l'évaporation de la sous couche liquide pendant le passage t de l'amas de vapeur de longueur L_b se déplaçant à la vitesse U_b à proximité de la paroi, donné par :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \frac{\delta \rho_L i_{\text{LG}}}{t} \quad \text{avec : } t = \frac{L_b}{U_b}. \quad (4.98a)$$

La longueur de l'amas de vapeur L_b est calculée par la même relation (eq. (4.59)) utilisée par Lee & Mudawar et Katto. La vitesse de l'amas de vapeur U_b est calculée par une méthode hybride entre celle de Lee & Mudawar (1988) et celle de Katto (1990).

Cinq ans plus tard, Celata et al. (1999) ont présenté une variante simplifiée de leur modèle, ne nécessitant pas le calcul des grandeurs citées ci-dessus.

Dans ce nouveau modèle, les auteurs font l'hypothèse que le flux critique est atteint lorsque la distance de la paroi à laquelle la température est égale à la température de saturation, y^* (cf. figure 4.9) est égale à l'épaisseur de la couverture de vapeur c à d :

$$y^* = D_b \quad (4.108)$$

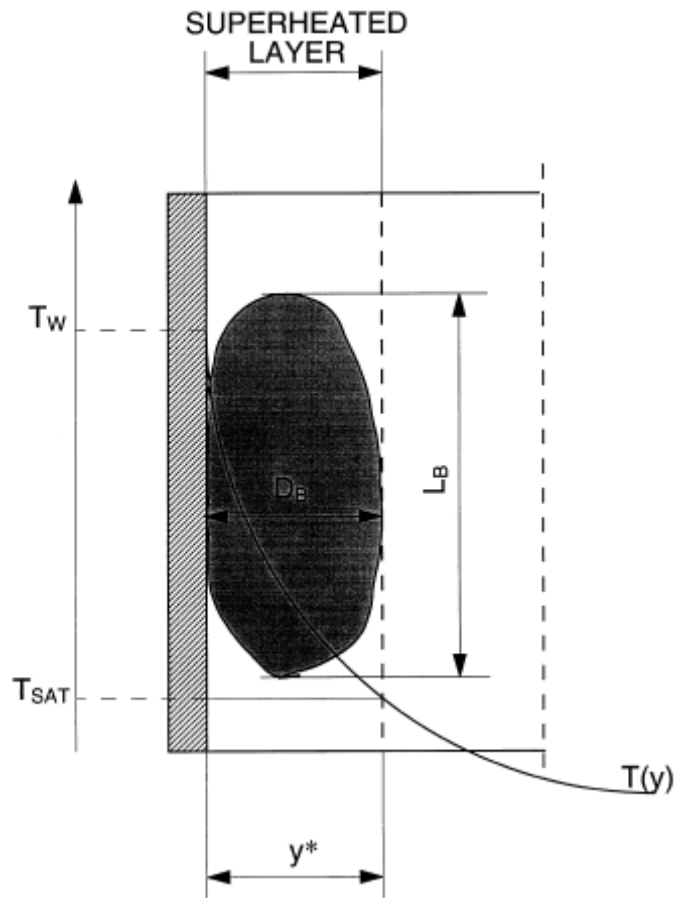


Figure 4.9. Profil de température dans la couche surchauffée.

La solution de l'équation (4.108) s'obtient par un calcul itératif nécessitant le calcul de l'épaisseur de la couverture de vapeur, D_b et l'épaisseur de la couche surchauffée y^* .

- Calcul de l'épaisseur de l'amas de vapeur D_b

L'épaisseur de l'amas de vapeur est supposée égale au diamètre des bulles au point de détachement évalué par le modèle de Staub (1967). Le modèle de Staub est basé sur l'équilibre des forces agissantes sur les bulles en accroissement attachées à la paroi chauffée. Le bilan des forces agissantes conduit à l'expression du diamètre de la bulle D_b suivante :

$$D_b = \frac{32}{f} \frac{\sigma f(\beta) \rho_L}{G^2} \quad (4.109)$$

où β est l'angle de contact et $f(\beta)$ est une fonction qui dépend uniquement de cet angle et elle est comprise entre 0.02 et 0.03 dans le cas de l'eau. Celata et al. recommandent pour leur modèle la valeur 0.03. Le coefficient de frottement f est calculé en utilisant l'équation de Colebrook – White combinée avec le modèle de rugosité de Levy (1967). L'expression du coefficient de frottement est donnée par :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 1.14 - 2.0 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon}{D} + \frac{9.35}{\text{Re} \sqrt{f}} \right) \quad (4.110)$$

où ε est la rugosité égale à $0.75 D_b$, D est le diamètre intérieur du tube et Re le nombre de Reynolds. En se servant de l'éq. (4.109) et sachant que $f(\beta)=0.03$ et $\varepsilon = 0.75 D_b$, l'éq. (4.110) devient :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 1.14 - 2.0 \log_{10} \left(\frac{0.72 \sigma \rho_L}{f D G^2} + \frac{9.35}{\text{Re} \sqrt{f}} \right) \quad (4.111)$$

L'éq. (4.111) montre que le coefficient de frottement dépend de la tension superficielle σ et que la solution de cette équation nécessite un calcul itératif. Les propriétés physiques sont évaluées à l'état de saturation correspondant à la pression de sortie. L'éq. (4.109) donnant l'épaisseur de l'amas de vapeur est donc indépendante du flux de chaleur et dépend principalement des paramètres thermohydrauliques et géométriques.

- Calcul de la couche surchauffée

Un amas de vapeur ne peut se développer et exister que si la température locale du liquide qui l'environne est supérieure à la température de saturation. Le profil de température est tel qu'il existe une distance de la paroi y^* à laquelle la température du liquide est égale à T_{SAT} . Pour une distance supérieure à y^* , un volume de vapeur se condense dans le cœur liquide sous saturé. Le profil de température dans cet écoulement turbulent est celui de Martinelli (1947) correspondant à un écoulement simple phase liquide :

$$\begin{aligned} T(y^+) &= T_w - Q \text{Pr } y^+ & 0 \leq y^+ < 5 \\ T(y^+) &= T_w - 5Q \left[\text{Pr} + \ln \left(1 + \text{Pr} \left(\frac{y^+}{5} - 1 \right) \right) \right] & 5 \leq y^+ < 30 \\ T(y^+) &= T_w - 5Q \left[\text{Pr} + \ln(1 + 5 \text{Pr}) + 0.5 \ln \left(\frac{y^+}{5} \right) \right] & y^+ \geq 30 \end{aligned} \quad (4.112)$$

avec :

$$U_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho_L} \right)^{1/2} \quad y^+ = \frac{\rho_L U_\tau}{\mu_L} y, \quad \tau_w = \frac{f G^2}{8 \rho_L}$$

où T_w est la température de paroi, Pr est le nombre de Prandtl, U_τ est la vitesse de frottement et Q est la température de frottement défini en fonction du flux de chaleur local donné par :

$$Q = \frac{\phi}{\rho_L \text{Cp}_L U_\tau} \quad (4.113)$$

La température de paroi T_w est inconnue. Afin d'éviter l'emploi d'une corrélation empirique, Celata et al. (1994, 1999) proposent de calculer la température moyenne du fluide à la sortie du tube, T_m à partir de deux équations indépendantes :

- la première équation indépendante est l'équation d'énergie :

$$T_m = T_{in} + \frac{\phi S}{W C_{pL}} \quad (4.114)$$

où T_{in} est la température d'entrée du liquide, S est la surface chauffée ($S = \pi D L$) et W est le débit massique. Dans l'éq. (4.114), la chaleur spécifique est évaluée à la température moyenne longitudinale.

- la deuxième équation indépendante est de calculer T_m par intégration du profil radial (eq. 4.112) :

$$T_m = \frac{5}{y^+(R)} T_{m1} + \frac{25}{y^+(R)} T_{m2} + \frac{y^+(R) - 30}{y^+(R)} T_{m3} \quad (4.115)$$

avec :

$$T_{m1} = \frac{1}{5} \int_0^5 T(y^+) dy^+ \quad 0 \leq y^+ < 5 \quad (4.116)$$

$$T_{m2} = \frac{1}{25} \int_5^{30} T(y^+) dy^+ \quad 5 \leq y^+ < 30 \quad (4.117)$$

$$T_{m3} = \frac{1}{y^+(R) - 30} \int_{30}^{y^+(R)} T(y^+) dy^+ \quad y^+ \geq 30 \quad (4.118)$$

La température de paroi T_w est obtenue en égalisant la température moyenne du liquide donnée par le bilan thermique et la température donnée par la distribution radiale (Martinelli, 1947). Ainsi, ayant obtenu la température de la paroi et connaissant le profil de température d'après l'éq. (4.112), on peut déterminer la distance y^* de la paroi à laquelle la température est égale à la température de saturation T_{SAT} .

Procédure de calcul du modèle de Celata (1994, 1999)

Pour une géométrie et des conditions thermohydrauliques données, le flux critique est le flux qui vérifie l'éq. (4.108). La solution de cette dernière est obtenue par un calcul itératif nécessitant le calcul des équations (4.109) à (4.118) citées précédemment. Les propriétés thermo physiques sont calculées à l'état de saturation sauf spécification. La figure 4.10 montre l'évolution de D_b et de y^* en fonction du flux de chaleur ϕ durant l'exécution des calculs, obtenue dans le cas d'un tube de diamètre intérieur de 2.5 mm, de longueur 0.1 m, chauffé uniformément et parcouru par un débit spécifique de 11349 kg/m²s avec une température d'entrée de 23.4 °C dont la pression de sortie est de 18.45 bars.

Celata et al. indiquent le domaine de validité suivant :

Fluide	eau ;	P	1 - 84 bars ;
D	0.3 – 25.4 mm ;	G	1000 – 90000 kg /m ² s ;
L	0.0025 – 0.61 m ;	$\Delta T_{SUB,in}$	25 – 255 K.

Ce domaine couvre les plages de fonctionnement des réacteurs à fusion nucléaire.

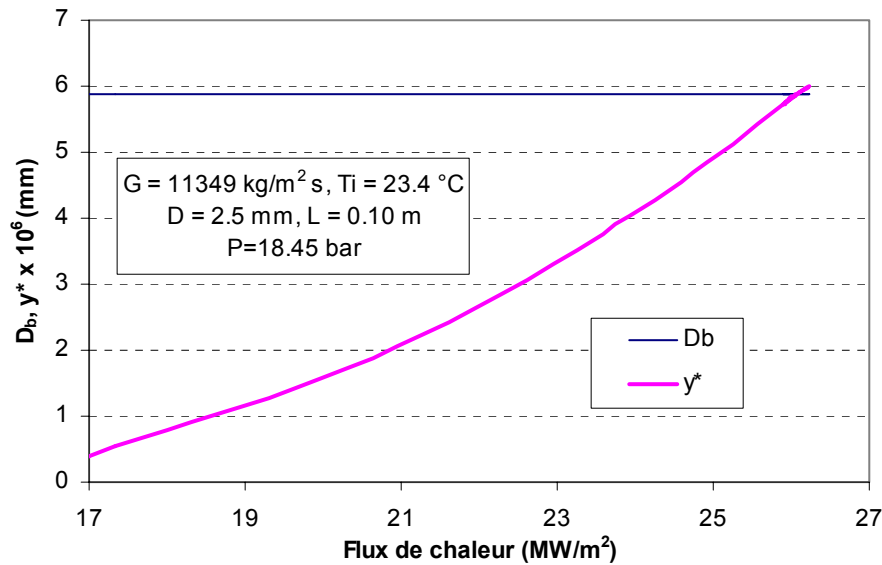


Figure 4.10. Evolution de D_b et de y^* durant l'exécution des calculs.

4.2.9. Modèle de Chun et al. (2000)

Chun et al. (2000) en se basant sur les deux familles de modèles mécanistes : assèchement de la couche liquide et entassement de bulles, ont proposé un nouveau modèle dans lequel la structure de l'écoulement supposée est composée de trois régions comme le montre la figure 4.11. Les régions en question sont : une couche liquide surchauffée, couche de bulles et le cœur liquide. La couche de bulles se développe près de la paroi et agit comme une barrière à l'échange de chaleur. Les hypothèses de base de ce modèle sont :

- 1 – Le flux critique se produit lorsque le liquide n'est plus en contact avec la paroi dû à l'évaporation complète de la couche liquide surchauffée.
- 2 – La couche liquide surchauffée est établie juste après le développement de la couche de bulles. Cette dernière prend naissance à partir du point de génération significative de vapeur (point de détachement des bulles). L'épaisseur de la couche liquide surchauffée est contrôlée par l'instabilité hydrodynamique de type Kelvin - Helmholtz .
- 3 – La couche de bulles freine l'échange de liquide à travers l'interface de la couche de bulles et la couche liquide surchauffée. Ainsi donc le transfert de masse liquide est négligeable. La couche liquide surchauffée s'épuise peu à peu par vaporisation aux sites de nucléation actifs par des jets de vapeur.
- 4 – Le flux de chaleur à la paroi est transféré simultanément au cœur de l'écoulement par évaporation aux niveaux des sites de nucléation et par convection. Le flux évaporatif ϕ_{evap} s'obtient par soustraction du flux total le flux convectif ϕ_{conv} .

Le bilan de masse du volume de contrôle pris dans la couche liquide surchauffée (cf. figure 4.11) s'écrit :

$$\dot{m} - \left(\dot{m} + \Delta \dot{m} \right) - \Delta \dot{m}_{\text{evap}} = 0 \quad (4.119a)$$

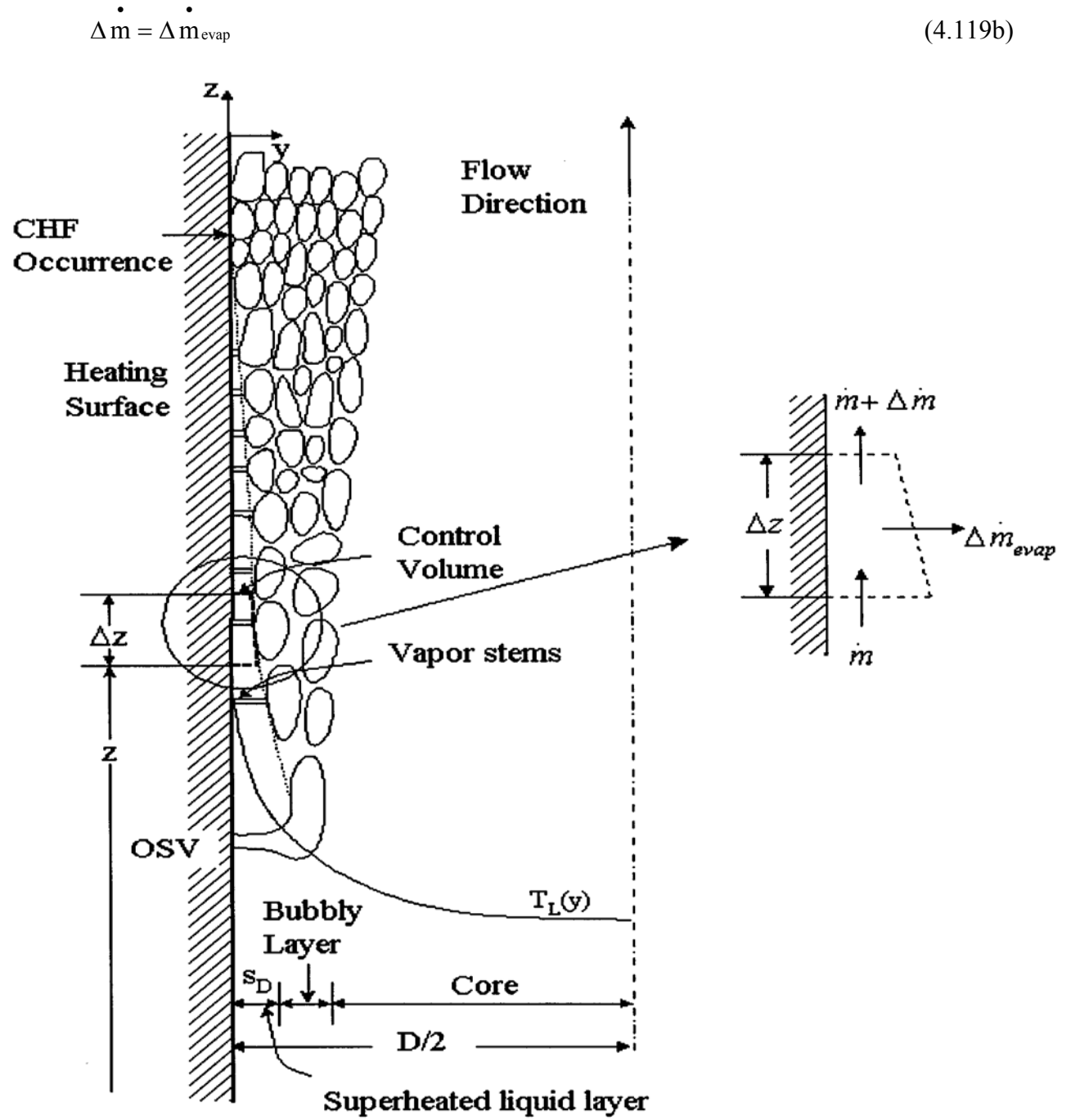


Figure 4.11 Structure de l'écoulement supposée par Chun et al. (2000).

Le débit d'évaporation s'obtient :

$$\dot{\Delta m}_{\text{evap}} = \frac{\phi_{\text{evap}} (\pi D \Delta z)}{i_{\text{LG}}} \quad (4.120)$$

avec :

$$\phi_{\text{evap}} = \phi - \phi_{\text{conv}} \quad (4.121)$$

L'équation (4.119b) devient donc :

$$\Delta \dot{m} = \frac{(\phi - \phi_{\text{conv}})(\pi D \Delta z)}{\dot{i}_{\text{LG}}} \quad (4.122)$$

La contribution du transfert de chaleur par convection ϕ_{conv} est évaluée par la corrélation de Shah :

$$\phi_{\text{conv}} = h_{\text{sc}}(T_{\text{SAT}} - T_L(z)) \quad (4.123)$$

avec :

$$h_{\text{sc}} = \frac{\psi_0 \phi}{(T_{\text{SAT}} - T_L(z))(\psi_0 - 1) + \phi/h_{\text{LO}}}, \quad \psi_0 = 230 \text{Bo}^{0.5} \quad (4.124)$$

h_{LO} est le coefficient d'échange simple phase évalué par la relation de Dittus – Boelter. La température moyenne du liquide est :

$$T_L(z) = T_i + \frac{4}{C_{pL} G D} \int_0^L q(z) dz \quad (4.125)$$

Connaissant le flux convectif ϕ_{conv} en fonction de z , il est donc possible d'intégrer l'équation différentielle (4.122) du bilan massique.

Par ailleurs , le profil de vitesse dans un tube rugueux est :

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B \quad (4.126)$$

où :

$$u^+ = \frac{U}{U_\tau}, \quad y^+ = \frac{\rho_L U_\tau}{\mu_L} y, \quad U_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho_L} \right)^{1/2}, \quad \tau_w = \frac{f G^2}{8 \rho_L}, \quad k = 0.4 \quad (4.127a-e)$$

B est une constante dépendant de la hauteur de la rugosité adimensionnelle ε^+ :

$$B = 5.5 - \frac{1}{k} \ln(1 + 0.3 \varepsilon^+) \quad (4.128)$$

où :

$$\varepsilon^+ = \varepsilon \frac{U_\tau}{\nu_L} \quad (4.129)$$

Le coefficient de frottement est donné par :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 1.74 - 2.0 \log_{10} \left(2 \frac{\varepsilon}{D} + \frac{18.7}{\text{Re} \sqrt{f}} \right) \quad (4.130)$$

ε est supposé égal au diamètre de la bulle au point de détachement donné par la relation de Levy :

$$D_b = 0.015 \sqrt{\frac{8 \sigma_L D \rho_L}{f G^2}} \quad (4.131)$$

Le débit massique initial dans la couche liquide surchauffée au point de détachement des bulles est calculé par intégration du profil de vitesse :

$$\begin{aligned} \dot{m}_D &= \int_0^{\delta_D} \rho U dA = \int_0^{\delta_D} \rho U 2\pi(R-y) dy \\ &= 2\pi\rho U_\tau \left\{ \left[\left(\frac{1}{k} \ln \left(\frac{U_\tau}{v_L} \right) + B \right) - \frac{1}{k} \right] R \delta_D - \left[\left(\frac{1}{k} \ln \left(\frac{U_\tau}{v_L} \right) + B \right) - \frac{1}{2k} \right] \frac{\delta_D^2}{2} + \frac{1}{k} \left[R \delta_D - \frac{\delta_D^2}{2} \right] \ln \delta_D \right\} \end{aligned} \quad (4.132)$$

où δ_D est l'épaisseur de la couche de liquide surchauffée au point de détachement des bulles, donnée par la relation Haramura & Katto (éq. 4.97a) :

$$\delta_D = 0.00536 \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \frac{\sigma \rho_G}{(\phi/i_{LG})^2} \quad (4.97a)$$

Au point de détachement, le débit massique dans la couche liquide surchauffée est :

$$\dot{m} = \dot{m}_D \text{ à } z = z_D \quad (4.133)$$

Le flux critique dans le cas d'un tube chauffé uniformément se produit toujours à la sortie du tube. Il est déterminé en faisant des itérations sur le flux jusqu'à ce que la couche liquide soit complètement évaporée. On a donc :

$$\dot{m} = 0 \text{ à } z = L \quad (4.134)$$

L'expression donnant le flux pour ce modèle s'exprime :

$$\phi_{\text{CRIT}} = \frac{\dot{m}_D i_{LG}}{\pi D L_{\text{evap}}} \quad (4.135)$$

où L_{evap} est la longueur d'évaporation effective désignant la distance d'épuisement de la couche liquide surchauffée :

$$\begin{aligned} L_{\text{evap}} &= \int_{z_D}^L \frac{\phi_{\text{evap}}}{\phi} dz \\ &= (L - z_D) - \frac{\psi_0}{\psi_0 - 1} \left\{ \left(\bar{z} - z_D \right) + \frac{Cp_L G D \left(\frac{\phi}{h_{LO}} \right)}{4\phi(\psi_0 - 1)} \log \left[\frac{\Omega - \frac{4\phi}{Cp_L G D} (\psi_0 - 1) (\bar{z} - L)}{\Omega} \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.136)$$

avec :

$$\begin{aligned} \bar{z} &= L \quad \text{si } T_L(L) < T_{\text{SAT}} \\ \bar{z} &= z_{\text{SAT}} \quad \text{si } T_L(L) = T_{\text{SAT}} \end{aligned}$$

$$\Omega = (\psi_0 - 1)\Delta T_{\text{sub},D} + \frac{\phi}{h_{LO}} \quad (4.137)$$

La procédure de calcul complète de ce modèle est présentée ci après. Le lecteur pourra se référer et retrouver toutes les relations de fermeture utilisées par Chun et al. (2000) dans leur modèle. Par ailleurs, les auteurs indiquent dans leur publication que le modèle a été testé dans les gammes des paramètres suivants :

P	34-180 bar ;	G	706 – 7500 kg /m ² s ;
L	0.08 – 6.0 m ;	D	0.0036 – 0.0375 m ;

Procédure de calcul du modèle de Chun et al. (2000)

Pour les paramètres d'entrées suivants : P , G , D , L et T_i (ou $(\Delta i_{\text{sub}})_i$), les étapes de la procédure de calcul du modèle sont :

1. On suppose un flux de chaleur ϕ qui est la moyenne entre ϕ_{MIN} et ϕ_{MAX} .
2. On calcule le sous refroidissement $(\Delta i_{\text{sub}})_d$ au point de détachement des bulles à l'aide du modèle de Saha & Zuber où toutes les propriétés physiques sont calculées à l'état de saturation correspondant à la pression du système.

3. Calcul de x_d et de z_d .

$$x_d = \frac{-(\Delta i_{\text{sub}})_d}{i_{LG}}, \quad z_d = \frac{GD(i_{L,\text{SAT}} - (\Delta i_{\text{sub}})_d - i_{\text{in}})}{4\phi}$$

Si $z_d < 0$; $z_d = 0$ et $x_d = \frac{-(\Delta i_{\text{sub}})_{\text{in}}}{i_{LG}}$

4. Calcul de δ_D , D_b , f et $\dot{m}_D$.

5. Calcul du débit total évaporé $\dot{m}_{\text{evap}}$:

$$\dot{m}_{\text{evap}} = \frac{\phi \pi D L_{\text{evap}}}{i_{LG}}$$

avec :

$$L_{\text{evap}} = \int_{z_D}^L \frac{\phi_{\text{evap}}}{\phi} dz$$

$$= (L - z_D) - \frac{\psi_0}{\psi_0 - 1} \left\{ (\bar{z} - z_D) + \frac{Cp_L G D \left(\frac{\phi}{h_{LO}} \right)}{4\phi(\psi_0 - 1)} \log \left[\frac{\Omega - \frac{4\phi}{Cp_L G D} (\psi_0 - 1)(\bar{z} - L)}{\Omega} \right] \right\}$$

6. on fait le test suivant :

$$\left| \frac{\dot{m}_{\text{evap}} - \dot{m}_D}{\dot{m}_D} \right| > \text{Tolérance}$$

Si oui, on pose :

$$\phi_{\text{MAX}} = \phi \quad \text{quand } \dot{m}_{\text{evap}} > \dot{m}_D$$

$$\phi_{\text{MIN}} = \phi \quad \text{quand } \dot{m}_{\text{evap}} > \dot{m}_D$$

et on reprend les calculs depuis l'étape 1.

Si non on arrête les calculs et le flux ϕ de l'étape 1 est égal au flux critique.

Chapitre 5 : Simulation d'un canal de réacteur à eau bouillante (BWR) à l'aide du code système RELAP5/MOD3

Après une brève introduction sur les potentialités du code RELAP5, nous donnons la description complète d'un canal de référence de réacteur de type BWR, la modélisation de l'assemblage combustible utilisée lors de la préparation du fichier input pour le code. Nous présentons aussi quelques résultats obtenus en régime permanent de quelques paramètres thermohydrauliques sélectionnés pour le post traitement. Nous donnons également les méthodes utilisées par le code RELAP5 pour la prédiction du flux thermique critique.

5.1. Description du code système RELAP5/MOD3

RELAP5 est un code d'analyse transitoire de réacteurs à eau développé par le laboratoire INEL (*Idaho National Engineering Laboratory*) à la demande et pour le compte de l'organe réglementaire de sûreté nucléaire des Etats-Unis (*U. S. Nuclear Regulatory Commission (NRC)*) afin de délivrer des licences d'exploitation des réacteurs de puissance et de recherche.

Il est utilisé pour la simulation des accidents hypothétiques tels que la perte de réfrigérant, transitoires anticipés sans *scram* (ATWS : *anticipated transients without scram*), arrêt de pompe, excursion de puissance. Il trouve aussi des applications dans la simulation de large variétés de transitoires thermohydrauliques à la fois dans les installations nucléaires et non nucléaires faisant intervenir un mélange de vapeur, d'eau, de non condensable et de corps dissout.

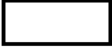
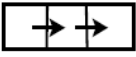
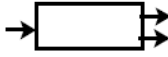
Le code a été rédigé en langage Fortran et les développeurs de ce code ont passé 17 ans pour arriver à la version RELAP5/MOD3. La version MOD3 a été développée conjointement par la NRC et le consortium constitué de plusieurs organisations de différent pays qui sont membres de l'ICAP (*International Code Assessment and Applications Program*).

Le code RELAP a un modèle thermohydraulique très robuste et il est très largement employé dans le domaine nucléaire. Il utilise un modèle à deux fluides (le modèle le plus complet à six équations (cf. chapitre 2)) résolue par un schéma numérique rapide partiellement implicite afin de permettre des économies de calcul durant la simulation de transitoires dans les systèmes constituant les installations de production d'énergie électrique d'origine nucléaire.

Le code contient plusieurs modèles de composants à partir desquels l'importe quelle installation ou système peut être simulé. On retrouve les modèles des composants suivants : pompes, différentes vannes, pipe, structures chauffantes (électriques, nucléaire, échangeur de chaleur), éjecteurs de vapeur, turbines, séparateurs de phase, accumulateurs, différents types de singularités (branchement, bifurcation, réunion de courant, variation brusque de section) et les composants du système de contrôle.

Simuler une installation avec le code RELAP5, revient à modéliser l'installation en la décomposant en un ensemble de volumes connectés par des jonctions, et de préparer ensuite son fichier input où l'on introduira toutes les caractéristiques nécessaires des composants. Certains composants hydrauliques spécialisés sont déjà prédéfinis par le code comme la pompe et la vanne. Le tableau 5.1 ci-après résume les composants hydrauliques utilisés par le code RELAP5.

Tableau 5. 1. Désignation et fonction des composants hydrauliques utilisés par le code RELAP5

Component	Label	Schematic	Primary Uses
Single-volume	SNGLVOL		Represents a portion of stream-tube that doesn't require a PIPE or BRANCH.
Pipe or annulus	PIPE		Represents a pipe in the system. PIPE can have 1 to 100 subvolumes. PIPE with more than 1 subvolume has internal junctions connecting the subvolumes.
	ANNULUS		Special form of PIPE. Has the same characteristics as PIPE but is used to simulate annular flow passages.
Branch	BRANCH		Represents a stream-tube flow juncture that can have as many as 10 junctions defined.
	SEPARATR		Special form of BRANCH that simulates a water separator in a steam generator.
	JETMIXER		Special form of BRANCH that simulates a jet pump.
	TURBINE		Special form of BRANCH that simulates a steam turbine.
	ECCMIX		Special form of BRANCH that simulates a stream-tube flow juncture with a potential of large condensation rates.
Single-junction	SNGLJUN		Designed to connect one component to another.
Multiple-junction	MTPLJUN		Connects components to other components (up to 100 connections allowed).
Time-dependent volume	TMDPVOL		Specifies boundary conditions on system model.
Time-dependent junction	TMDPJUN		Connects one component to another and specifies junction boundary conditions concurrently.
Valve	VALVE		Simulates the actions and the presence of six different valve types: check, trip, inertial, motor, servo, and relief. The valve component is a special junction component.
Pump	PUMP		Simulates the actions and presence of a centrifugal pump.

5.2. Description du canal de réacteur à eau bouillante

Les photos de la figure 5.1 ci-dessous montrent la disposition des assemblages combustibles et des barres de contrôle dans un cœur de réacteur à eau bouillante. Les assemblages combustibles sont constitués de crayons formés par l'empilement de pastilles d'uranium servant de source de chaleur et les barres de contrôle sont utilisées pour le pilotage du réacteur. Dans le cas d'un réacteur BWR, ces dernières sont insérées par le bas du cœur par un système hydraulique sous haute pression.

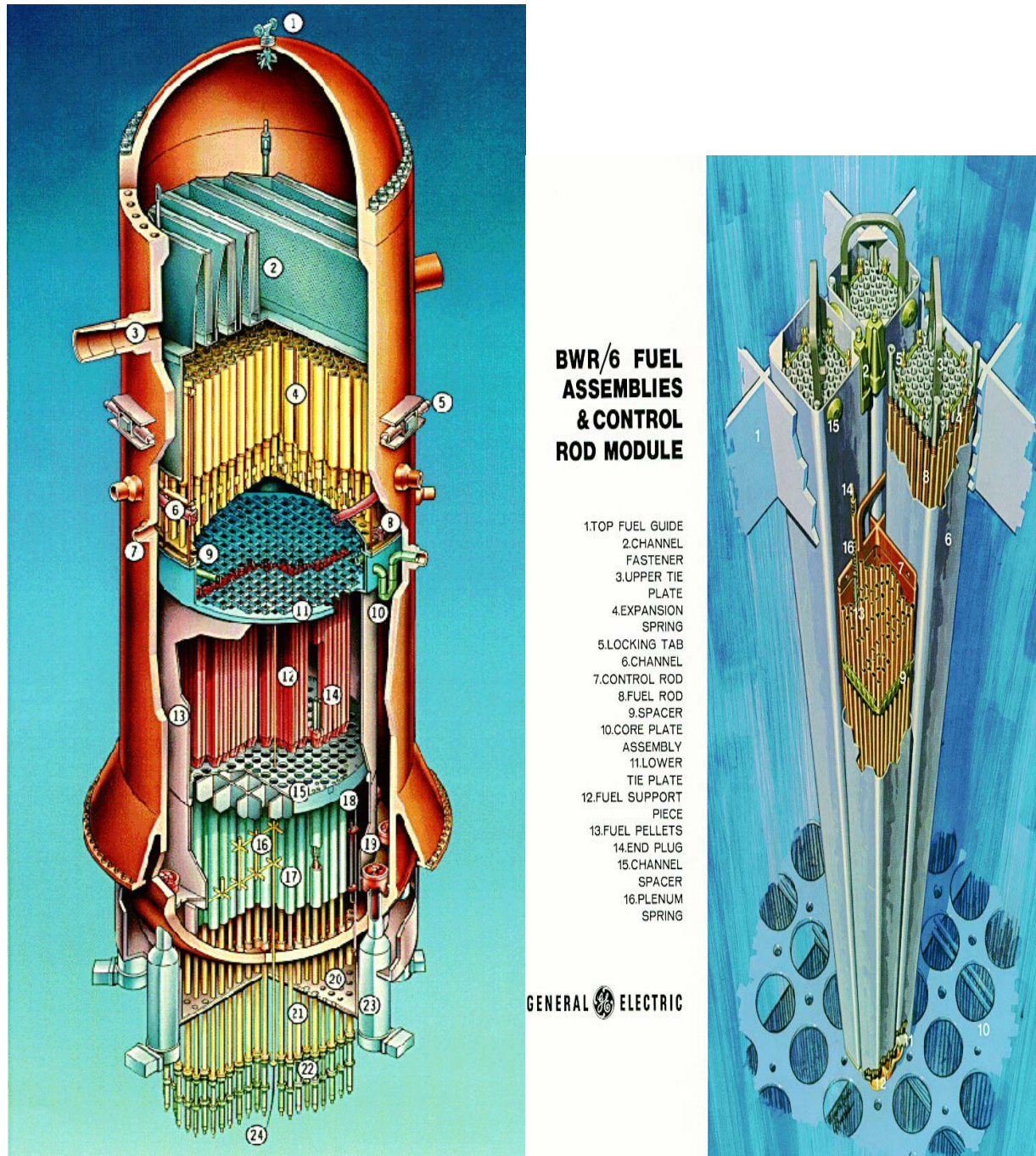
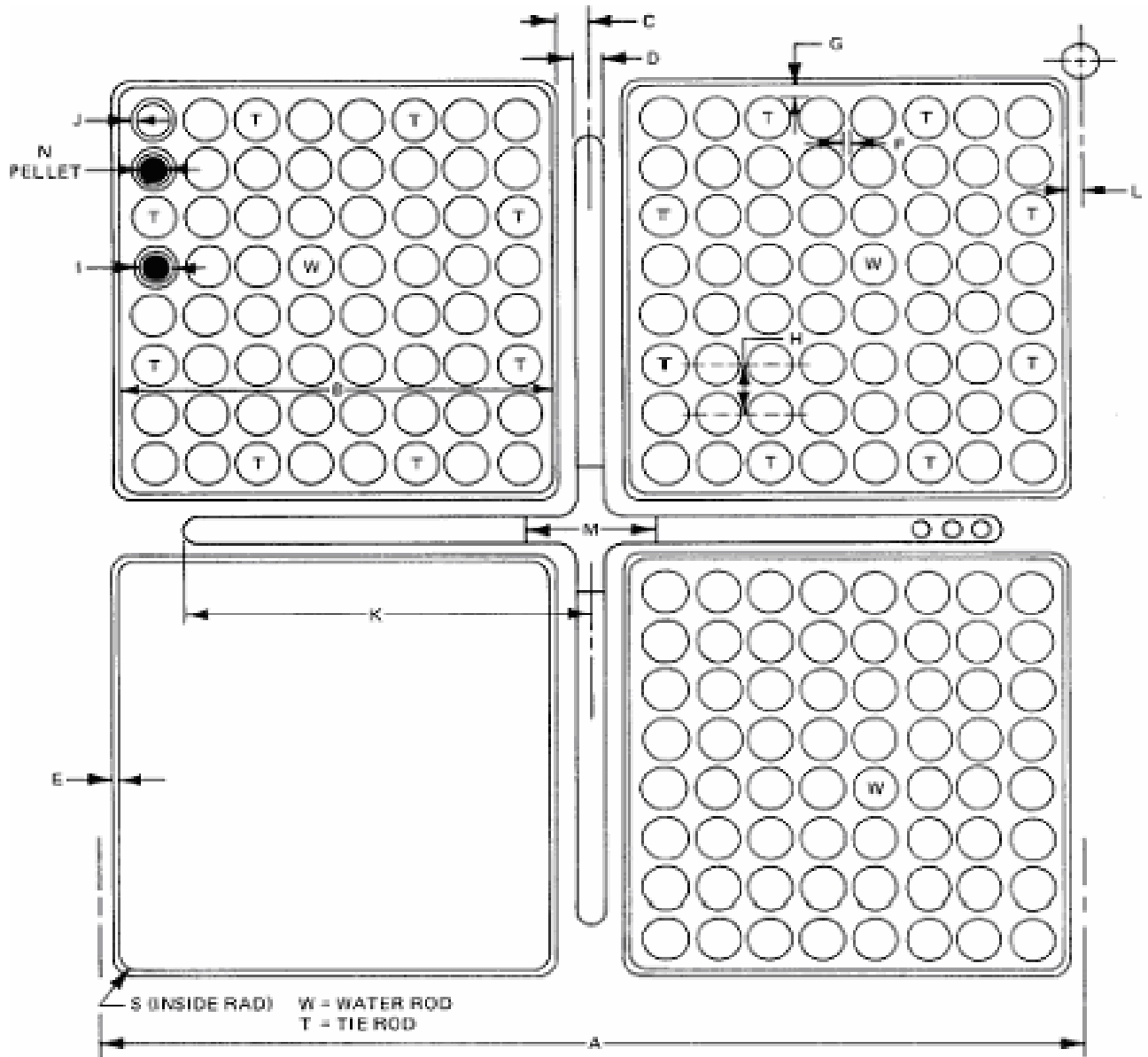


Figure 5.1 Disposition des assemblages combustibles et des barres de contrôle dans un réacteur à eau bouillante (Lahey & Moody, 1993).

Les assemblages combustibles sont identiques et par raison de symétrie, on peut ramener l'étude à un seul assemblage. La géométrie de la section transversale est représentée sur la figure 5.2 et elle est de type 8×8 : 63 crayons combustibles et une barre d'eau.

Il existe deux écoulements parallèles : un écoulement principal et un by-pass. L'écoulement principal a lieu à travers les crayons combustibles et le by-pass à travers les barres de contrôle.



Du côté des crayons, la hauteur (longueur) du canal est de 4.106 m et la hauteur active des crayons est égale à 3.810 m. L'assemblage est alimenté par de l'eau sous saturée ($12 \text{ K} < T_{\text{SAT}}$) avec un débit massique de 17 kg/s. Le débit qui passe à travers le by-pass est d'environ 10 % du débit total. La pression de sortie est de 72 bars. Les crayons combustibles sont supportés par 7 grilles ou entretoises équidistantes. Les données géométriques principales sont résumées dans le tableau 5.2 :

Tableau 5.2. Données géométriques de l'assemblage (DelNevo et al. 2006)

#	Composant	Symbole	Unité	Data
1	Hauteur du cœur	H	m	4.10654
2	Hauteur du cœur – partie active	H _A	m	3.810
3	Géométrie	-	-	8 x 8
4	Largeur du combustible	B	m	0.13406
5	Largeur du by-pass (*)	L	m	$0.8509 \cdot 10^{-2}$
6	Nombre de grilles	-	-	7
7	Diamètre de la pastille (UO ₂)	D _{UO2}	m	$1.05664 \cdot 10^{-2}$
8	Epaisseur de la gaine (Zircaloy-2)	δ_{cl}	m	$0.08636 \cdot 10^{-2}$
9	Diamètre extérieur de la gaine	D _{cl-out}	m	$1.25222 \cdot 10^{-2}$
10	Largeur de la barre de contrôle	K	m	0.13406
11	Epaisseur de la boîte du combustible	E	m	0.003048

(*) suppose $L=C-D/2$ (voir figure 5.2)

La puissance d'un seul assemblage est de 7 MW. Radialement elle est uniformément répartie et axialement elle présente le profil de la figure 5.3.

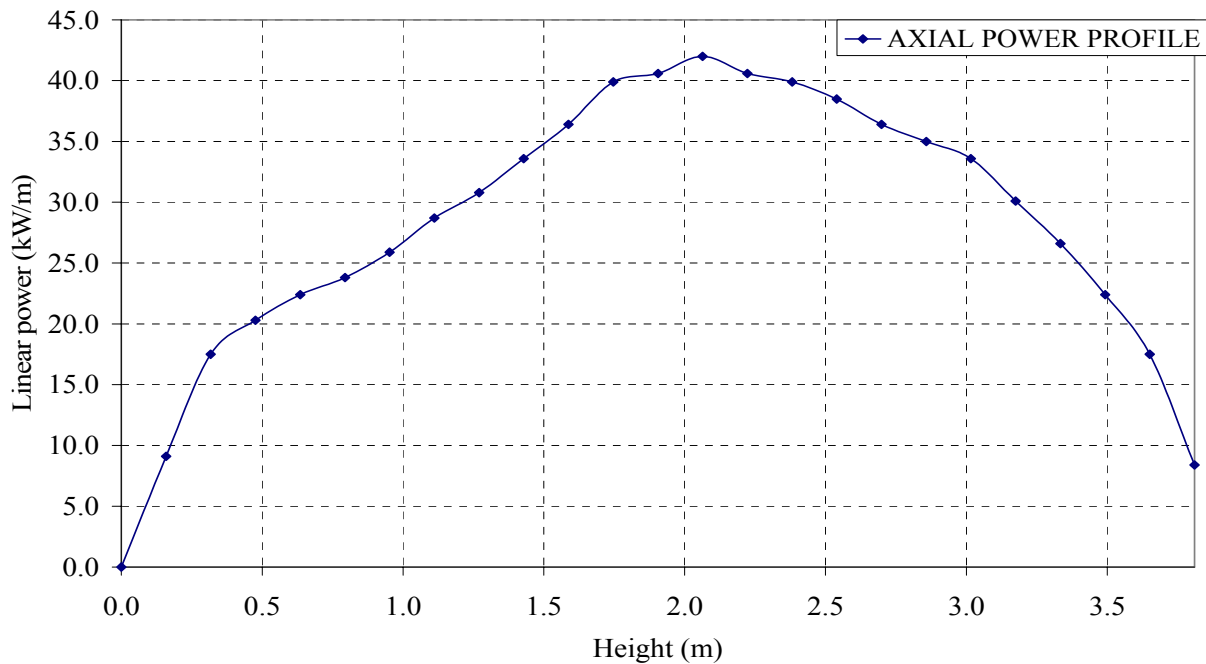


Figure 5.3. Profil axial de la puissance linéaire en fonction de la hauteur (DelNevo et al, 2006)

Le tableau 5.3 ci-après résume les conditions initiales et thermohydrauliques de l'assemblage :

Tableau 5.3. Conditions initiales et thermohydrauliques de l'assemblage (DelNevo et al. 2006)

#	Paramètre	Symbole	Unité	Data
1	Puissance	W	MW	7
2	Température à l'entrée du cœur	$T_{co.i}$	K	548.5
3	Enthalpie à l'entrée du cœur	$H_{co.i}$	J/kg	$1.212 \cdot 10^6$
4	Débit massique	W	kg/s	17
5	Pression à la sortie	$P_{UP-outlet}$	MPa	7.2

5.3. Description de la modélisation et du fichier input du code RELAP5

Dans ce paragraphe, nous donnons la description de la modélisation thermohydraulique du canal (boiling channel benchmark, DelNevo et al. (2006)) présenté précédemment au paragraphe 5.2. Le schéma de la modélisation utilisé pour la préparation du fichier input pour le code RELAP5 est représenté par la figure 5.4. Sur cette figure, on distingue 07 composants hydrauliques numérotés de 98 à 120 :

1. Le composant HC – 98 représente la jonction du type « *time dependant junction* » par lequel on définit le débit d'entrée au plenum inférieur.
2. Le composant HC – 99 représente le volume du type « *time dependant volume* » par lequel on définit les conditions d'entrée de l'état du fluide.
3. Le composant HC – 100 représente le volume du type « *branch* » définissant le plenum inférieur.
4. Le composant HC – 101 représente le cœur de l'assemblage (écoulement principal) du type « *pipe* » constitué de 26 volumes.
5. Le composant HC – 102 représente le by-pass du type « *pipe* » constitué de 26 volumes.
6. Le composant HC – 110 représente le volume du type « *branch* » définissant le plenum supérieur.
7. Le composant HC – 120 représente le volume du type « *time dependant volume* » par lequel on définit la pression de sortie.

5.3.1. Composants hydrauliques (HC)

Les composants hydrauliques constituant le canal sont décrits ci - après :

HC – 98 Time Dependent Junction (TMDPJUN)

Ce composant permet de définir et d'introduire le débit massique alimentant l'assemblage durant le régime permanent et transitoire. En régime permanent, l'eau entre par le bas à l'état sous saturé avec un débit de 17 kg/s.

HC – 99 Time Dependent Volume (TMDPVOL)

A l'aide de ce composant, nous spécifions les conditions d'entrée de l'eau dans le plenum inférieur :

- Température d'entrée 548.5 K
- Enthalpie 1.212×10^6 J/kg
- Energie interne 1.2024×10^6 J/kg

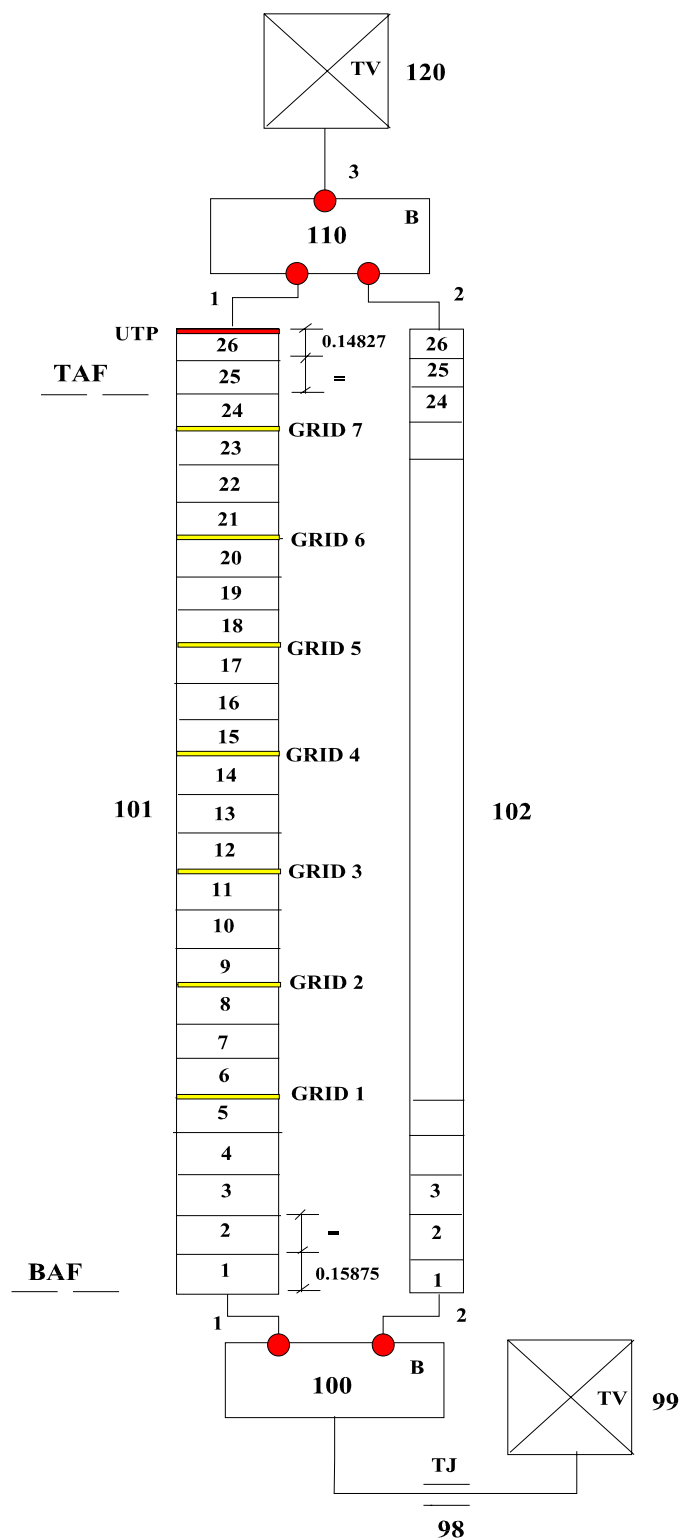


Figure 5.4. Schéma de la modélisation utilisé pour la préparation du fichier input

HC – 100 Branch (Plenum inférieur)

La section et la hauteur du volume du composant sont respectivement de $120 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ et de 0.15 m. La partie inférieure du composant (plenum) est connectée au composant HC – 98 (*time dependent junction*) et la partie supérieure aux deux composants pipes HC – 101 et HC – 102. Deux jonctions sont définies dans ce composant :

- la première jonction a un coefficient de perte de charge locale K_{Loss} égal à 0.5 pour les deux sens de l'écoulement (*forward and reverse flow*),
- la deuxième jonction est connectée au by-pass par une section de $8 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ ayant un coefficient de perte de charge singulière égal à 15 dans les deux sens d'écoulement.

HC – 101 Pipe (canal du combustible)

La hauteur du canal est égale à 4.106 m. La partie active du cœur (entre le TAF et le BAF) est de 3.810 m (voir figure 5.4). Le canal est constitué de 26 volumes : 24 volumes de hauteur 0.15875 m, représentent la partie active et les deux autres de hauteur 0.14827 m représentent la partie supérieure.

La section de passage de l'assemblage combustible en utilisant les données du tableau 5.2 est calculée par la relation suivante :

$$A_{\text{Assembly}} = B^2 - 64 \cdot \pi \left(\frac{D_{\text{cl-out}}}{2} \right)^2 = 100.9018 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \quad (5.1)$$

Le diamètre hydraulique correspondant est:

$$D_{\text{Eq}} = \frac{4 \cdot A_{\text{Assembly}}}{4 \cdot B + 64 \cdot \pi \cdot D_{\text{cl-out}}} = 0.01322 \text{ m} \quad (5.2)$$

Les barres combustibles sont supportées par 7 grilles placées aux nœuds 5, 8, 11, 14, 17, 20 et 23 (voir figure 5.4). Les coefficients de perte de charge singulière sont égales à 0.02.

HC – 102 Pipe (canal du by-pass)

Le canal du by-pass contient le même nombre de volume et de hauteurs identiques à ceux du canal combustible (composant HC – 101). En supposant que $L = C - D/2$, l'aire de la section de passage est donnée par :

$$A_{\text{Bypass}} = 4 \cdot B \cdot L = 45.63 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \quad (5.3)$$

Le diamètre hydraulique correspondant est :

$$D_{\text{Eq}} = \frac{4 \cdot A_{\text{Bypass}}}{P_{\text{W-Bypass}}} = \frac{4 \cdot A_{\text{Bypass}}}{4 \cdot B + 2 \cdot K} = 0.0227 \text{ m} \quad (5.4)$$

HC – 110 Branch (Plenum supérieur)

L'aire de la section et la hauteur du composant HC – 110 sont respectivement de $500 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ et 0.15 m. La partie inférieure est connectée aux pipes HC – 101 et HC – 102 et la

partie supérieure au composant HC – 120 (*time dependent volume*). Toutes les trois jonctions sont définies dans ce composant et leurs coefficients de perte de charge singulière sont égaux à 1.

HC – 120 Time Dependent Volume (TMDPVOL)

A l'aide de ce composant, nous spécifions la condition aux limites au niveau du plénum supérieur en définissant la pression de sortie égale à 7.2 MPa.

5.3.2. Structures chauffantes

DelNevo et al. (2006) définissent deux structures chauffantes : la partie active du cœur et la boîte du combustible (structure passive échangeant de la chaleur entre le cœur et le by-pass).

- **Partie active (canal combustible)** : Le crayon combustible est divisé en 14 intervalles (15 points nodaux radialement) répartis comme suit :
 - la pastille d'uranium est divisée en 10 intervalles (6 intervalles dans la première moitié et 4 autres dans la seconde),
 - le jeu (gap) représenté par un seul intervalle,
 - la gaine du combustible en zirconium est divisée en trois intervalles.

Les données géométriques sont rapportées dans le tableau 5.2. La puissance totale d'un assemblage est de 7 MW. Le tableau 5.4 donne la distribution de la puissance linéique.

Tableau 5.4. Distribution de la puissance linéique du combustible (DelNevo et al. 2006)

No. Sub-vol (N _s) *	Height (H _{Ns}) [m]	Total height (H _{co}) [m]	Linear power (W _{co}) [kw/m] ***	Power (W _{%co}) [%] **
1	0.15875	0.15875	9.1	0.013
2	0.15875	0.3175	17.5	0.025
3	0.15875	0.47625	20.3	0.029
4	0.15875	0.635	22.4	0.032
5	0.15875	0.79375	23.8	0.034
6	0.15875	0.9525	25.9	0.037
7	0.15875	1.11125	28.7	0.041
8	0.15875	1.27	30.8	0.044
9	0.15875	1.42875	33.6	0.048
10	0.15875	1.5875	36.4	0.052
11	0.15875	1.74625	39.9	0.057
12	0.15875	1.905	40.6	0.058
13	0.15875	2.06375	42.0	0.06
14	0.15875	2.2225	40.6	0.058
15	0.15875	2.38125	39.9	0.057
16	0.15875	2.54	38.5	0.055
17	0.15875	2.69875	36.4	0.052
18	0.15875	2.8575	35.0	0.05
19	0.15875	3.01625	33.6	0.048
20	0.15875	3.175	30.1	0.043
21	0.15875	3.33375	26.6	0.038
22	0.15875	3.4925	22.4	0.032
23	0.15875	3.65125	17.5	0.025
24	0.15875	3.81	8.4	0.012

* The number corresponds to the nodes 1-24 of the active core region

** Power sum = 1.0

*** $W_{co} = (W_{\%co} \cdot W) / (63 \cdot H_{Ns})$

- **Partie passive** : Le coffret du combustible (fuel box) échange de la chaleur entre le canal combustible et le canal du by-pass. Il est simulé par un cylindre équivalent de diamètre intérieur 0.17 m avec une épaisseur de 0.003048 m.

5.3.3. Compteurs (Trips)

Trois cartes de commande sont implémentées :

- la première contrôle le débit massique,
- la deuxième contrôle la puissance du cœur
- la troisième ordonne l'arrêt des calculs.

5.3.4. Tables de propriétés thermophysiques (Material tables)

Les propriétés thermiques de l'oxyde d'uranium et du zirconium sont introduites dans le fichier input. L'annexe A résume les propriétés utilisées en fonction de la température.

5.3.5. Tables générales

Lors du démarrage, la puissance de l'assemblage combustible suit une certaine loi en fonction du temps donnée par le tableau 5. 5. ci-dessous :

Tableau 5.5 Puissance du cœur en fonction du temps

Temps (s)	Puissance (MW)
-1.0	1.0
0.0	2.0
5.0	3.0
10.0	5.0
20.0	7.0
1.e+6	7.0

5.4. Présentation de quelques résultats obtenus avec le code RELAP5

Comme nous l'avons signalé, le code RELAP5 est un code système d'analyse transitoire et l'objet de notre étude est d'étudier la crise d'ébullition. Les modèles et corrélations présentés au chapitres 3 et 4 permettent de prédire le flux critique en régime permanent c'est à dire indépendamment du temps. Pour pouvoir confronter les résultats du code avec les résultats des modèles et corrélations, il fallait donc s'assurer que le régime est permanent et bel et bien établi. Trois paramètres ont été sélectionnés, pour la démonstration de

l'établissement du régime permanent. Ces paramètres sont la température de sortie du cœur, la température de paroi de la gaine du combustible et le débit massique à l'entrée du cœur. Sur les figures 5.5 à 5.7, on remarque que les calculs sont stables et le régime permanent est atteint à partir de 100 secondes.

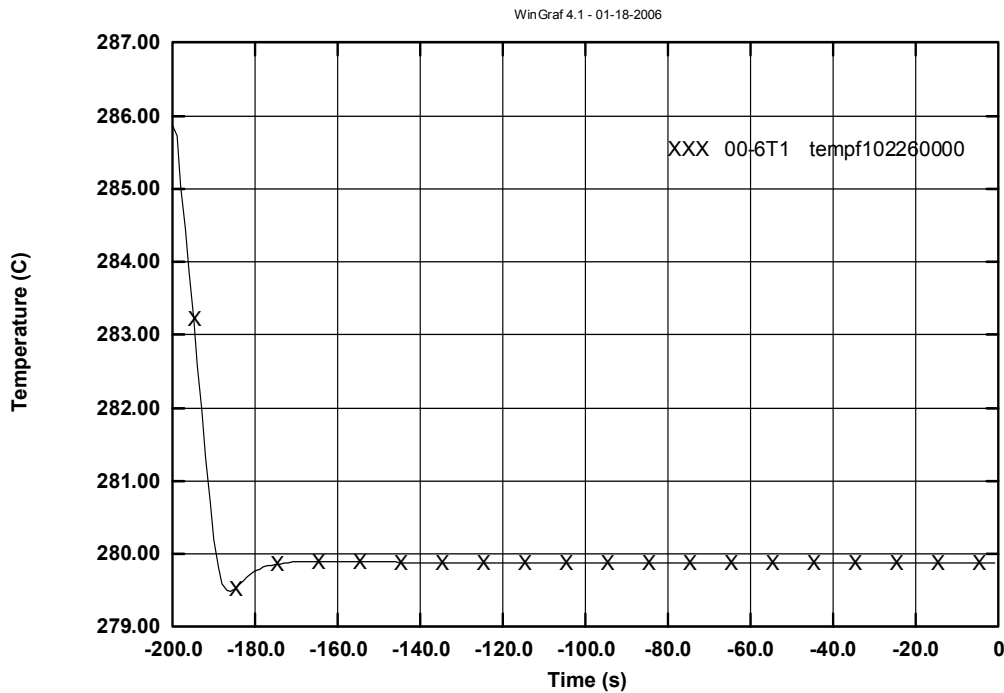


Figure 5.5. Température de sortie du cœur

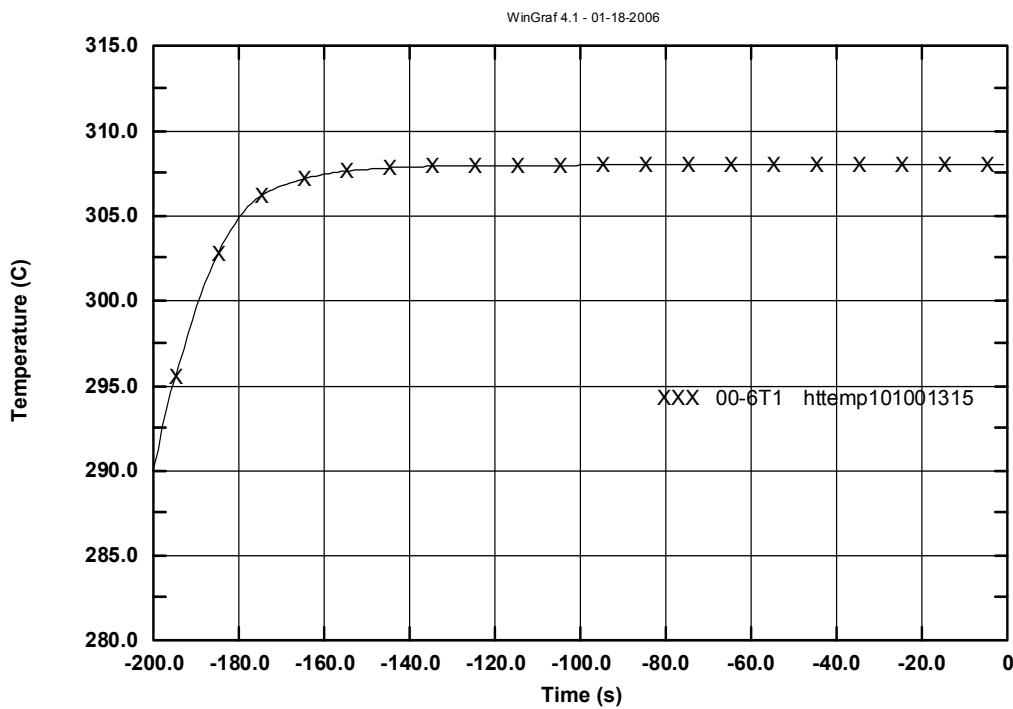


Figure 5.6. Température de surface de la gaine combustible

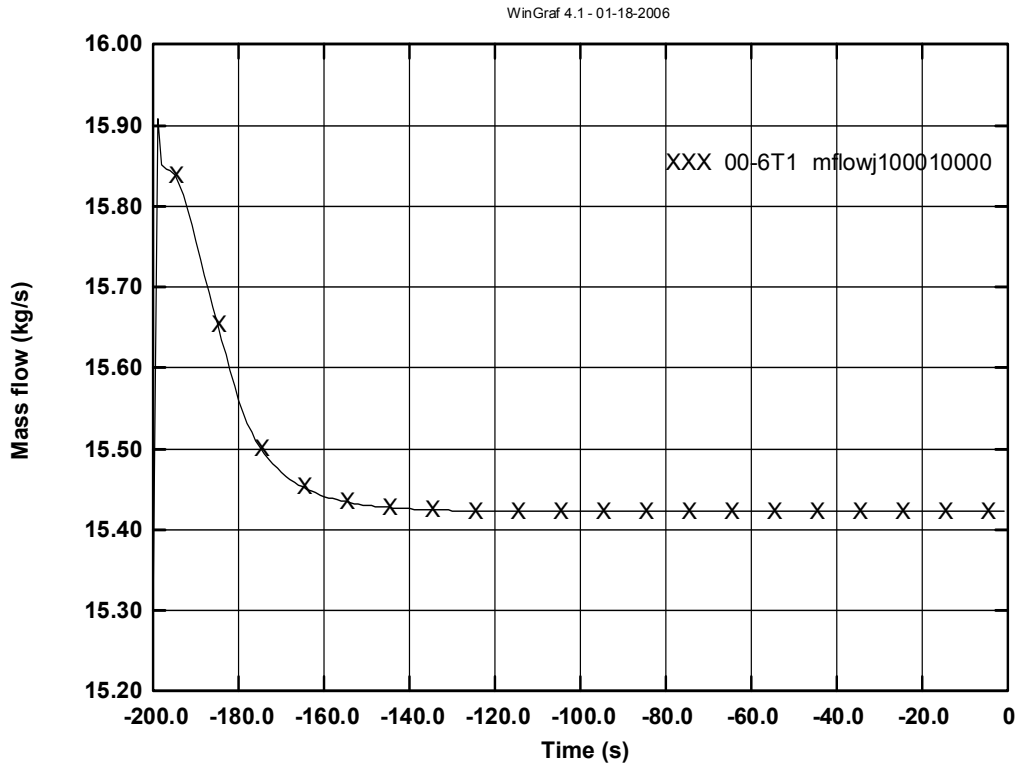


Figure 5.7. Débit massique à l'entrée du cœur

La température au centre du crayon combustible (pastille d'uranium) et la température de la gaine calculées par le code à 200 secondes sont représentées par la figure 5.8 en fonction de la hauteur.

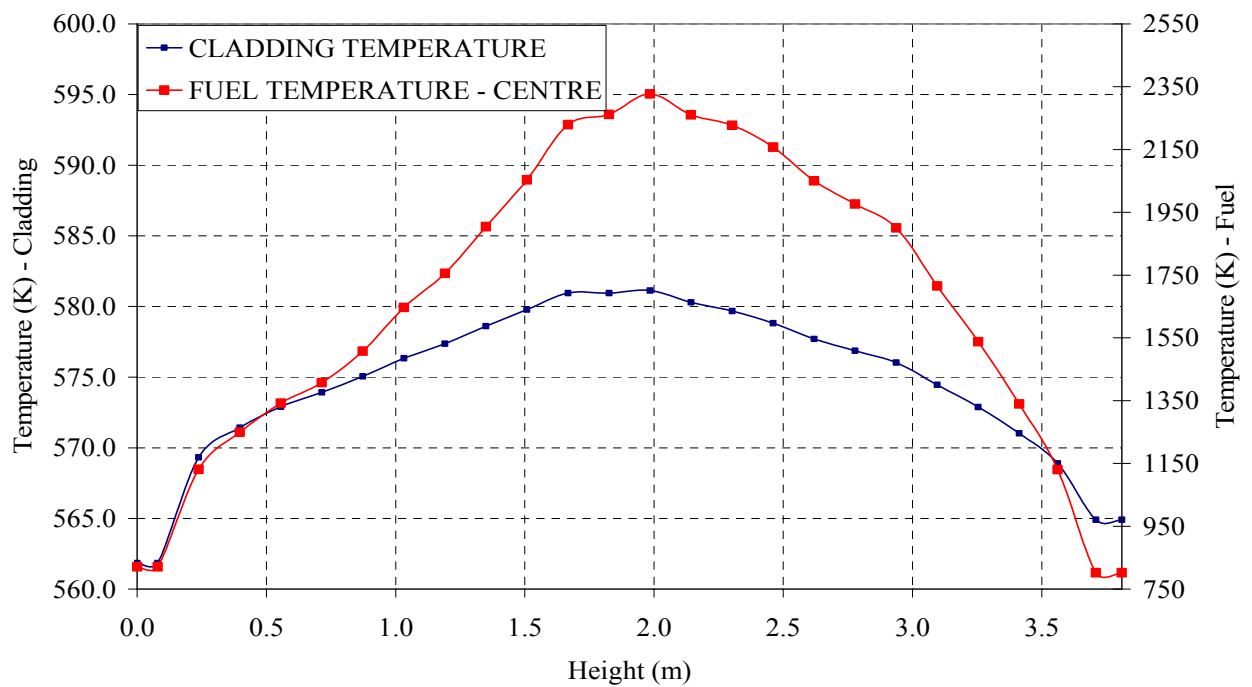


Figure 5.8. Température centrale du combustible et température de la gaine en fonction de la hauteur à 200 s.

Nous présentons également quelques quantités que nous avons sélectionné lors du post traitement, calculées par le code RELAP5 à 200 secondes. Ces quantités sont résumées dans le tableau 5.6 ci-dessous :

Tableau 5.6. Résultats de quelques quantités sélectionnées obtenues à 200 s.

No	Quantity	Results at 200 s from RELAP5
1	Pressure in node 1 of active fuel	7.25976 MPa
2	DP inlet-outlet (across nodes 100 & 110)	68.90 KPa
3	Total mass in fuel assembly (TMFA)	15.25 kg
4	Total mass in UP (node 110)	1.63 kg
5	Collapsed level in the bundle	1.92412 m
6	Node where ONB occurs($T_w > T_{sat} + 2K$)	2
7	Quality in node 16 of active fuel	0.16668
8	Quality in node 24 of active fuel	0.25793
9	Void fraction in node 24 of active fuel	0.80727
10	Quality in node 26 of active fuel	0.25798
11	Void fraction in node 26 of active fuel	0.80657
12	Mass flow rate in core (node 101)	15.419 Kg/s
13	Mass flow rate in core (node 102)	1.5813 Kg/s
14	Temperature node 26 of bypass	553.005 K
15	Power exchanged across the box walls	38.187. kW
16	Liquid velocity node 24	7.9895 m/s
17	Steam velocity node 24	12.940 m/s
18	Central Fuel Temperature (CFT) at level 13	2326.555 K
19	Rode Surface Temperature (RST) at level 13	581.084 K

5.5. Prédiction du flux thermique critique avec le code RELAP5

Pour la prédiction du flux thermique critique, le code dispose de deux méthodes : - la méthode de table de 1986 (*the 1986 AECL-UO critical heat flux lookup table*) développée par Groeneveld et al. (1986) et les corrélations PG-CHF développées par Pernica & Cizek (1994, 1995) de l'institut Rez de recherche nucléaire de la république Tchèque. La première méthode utilise la méthode DSM (cf. § 3.1.2) pour évaluer le flux critique alors que la seconde méthode a quatre différentes formulations (*basic, flux, geometry et power*) que l'utilisateur peut activer. Les trois premières formulations utilisent la méthode DSM et la dernière utilise la méthode HBM.

Pour activer la méthode de table les deux cartes ci-dessous ont été introduites dans le fichier input (cf. Annexe B).

```
*
11010900 1
*      W1      W2      W3      W4      W5      W6      W7      W8      W9      W10     W11     W12
11010901 0.      10.      10.      0.      0.      0.      0.      1.      0.      1.1      1.      24
*
```

Dans cette étude, nous avons également activé les corrélations PG-CHF. Parmi les quatre formulations nous avons retenu la forme *flux* qui nécessite la distance depuis l'entrée du canal jusqu'au point considéré et la distribution axiale de la puissance. Les deux cartes ci-dessus ont été remplacées par :

```
* PGCHF correlations are used
11010900 2
*
W1    W2    W3    W4    W5    W6    W7    W8    W9    W10   W11   W12   W13
11010901 0.0  0.040  0.043  1.0  1.0  1.0  100010000 101020000 10.00125 1.1  1.0  23  1
11010902 0.0  0.141  0.138  1.0  1.0  1.0  101010000 101030000 10.00125 1.1  1.0  23  2
11010903 0.0  0.270  0.249  1.0  1.0  1.0  101020000 101040000 10.00125 1.1  1.0  23  3
11010904 0.0  0.396  0.356  1.0  1.0  1.0  101030000 101050000 10.00125 1.1  1.0  23  4
11010905 0.0  0.526  0.464  1.0  1.0  1.0  101040000 101060000 10.00125 1.1  1.0  23  5
11010906 0.0  0.636  0.566  1.0  1.0  1.0  101050000 101070000 10.00125 1.1  1.0  23  6
11010907 0.0  0.725  0.699  1.0  1.0  1.0  101060000 101080000 10.00125 1.1  1.0  23  7
11010908 0.0  0.829  0.828  1.0  1.0  1.0  101070000 101090000 10.00125 1.1  1.0  23  8
11010909 0.0  0.912  0.937  1.0  1.0  1.0  101080000 101100000 10.00125 1.1  1.0  23  9
11010910 0.0  0.994  1.060  1.0  1.0  1.0  101090000 101110000 10.00125 1.1  1.0  23 10
11010911 0.0  1.059  1.200  1.0  1.0  1.0  101100000 101120000 10.00125 1.1  1.0  23 11
11010912 0.0  1.198  1.316  1.0  1.0  1.0  101110000 101130000 10.00125 1.1  1.0  23 12
11010913 0.0  1.314  1.522  1.0  1.0  1.0  101120000 101140000 10.00125 1.1  1.0  23 13
11010914 0.0  1.521  1.709  1.0  1.0  1.0  101130000 101150000 10.00125 1.1  1.0  23 14
11010915 0.0  1.708  2.040  1.0  1.0  1.0  101140000 101160000 10.00125 1.1  1.0  23 15
11010916 0.0  1.932  2.375  1.0  1.0  1.0  101150000 101170000 10.00125 1.1  1.0  23 16
11010917 0.0  2.206  2.757  1.0  1.0  1.0  101160000 101180000 10.00125 1.1  1.0  23 17
11010918 0.0  2.457  3.124  1.0  1.0  1.0  101170000 101190000 10.00125 1.1  1.0  23 18
11010919 0.0  2.721  3.629  1.0  1.0  1.0  101180000 101200000 10.00125 1.1  1.0  23 19
11010920 0.0  3.205  4.115  1.0  1.0  1.0  101190000 101210000 10.00125 1.1  1.0  23 20
11010921 0.0  3.796  4.536  1.0  1.0  1.0  101200000 101220000 10.00125 1.1  1.0  23 21
11010922 0.0  4.682  5.172  1.0  1.0  1.0  101210000 101230000 10.00125 1.1  1.0  23 22
11010923 0.0  6.174  6.171  1.0  1.0  1.0  101220000 101240000 10.00125 1.1  1.0  23 23
11010924 0.0 13.107 12.099  1.0  1.0  1.0  101230000 101250000 10.00125 1.1  1.0  23 24
*
```

La quatrième formulation (*power form*) utilisant la méthode HBM a été également activée. Les résultats obtenus sont comparés et présentés au chapitre 6.

Chapitre 6 : Résultats et discussions

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus par le code RELAP5 et les méthodes de prédiction de CHF présentées précédemment, dans le cas d'un canal de réacteur BWR, en régime permanent et dans les mêmes conditions géométrique et thermohydraulique fournies par DelNevo et al. (2006).

Comparer les modèles et les corrélations dans les mêmes conditions thermohydrauliques (c. à d. même titre thermodynamique) avec le code RELAP5, nous impose à utiliser la méthode de substitution directe (DSM) comme méthode d'évaluation. Ainsi donc, dans ce chapitre, nous présentons que les résultats obtenus par l'approche empirique et semi empirique décrite au chapitre 3 notamment le paragraphe 3.2 du fait de la non uniformité du flux de chaleur. Par conséquent, les modèles utilisant l'approche mécaniste ne sont pas concernés car ils utilisent la méthode HBM et de plus ils sont tous développés pour un tube vertical chauffé uniformément.

Les quantités prédites par le code RELAP5, en l'occurrence le flux de chaleur critique et le titre thermodynamique, sont prises à 200 secondes une fois que le régime est permanent. D'autre part, un ensemble de programmes informatiques, écrits en langage Fortran 95 ont été mis au point. Un programme pour chaque méthode de prédiction et un programme permettant de prédire les propriétés thermophysiques de l'eau, basé sur la nouvelle formulation de l'association internationale (IAPWS) pour les propriétés de l'eau et de la vapeur (Wagner & Kruse, 1998). Les résultats qui en découlent sont illustrés par des figures.

Pour ce canal de référence (*benchmark channel*), deux cas de figures ont été considérés dans notre étude :

- le canal entier (avec les 63 barres combustibles),
- le sous canal (section carrée) représenté par la figure 3.4 (cf. § 3.2.1).

Les variables indépendantes influençant le flux critique sont identiques pour les deux cas à l'exception du débit massique spécifique et du diamètre hydraulique.

Le débit massique spécifique du canal entier est calculé de la façon suivante :

$$G = \frac{W_{\text{ass}}}{A_{\text{Assemblage}}} = \frac{15.419}{100.9018 \times 10^{-4}} \approx 1528 \text{ kg/m}^2 \text{ s}. \quad (6.1)$$

La section de passage de l'assemblage ainsi que le diamètre hydraulique sont donnés par les équations (5.1) et (5.2) et valent respectivement $100.9018 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ et 0.01322 m .

Le débit spécifique du sous canal ainsi que son diamètre hydraulique sont calculés comme suit :

- La section de passage de l'écoulement est :

$$A_{\text{sub}} = \left(\frac{B - 8D_{\text{cl-out}}}{9} + D_{\text{cl-out}} \right)^2 - \frac{\pi D_{\text{cl-out}}^2}{4}. \quad (6.2)$$

- Le périmètre mouillé est :

$$P_{\text{mouillé}} = \pi D_{\text{cl-out}}. \quad (6.3)$$

- Le diamètre hydraulique du sous canal est donc :

$$D = \frac{4 A_{\text{sub}}}{P_{\text{mouillé}}} = 1.44 \text{ cm} . \quad (6.4)$$

- Le débit spécifique correspondant au sous canal est ° :

$$G = \frac{W_{\text{sub}}}{A_{\text{sub}}} = \frac{W_{\text{ass}}/64}{A_{\text{sub}}} \approx 1695 \text{ kg/m}^2 \text{ s} . \quad (6.5)$$

La figure 6.1 montre que les distributions du titre thermodynamique prédites par le code RELAP5 et l'équation (3.19) sont très proches. La faible différence est due à la pression qui est considérée constante le long du canal dans nos programmes en négligeant la perte de charge devant la pression du système et à l'utilisation d'une table thermodynamique différente de celle du code. Les distributions du titre du canal entier (*mixed flow*, éq. (3.19)) et du sous canal (*subchannel flow*, éq. (3.21)) sont presque confondues.

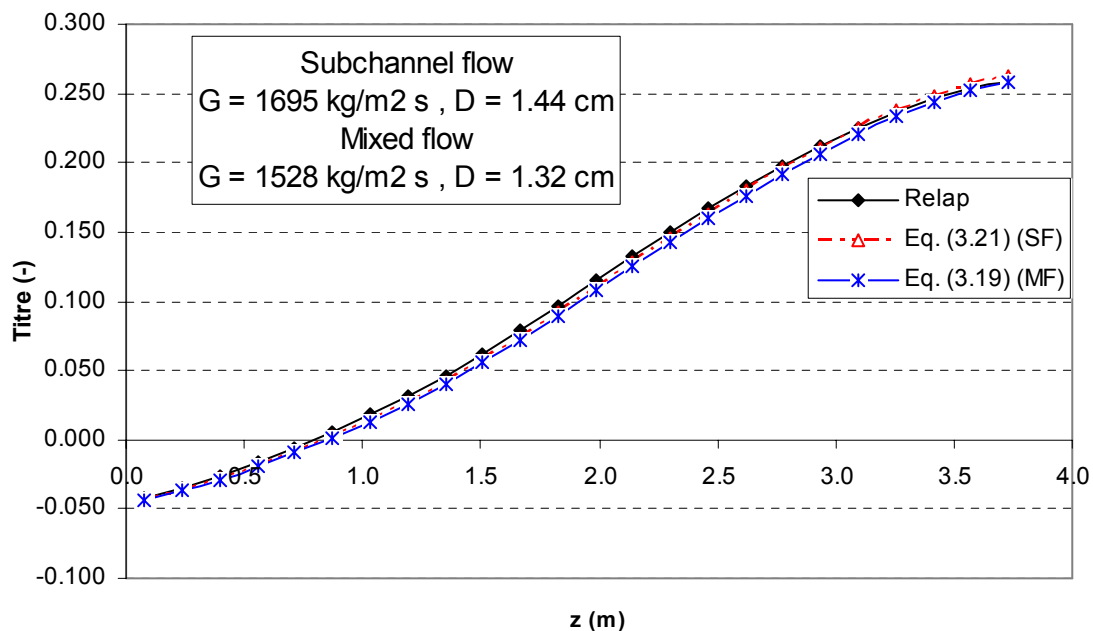


Figure 6.1 Titre thermodynamique local en fonction de la hauteur

6.1 Résultats du code RELAP5/MOD3.3

Pour la prédiction du flux thermique critique par le code RELAP5/MOD3.3, on dispose de deux possibilités : la méthode de table (*The 1986 AECL-UO Critical Heat Flux Lookup Table*) et les corrélations PG-CHF. Selon la documentation du code RELAP5, notamment le volume 4 du manuel d'utilisation, la première option emploie la méthode de substitution directe pour évaluer le CHF. Tandis que la deuxième option possède quatre différentes formulations (*basic, flux, geometry et power*) que l'utilisateur peut activer. Les trois premières formulations utilisent la méthode DSM et la quatrième utilise la méthode HBM.

Parmi les quatre formulations nous avons retenu la formulation *flux form* qui nécessite la distance depuis l'entrée du canal jusqu'au point considéré et la distribution axiale de la puissance. Les résultats obtenus par le code RELAP5 en utilisant la méthode de table et la

deuxième formulation de la corrélation PG-CHF sont présentés sur la figure 6.2. Les résultats obtenus en utilisant la quatrième formulation (*power form*) sont également représentés pour comparaison.

La figure 6.2 montre que les prédictions du code en utilisant la technique de table sont supérieures à celles des corrélations PG-CHF. La formulation *power* et la formulation *flux* donnent le même résultat quand la longueur du canal excède la valeur 2.937 m correspondant à une valeur du titre thermodynamique de 0.212.

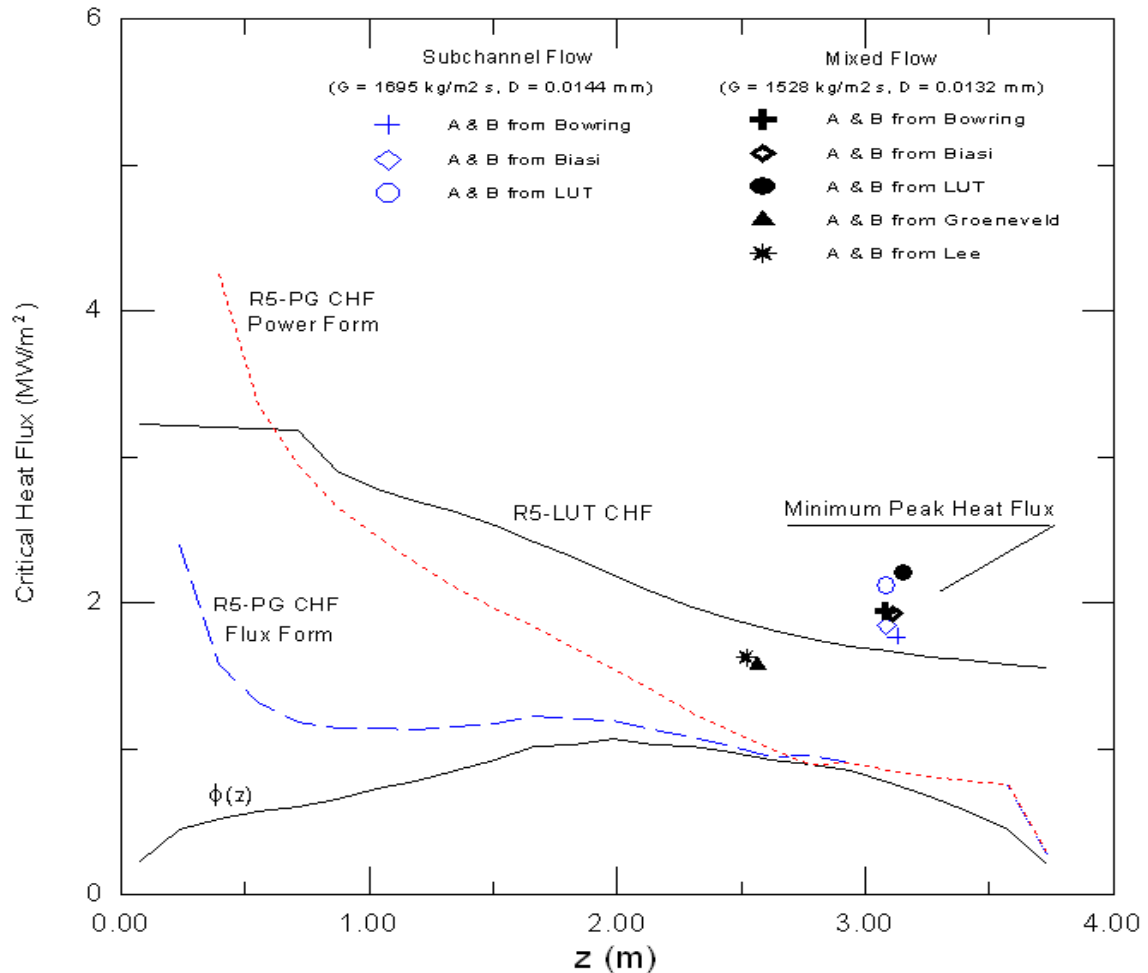


Figure 6.2 Prédications du code et la méthode du flux de chaleur maximum.

6.2. Résultats des méthodes de prédiction de type conditions locales

6.2.1. Méthode du flux de chaleur maximum (Peak heat flux method)

Dans cette méthode, il est supposé que le flux critique est contrôlé uniquement par le flux de chaleur local et le titre local. Lorsque les paramètres D , L , G , et p sont fixés, le flux critique en fonction du titre est une droite de pente négative donnée par l'éq. (3.17). Les constantes A et B sont tirées d'une corrélation de CHF appropriée, développée pour un tube vertical chauffé uniformément.

Le flux de chaleur maximum (eq. (3.24)) quand le flux critique est atteint à la cote z est calculé à la fois pour le canal entier et pour le sous canal. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 6.1. Les corrélations de CHF, à flux uniforme, sélectionnées pour la

détermination des constantes A et B de l'équation (3.17) sont respectivement celles de Biasi et al. (1967), Bowring (1972). La table standard de flux critique de 1995 (Groeneveld et al., 1996) a été également utilisée pour le calcul des constantes A et B.

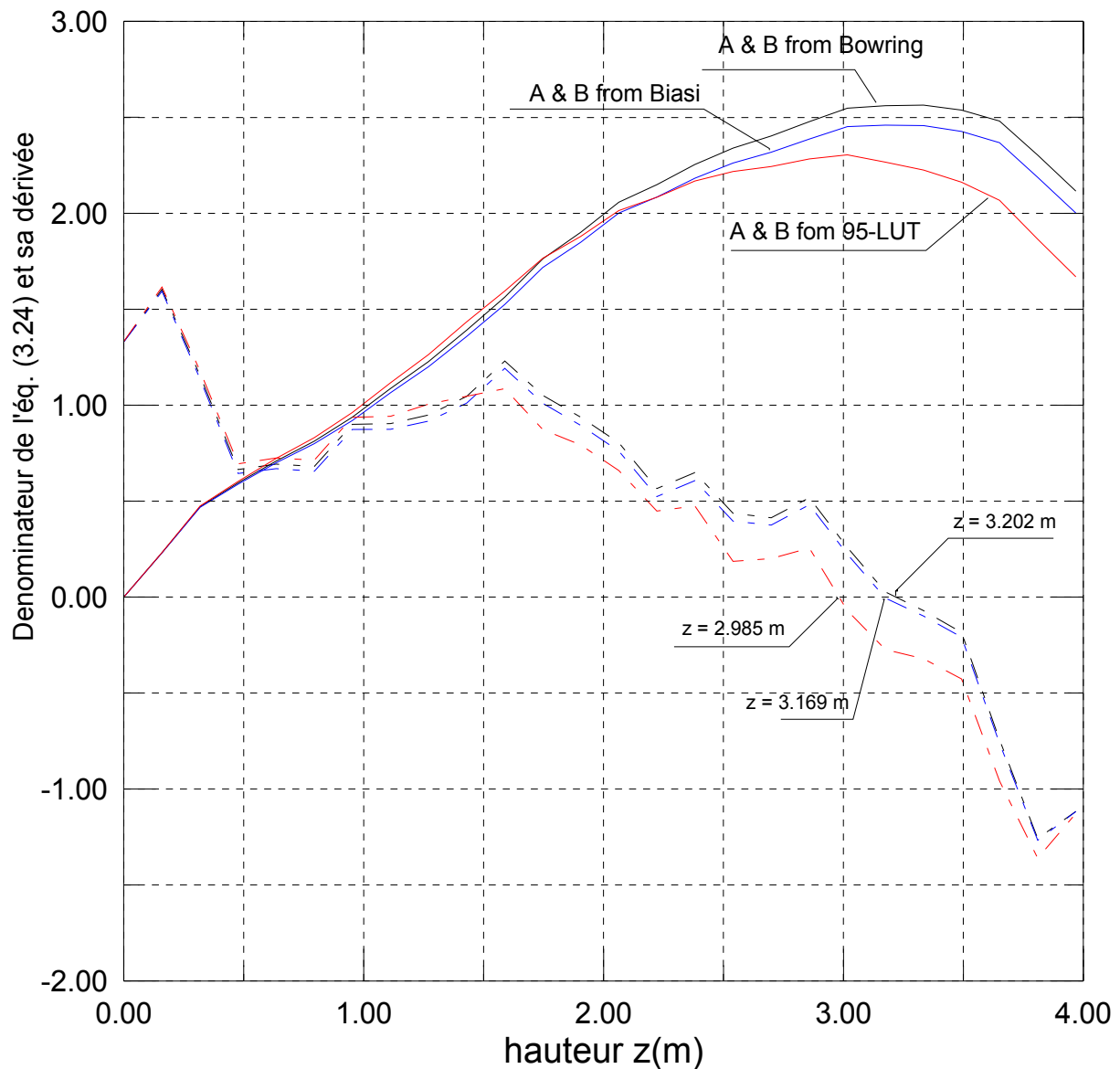


Figure 6.3. Evolution du dénominateur de l'éq. (3.24) et de sa dérivée en fonction de z dans le cas d'un sous canal ($G = 1695 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ et $D = 1.44 \text{ cm}$).

Pour les paramètres D , G , p , L et T_i fixés, le flux de chaleur maximum $(\phi_{\text{MAX}})_{\text{CRIT}}(z)$ pour lequel le flux critique est atteint, est minimal quand le dénominateur est maximal. Ce dernier est maximal lorsque sa dérivée est nulle. L'évolution du dénominateur ainsi que sa dérivée sont illustrés par la figure 6.3. La cote à laquelle le CHF a lieu et le flux de chaleur maximum prédits en utilisant la table de Groeneveld sont inférieurs à ceux de Bowring et de Biasi.

Pour le canal entier, les valeurs du flux critique données par la table ont été multipliées par un ensemble de facteurs proposés respectivement par Groeneveld (1986) et Lee (2000) pour tenir compte des effets rencontrés dans les assemblages combustibles à l'exception de l'effet de la non uniformité du flux. Le flux critique uniforme est calculé comme suit :

$$\phi_{\text{CRIT}}(z)_{\text{u}} = \phi_{\text{CRIT}}(z)_{95\text{LUT}} \cdot K_{\text{hy}} \cdot K_{\text{bf}} \cdot K_{\text{sp}} \cdot K_{\text{hl}} \cdot K_{\text{cw}} \quad (6.6)$$

Les facteurs de corrections sont donnés par les tableaux 3.1 et 3.2 respectivement par Groeneveld et al. et Lee.

On remarque que, pour une même corrélation de flux critique développée pour un tube chauffé uniformément, la valeur minimale du flux thermique maximal obtenue dans le cas du canal entier est supérieure à celle du sous canal et toutes les deux sont supérieures à celles prédites par RELAP5.

Tableau 6.1. La cote z à laquelle a lieu le CHF et la valeur minimale du flux thermique maximal

Sous canal ($G=1695 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$)		
Corrélation de CHF à flux uniforme utilisée pour le calcul de A et B	z (m)	Peak heat flux (MW/m^2)
Bowring (1972)	3.202	1.759
Biasi et al (1967)	3.169	1.838
95 LUT (Groeneveld et al., 1996).	2.985	1.734
Canal entier (<i>mixed flow</i>) ($G=1528 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$)		
Bowring (1972)	3.164	1.939
Biasi et al (1967)	3.190	1.919
95 LUT (Groeneveld et al., 1996).	3.018	1.828
95 LUT *K (Groeneveld, 1986)	2.952	1.335
95 LUT*K (Lee, 2000)	3.060	1.482

6.2.2. Corrélations

Sur la figure 6.4, les flux thermiques critiques prédits par les corrélations basées sur l'approche des conditions locales présentées au paragraphe 3.2.1, sont comparés avec ceux de RELAP5. Pour évaluer le flux thermique critique à un titre thermodynamique donné, certaines corrélations telles que celles de Macbeth (éq. (3.26)), Barnett (éq. (3.27)) et Bowring (éq. (3.30)) formulées pour des conditions d'entrée sont rendues applicables à l'aide du bilan d'énergie.

On peut voir que la courbe de Bowring présente une pente la plus importante. Les corrélations de Barnett et la corrélation PG-CHF du type flux délimitent toutes les valeurs prédites. Une caractéristique commune à toutes les corrélations et que le flux critique diminue linéairement avec le titre à l'exception de la corrélation de Hench - Levy où les valeurs calculées sont constantes à faible titre. La même tendance est aussi obtenue dans la région à titre thermodynamique négatif par RELAP5 lorsque la méthode de table est activée. Dans la région d'entrée, les flux critiques prédits par le code utilisant la méthode de table sont supérieurs à ceux des lignes limites de Hench – Levy utilisées dans les projets de réacteurs à eau bouillante avec une marge de sécurité correspondant à un rapport minimal du flux critique sur le flux appliqué de 1.9. Cependant, nous devons mentionner que le diamètre hydraulique de la configuration géométrique de la présente étude est légèrement supérieur à la valeur limite du domaine d'application d'une valeur de 0.88 mm. Les valeurs de la corrélation de Kirby, pour le cas d'un sous canal sont légèrement inférieures à celles du canal entier (*mixed flow*) et sont légèrement au dessus de celles obtenues par RELAP5 utilisant la méthode de table. Avec la corrélation de Condie – Bengston qui est développée pour le code RELAP4/MOD7, les valeurs calculées sont inférieures à celles de RELAP5 en activant la méthode de Groeneveld et al.

(1986). Une très bonne concordance est obtenue avec la corrélation EPRI et la corrélation PG-CHF du type power utilisant la méthode HBM.

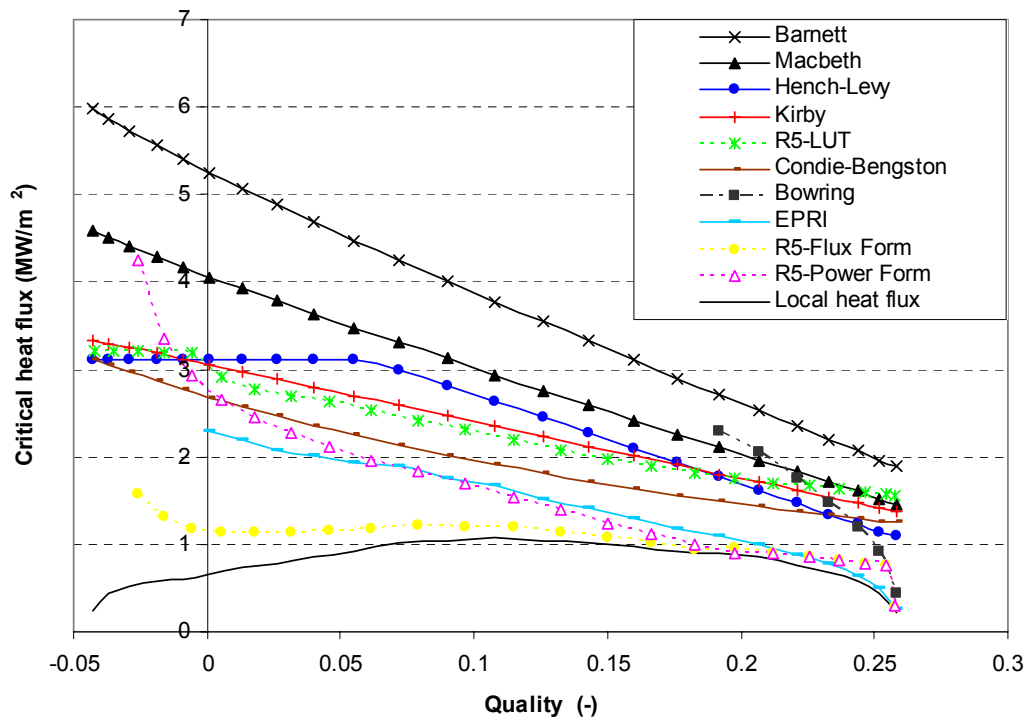


Figure 6.4. Comparaison entre les méthodes de conditions locales et le code Relap5.

6.3. Résultats des méthodes de prédiction utilisant un facteur correctif F

Les figures 6.5 et 6.6 montrent la comparaison de trois modèles de facteur correctif présentés respectivement par Tong, Lin et Smolin. Pour les trois modèles, les facteurs F varient quantitativement de la même manière. A faible titre, le facteur de Smolin pour lequel le paramètre C est fonction uniquement du diamètre hydraulique, est à la fois inférieur à ceux de Tong et de Lin, et supérieur au-delà de la valeur 0.08.

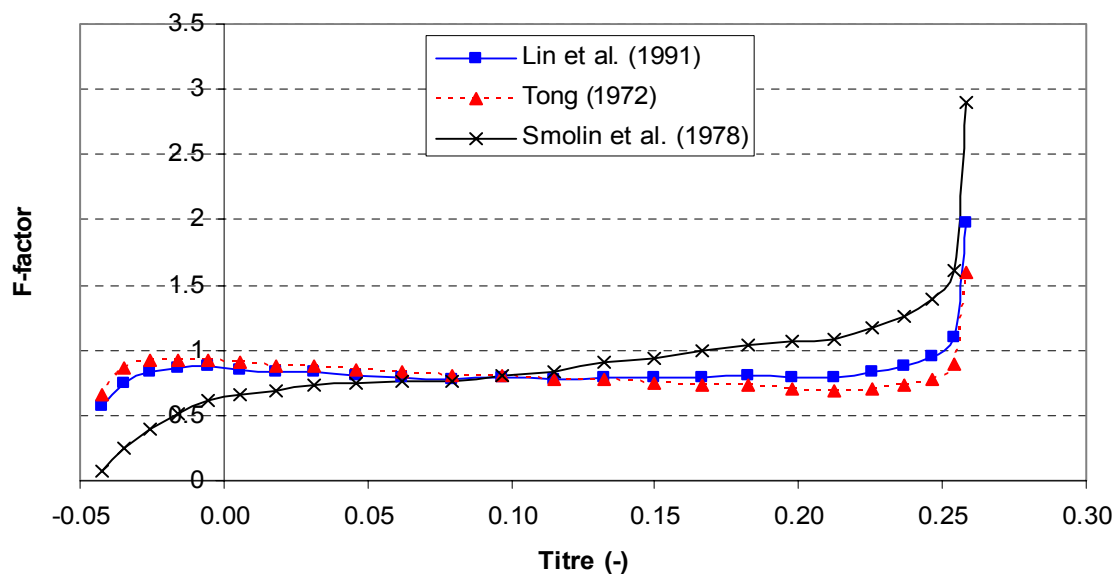


Figure 6.5. Facteur F en fonction du titre thermodynamique pour les trois modèles

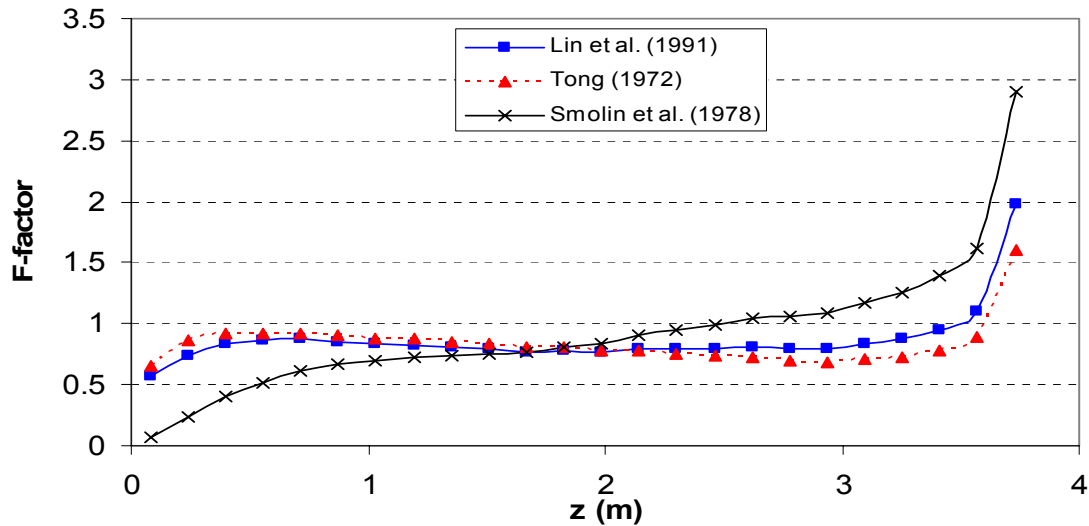


Figure 6.6. Facteur F en fonction de z pour les trois modèles

Selon la définition du facteur F (équ. (3.35)), le flux de chaleur critique dans le cas d'un chauffage non uniforme dépend considérablement du flux critique uniforme équivalent. Le flux critique uniforme équivalent pour les deux types de canaux, obtenus en utilisant la corrélation de Bowring (équ. (3.6)) et la table de Groeneveld de 1995 sont présentés sur la figure 6.7 pour comparaison. Les valeurs calculées pour le canal entier sont supérieures à celles du sous canal.

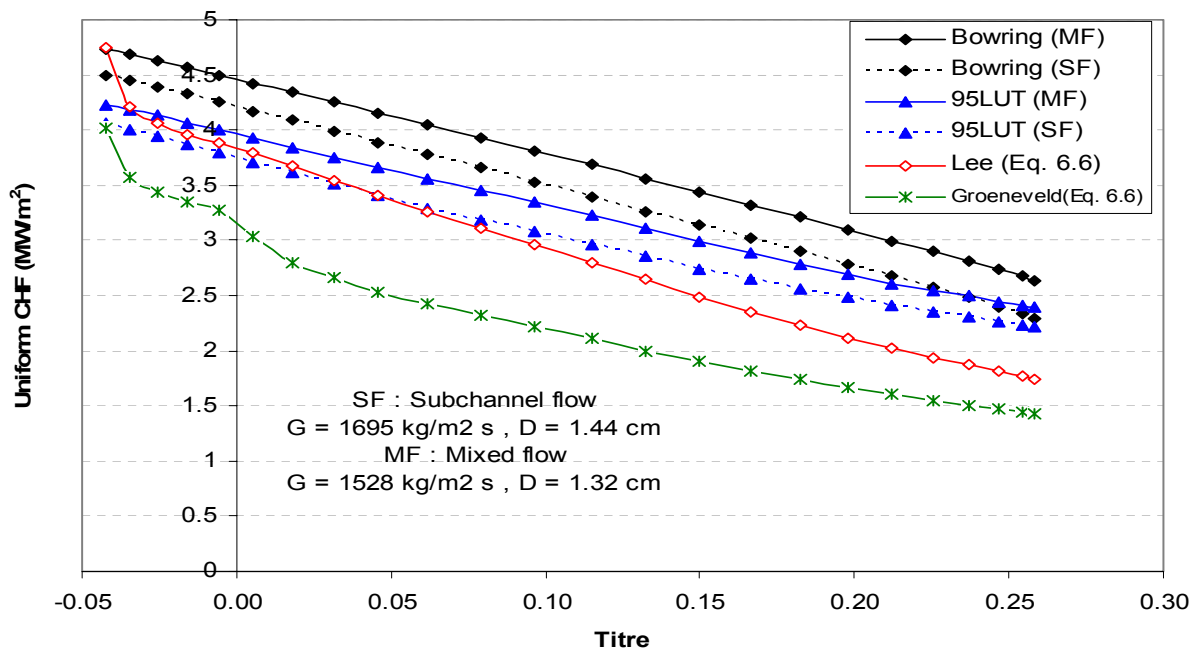


Figure 6.7. Flux critiques uniformes équivalents calculés.

Pour tenir compte des effets spécifiques à l'assemblage, les valeurs de CHF calculées à l'aide de la table de 1995, sont multipliées par un ensemble de facteurs de correction proposés respectivement par Groeneveld et al. et Lee. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 6.7. Dans cette étude, nous avons utilisé pour la méthode de Groeneveld (table de 1995), les mêmes facteurs de correction développés pour la table de 1986 réalisée conjointement par l'AECL et l'Université d'Ontario.

Sur la figure 6.8, les flux critiques prédits par l'approche basée sur le concept du facteur de correction sont comparés avec ceux de RELAP5.

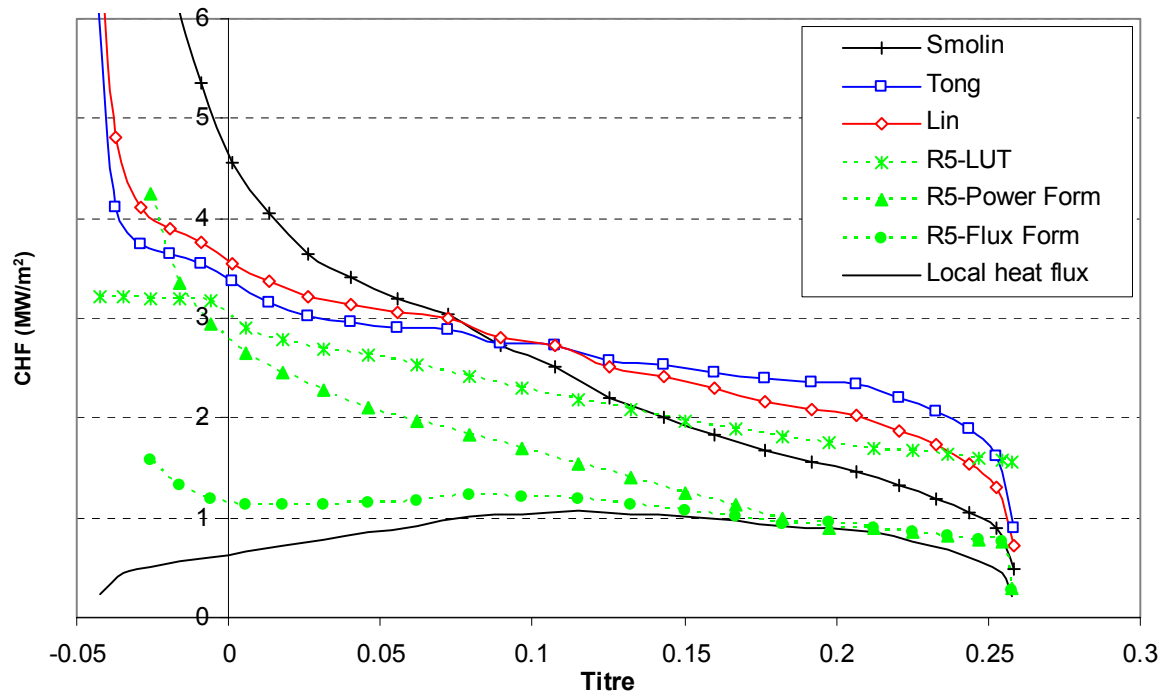


Figure 6.8. Comparaison entre Relap5 et les méthodes de facteur correctif F .

6.4. Résultats des méthodes du flux moyenné sur la longueur d'ébullition

La figure 6.9 représente l'évolution du flux critique obtenue par les deux méthodes du flux moyenné sur la longueur d'ébullition développées par Groeneveld et al. (1986) et Lee (2000). Les résultats de RELAP5 sont également représentés pour comparaison.

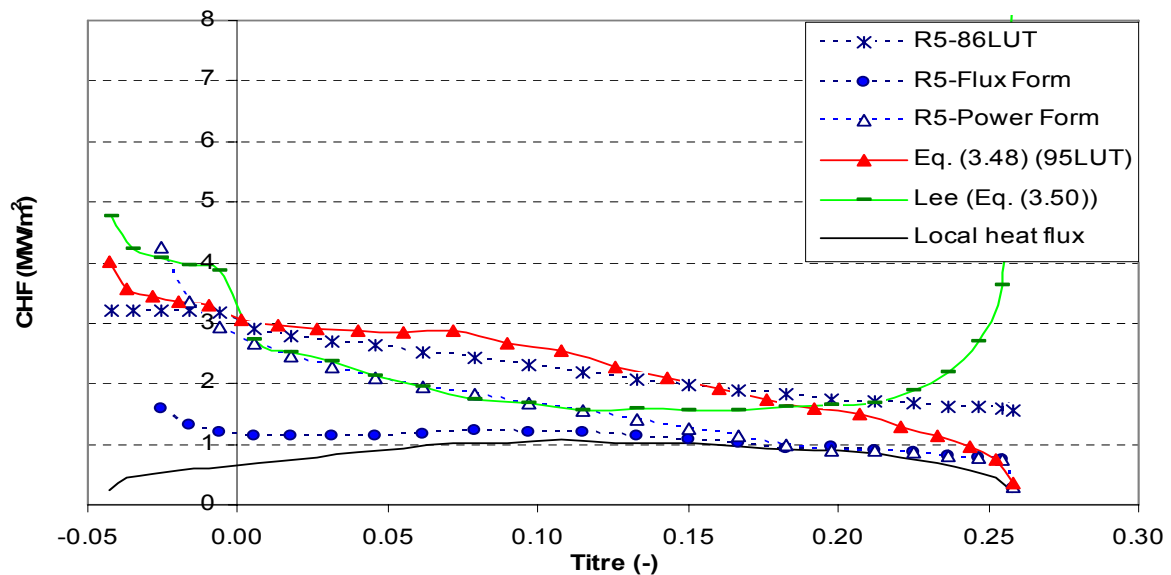


Figure 6.9. Comparaison entre Relap5 et les méthodes du flux moyenné sur la longueur d'ébullition.

Dans la région à faible titre ($x < 0.15$), les prédictions du modèle de Lee concordent très bien avec ceux de RELAP5 lorsque la corrélation PG-CHF du type *power* est sélectionnée. Près de la région de sortie, les résultats ne sont pas cohérents. Les prédictions du modèle de Groeneveld en utilisant les mêmes coefficients de corrections avec deux tables distinctes (1986 AECL-UO lookup table, 1995 lookup table) sont légèrement différentes.

Conclusion

Une revue bibliographique sur les modèles et corrélations de flux thermique critique à faible titre thermodynamique applicables pour deux modes de chauffage : uniforme et non uniforme a été menée. On distingue deux approches pour la prédiction du flux critique :

- approche empirique,
- approche mécaniste.

La première approche consiste à l'aide des outils d'analyse statistiques à établir des corrélations ou expressions mathématiques représentant au mieux les données expérimentales. Il existe deux types de prédicteurs ou corrélations : corrélations en conditions d'entrée et les corrélations en conditions locales. L'évaluation avec les corrélations du premier type est directe par contre avec les corrélations du second type, deux méthodes d'évaluation sont possibles : méthode de substitution directe (*Direct Substitution Method*) et la méthode de bilan thermique (*Heat Balance Method*).

En raison du manque de généralité et du coût élevé de l'approche empirique, les chercheurs ont exploité une autre voie en développant des modèles mécanistes basés sur l'identification des mécanismes responsables de la crise d'ébullition. Les modèles mécanistes actuels qui sont au nombre de neuf ont été étudiés. Ces derniers utilisent la méthode HBM pour l'évaluation du flux critique et de plus ils sont tous développés pour les conditions d'un tube vertical chauffé uniformément.

Un canal de référence d'un réacteur à eau bouillante a été simulé à l'aide du code système RELAP5/MOD3. Les résultats obtenus par le code sont confrontés avec ceux de nos programmes. Par ailleurs, un programme permettant de calculer les propriétés thermophysiques de l'eau et de sa vapeur basé sur la nouvelle formulation de 1997, a été mis au point.

Dans les programmes que nous avons élaborés, trois catégories de méthodes de prédiction sont considérées :

- méthodes basées sur l'hypothèse de conditions locales,
- méthodes utilisant le concept du facteur correctif F,
- méthodes du flux moyenné sur la longueur d'ébullition.

L'étude a montré qu'il n'existe aucun modèle général et satisfaisant pour la prédiction du flux critique dans le cas d'une distribution non uniforme du flux de chaleur.

Les corrélations basées sur l'hypothèse de conditions locales telles que EPRI, Condie & Bengston et Kirby présentent des résultats plus consistants en comparaison avec ceux de RELAP5. Le flux critique obtenu dans le cas d'un sous canal est inférieur à celui d'un canal entier.

En comparant les méthodes du facteur F avec les modèles de RELAP5, les résultats obtenus par les modèles de Lin et Tong sont en bon accord à faible titre tandis que le modèle de Smolin est meilleur pour des titres élevés.

A faible titre ($x < 0.20$), les résultats obtenus par la méthode du flux moyenné sur la longueur d'ébullition proposé par Lee, concordent très bien avec ceux de RELAP5 lorsque la corrélation PG – CHF du type *power* est sélectionnée mais à titre élevé les résultats sont en contradiction avec les autres corrélations et modèles.

En perspectives, nous comptons évaluer les modèles mécanistes avec les données expérimentales disponibles dans la littérature.

Références

- Ahmad, S. Y., 1970. Axial Distribution of Bulk Temperature and void Fraction in a Heated Channel with Inlet subcooling', *J. Heat Transf. ASME*, vol. 92, pp. 595-609.
- Arpaci, V.S. & Larsen, P.S., 1984. Convection heat transfer, *Prentice-Hall Inc.*, Edgewood Cliffs, New Jersey.
- Barnett, P.G., 1968. A comparison of the accuracy of some correlations for burnout in annuli and rod bundles. *AEW-R 558*.
- Bayerlein, S.W., Cossman, R.K. & Richter, H.J., 1985. Prediction of bubble concentration profiles in vertical turbulent two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 11, N°5, 629-641.
- Beattie, D.R.H., & Whalley, P.B., 1982. A simple two-phase frictional pressure drop calculation method', *Int. J. Multiphase Flow* 8, 83-87.
- Bergel'son, B.R., 1980. Burnout under conditions of subcooled boiling and forced convection, *Thermal Engng* 27(1), 48-50.
- Betten, P. R. & Paul, F. W., 1976. Determination of the Point of Net Vapor Generation in Forced Convection Subcooled Boiling', *ASME paper* 76-WA/HT-86.
- Biasi, L., et al., 1967. Studies on burnout. Part 3. *Energia Nucleare*, 14(9), 530-536.
- Bowring, R. W., 1962. Physical Model, Based on Bubble Detachment, and Calculation of Steam Voidage in Subcooled Region of a Heated Channel', *Institute of Atmoenergi, Halden Rept.* HPR-10.
- Bowring, R. W., 1972. A simple but accurate round tube uniform heat flux, dryout correlation over the pressure range 0.7-17MN/m². *AEW-R 789*.
- Bowring, R.W., 1977. A new Mixed flow cluster dryout correlation for pressures in the range 0.6-15.5 MN/m² for use in a transient Blowdown code. In. *Proc. of the IME Meeting on Reactor Safety*, Manchester, PaperC217.
- Bricard, P., 1995. Modélisation de l'ébullition sous saturée et de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée, *thèse présentée à l'Ecole Centrale de Paris*.
- Bricard, P. & Souyri, A., 1995. Understanding and modeling DNB in forced convective boiling : a critical review, Two-phase flow modeling and experimentation, *Edizioni ETS*, pp. 843-851.
- Celata, G.P., Cumo, M., Mariani, A., Simoncini, M. & Zummo, G., 1994. Rationalization of existing mechanistic models for the prediction of water subcooled flow boiling critical heat flux, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, Suppl. 1, pp. 347-360.

- Celata, G.P., 1996. Letter to the editor; On the application method of critical heat flux correlations. *Nucl. Eng. Des.* 163, 241-242.
- Celata, G. P., et al. 1998. Physical insight in the burnout region of water-subcooled flow boiling, *Rev. Gén. Therm.* 37, 450-458.
- Celata, G.P., Cumo, M., Katto, Y. & Mariani, A., 1999. Prediction of the critical heat flux in water subcooled flow boiling using a new mechanistic approach, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 1457-1466.
- Chan, B.K. & Prince, R.G.H., 1965, Viscous drag on a gas bubble rise in a liquid, *AIChE J.*, Vol. 11, N°1, 176-192.
- Chang, S.H. & Lee, K.W., 1989. A critical heat flux model based on mass, energy, and momentum balance for upflow boiling at low qualities, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 113, 35-50.
- Chang, S.H. & Baek, W.P., 2003. Understanding, predicting, and enhancing critical heat flux, *10th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10)*, Seoul, Korea, October 5-9.
- Chen, J. C., 1963. A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow'. ASME preprint 63-HT-34 presented at 6th National Heat Transfer Conference, Boston, 11-14 Aug.
- Chun, T.H., Baek, W.P. & Chang, S.H., 2000. An integral equation model for critical heat flux at subcooled and low quality flow boiling, *Nucl. Eng. Des.*, Vol. 199, 13-29.
- Cole, R. & Rohsenow, W.R., 1969. Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids, *Chem. Eng. Progr. Symp.*, Vol. 65, N° 92, 211-213.
- Colebrook, C. K., 1938. Turbulent Flow in pipes with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipes laws, *J. Inst. Civ. Eng. Lond.*, 133 – 156.
- Collier, J. G., 1981. Convective boiling and condensation, 2nd Edition, *McGrawHill Book Company*.
- Collier, J.G. & Thome, J.R., 1994. Convective Boiling and Condensation, 3rd Edition, *Oxford University Press*, New York.
- Condie, K.G. & Bengston, S.J., 1978. Development of the MOD 7 CHF correlation. E. G. & G. Idaho Inc., *Idaho Falls, Idaho, Report PN-181-78*.
- D'Auria F., et al. 2004. Neutronics/Thermal-hydraulics Coupling in LWR Technology – CRISSUE-S WP2: State-of-the-Art Report. *OECD/NEA- No. 5436 -Vol. 2*.
- Davis, E. J. & Anderson G. H., 1966. The incipience of nucleate boiling in forced convection flow. *AIChE Journal*, 12,(4),774-780.

- Delhaye, J. M., 1981. Basic Equations for Two Phase Flow Modeling, in Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries, *Hemisphere Publishing Corp.*, New York and Washington.
- Delhaye, J. M., 1981. Two-Phase Flow Modeling, in Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering, *Hemisphere Publishing Corp.*, New York and Washington.
- Delhaye, J.M., 1995. Transferts de chaleur associés à l'ébullition ou à la condensation des corps purs sur des parois, *Techniques de l'ingénieur*, volume B 11.
- DelNevo, A., et al., 2006. Boiling Channel Benchmark", 3D. S. UN. COP CR (2006)- Buenos Aires Argentina 2 -13 October.
- Dittus, F. W. and Boelter, L. M. K., 1930. *Univ. Calif. (Berkeley) Pub. Eng.*, vol. 2, p. 443.
- Dix, G. E., 1971. Vapor void fraction for forced convection with subcooled boiling at low flow rates', Ph. D. Thesis, *Department of Mechanical Engineering, University of California, Berkeley*.
- Dix, G. F., 1971. Vapour void fraction for forced convection with subcooled boiling at low flow rates, *NEDO-10491*.
- Doroschchuk et al., 1976. Tabular data for calculating burnout when boiling water in uniformly heated round tubes, *Teploenergitika*, 23 (9), 90-92.
- Dorra-H, Lee-S.C., & Bankooff-S.G., 1993. Critical review of predictive models for the onset of significant void in forced-convection subcooled boiling. *Westunghouse Savannah River Co. Aiken*, Sc. Department of Energy, Washington.
- Drescher, G. & W. Köhler, 1981. Die Ermittlung kritischer Siedezustände im gesamten Dampfgehaltsbereich für innendurchströmte Rohre'. *BWK* 33, No. 10.
- Dukler, A. E., Wicks, M. & Cleveland, R. G., 1964, Frictional pressure drop and holdup in two phase flow, Part A : Comparison of existing correlations for prssure drop and holdup, part B : An approach through similarity analysis', *AIChE J.* 10, 38 – 51 and 44 – 51.
- Edwards, A. R., 1968. Conduction controlled of a fluid and prediction of critical flow rates in a one dimensional system', *AHSB-Report* (5), R-147.
- Fauske, H. K., 1965. Two-Phase two-and one-component critical flow, *Symposium on Two-Phase Flow*, Exeter, Dpt. Of Chemical Engineering, 2, 101-114.
- Ferrouk, M. & Aouragh, S., 1995. Analyse du point de détachement des bulles lors de l'ébullition en convection forcée, 2^{ème} rencontre maghrébine sur la mécanique, pp. 251-255, Constantine, Algérie.
- Forster, H. & K., Zuber, N. , 1954. Growth of a vapor bubble in superheated liquid, *J. Appl. Phys.*, 25 pp. 474-478.

- Griffith, P. , Clark, J. A. & Rohsenow, W. M., 1958. Void volumes in subcooled boiling systems, *ASME paper* 58. TH-19.
- Groeneveld, D. C. & Snoek, C. W. , 1986. A comprehensive examination of heat transfer correlation suitable for reactor safety analysis, in *Multiphase Science and Technology*, Vol. 2 181-274.
- Groeneveld, D.C., Cheng, S.C., Doan, T., 1986. The 1986 AECL-UO critical Heat Flux Lookup Table. *Heat Transfer Engineering*. 7, 46-62.
- Groeneveld, D.C., et al., 1996. The 1995 look-up table for critical heat flux. *Nucl. Eng. Des.* 163, 1-23.
- Groeneveld, D.C., 1996. On the definition of critical heat flux margin. *Nucl. Eng. Des.* 163, 245.
- Groeneveld, D.C., Shan, J.Q., Vasic, A.Z., Leung, L.K.H., Durmayaz, A., Yang, J., Cheng, S.C., Tanase, A., 2007. The 2006 CHF look-up table. *Nucl. Eng. Des.* 237, 1909-1922.
- Gungor, K. E. & Winterton, R. H. S., 1986. A general correlation for flow boiling in tubes and in annuli', *Int J. Heat Mass Transfer* 29 pp 351-358.
- Hall, D. D. & Mudawar, I., 2000. Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes –I. Compilation and assessment of world CHF data, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 43, 2573-2604.
- Hall, D. D. & Mudawar, I., 2000. Critical heat flux (CHF) for water flow in tubes –II. Subcooled CHF correlations, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 43, 2605-2640.
- Hancox, W. T. & Nicoll, W. B. 1971. A General Technique for the prediction of void distributions in Non-steady Two-Phase Forced Convection, *Int. J. Heat Mass Transfer* 14:1377-1394.
- Hancox, W.T. & Nicoll, W.B., 1973. On the dependence of the flow-boiling heat transfer crisis on local near-wall conditions, *ASME Paper* 73-HT-38.
- Haramura, Y. & Katto, Y., 1983, A new hydrodynamic model of critical heat flux', applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids', *Int. J. Heat Mass Transfer* 26, 389-399.
- Healzer, J.M., Hench, J.E, Janssen, S., Levy, S., 1966. Design Basis for Critical Heat Flux Condition in Boiling Water Reactors. *APED*-5286.
- Hebel, W., Detavernier, W. & Decreton, M., 1981. A contribution to the hydrodynamics of boiling crisis in a forced flow of water', *Nucl. Engng Des.* 64, 433-445.
- Henry, R. E., 1970. The two-phase critical discharge of initially saturated or subcooled liquid, *Nuclear Sci. and Eng.* 41, 336-342.

- Hewit, G. F., 1978. Critical Heat Flux in Flow Boiling, Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., Toronto 6: 143-171.
- Hsu, Y. Y., 1982. Preburnout Convective Boiling in Handbook of multiphase systems, Hestroni, G., Hemisphere Publishing Corporation, USA.
- Inasaka, F. & Nariai, H., 1996. Evaluation of subcooled critical heat flux correlations for tubes with and without internal twisted tapes. *Nucl. Eng. Des.* 163, 225–239.
- Ishii, M., 1975. Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow. Eyrolles, Paris.
- Janssen, E., Levy, S., 1962. Burnout limit curves for boiling water reactors, APED-3892. General Electric Company.
- Jens, W. H. & Lottes, P. A., 1951. Analysis of heat transfer burnout, pressure drop and density data for high pressure water, ANL-4627.
- Katto, Y., 1990. A physical approach to critical heat flux of Subcooled flow boiling in round tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, N°4. pp. 611-620.
- Katto, Y., 1990. Prediction of critical heat flux of subcooled flow boiling in round tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33, N°9. pp. 1921-1928.
- Katto, Y., 1992. A Prediction model of subcooled water flow boiling CHF for pressure in the range 0.1-20 MPa, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, N°5. pp. 1115-1123.
- Kirby, G.J., 1966. A new correlation of non-uniformly heated round tube burnout data. AEEW-R 500.
- Kutateladze, S.S. & Leont'ev, A.I., 1966. Some applications of the asymptotic theory of the turbulent boundary layer, Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf. Vol III, pp. 1-6.
- Kwon, Y.M. & Chang, S.H., 1999. A mechanistic critical heat flux model for wide range of subcooled and low quality flow boiling, *Nuc. Eng. and Des.*, Vol. 130, 310-328.
- Kwon, Y.M. & Chang, S.H., 2000. A procedure to predict subcooled water flow boiling CHF in uniformly heated tubes for high-heat flux applications, *Nuclear Technology*, Vol. 130, 310-328.
- Lahey, R. T., 1974. Two Phase Flow in Boiling Water Nuclear Reactors, Rept. NEDO-13388, General Electric Co.
- Lahey, R. T. & Moody, F. J., 1977. The Thermal Hydraulics of a boiling water Nuclear Reactor, American Nuclear society, First printing, La Grange Park, Illinois, Part2, chapter 5, 173-248.
- Lahey, R. T., Lahey, R.T, Jr. & Moody, F. J., 1993. The Thermal Hydraulics of a boiling water Nuclear Reactor, Part1, chapter 2, 27-59, Second Edition, American Nuclear society, 555N. Kensington Avenue, La Grange Park, Illinois.

- Lee, C.H. & Mudawar, I. , 1988. A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk flow conditions, *Int. J. Multiphase Flow* **14**, 711-728.
- Lee, M., 2000. A critical heat flux approach for square rod bundles using the 1995 Groeneveld CHF table and bundle data of heat transfer research facility. *Nucl. Eng. Des* **197**, 357-374.
- Levy, S. , 1967. Forced convection subcooled boiling prediction of vapour volumetric fraction. *Int. J. Heat Transfer*, **10**, 951- 965.
- Lin, W.S., Pei, B.S., Lee, C.H. & Mudawar, I., 1989a. A theoretical critical heat flux model for rod bundles under pressurized water reactor conditions, *Nucl. Tech.*, Vol. **85**, 213-226.
- Lin, W.S., Lee, C.H & Pei, B.S., 1989b. An improved theoretical critical heat flux model for low quality flow, *Nucl. Tech.*, Vol. **88**, 294-306.
- Lin, W.S., Pei, B.S., Lee, C.H., 1991. Bundle Critical Power Predictions Under Normal and Abnormal Conditions in Pressurized Water Reactors. *Nucl. Technol.* **98**, 354.
- Macbeth, R.V., 1964. Burnout Analysis-Part5. Examination of published world data for rod bundles. *AEW-R* **358**.
- Madejski, J. , 1970. Vapor Bubble Departure Conditions in Flow Boiling, Trans. Inst. Fluid Flow Machinery, *Polish Acad. Sciences*, vol. **49**, pp-3-22.
- Martinelli, R. C., 1947. Heat transfer to Molten metals, *Trans. of ASME* November p947-949.
- McAdams, W. H. et al., 1942. Vaporisation inside horizontal tubes Benzene-oil mixtures, *Trans ASME*, **64**, 193.
- Moody, F. J., 1965. Maximum flow rate of a single components two-phase mixture, *J. Heat Transfer*, **87**, 134-142.
- Mudawar, I. & Bowers, M. B., 1999. Ultra-high critical heat flux (CHF) for Subcooled water flow boiling, I: CHF data and parametric effects for small diameter tubes, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* **42**, 1405-1428.
- Nabizadeh, H. , 1977. Modellgesetze and parameteruntersuch fur den volumetrischen dampfgehalt in einer zweiphasen stroemung, *EIR-Bericht*, Nr. **323**.
- Nukiyama, S., 1934. Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *J. Soc. Mech. Eng. Jpn.* **37**.
- Pernica, R. & Cizek, J., 1994. PG General Correlation of CHFR and Statistical Evaluation Results. *NRI Report*, UJV-10156-T.
- Pernica, R. & Cizek, J., 1995. General correlation for Prediction of Critical Heat Flux Ratio. In: Proceedings of the 7th International Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, NURETH-7, Saratoga Springs, NY, September 10-15,1995, NUREG/CP-0142, Vol.4.

- Purcupile, J. C. & Gouse, S.W., 1972. Reynolds flux model of critical heat flux in subcooled forced convection boiling, *ASME Paper* 72-HT-4.
- Reddy, D. & Fighetti, C., 1983. Parametric study of CHF Data Vol.2- A Generalized Sub-channel CHF correlation for PWR and BWR Fuel Assemblies. *NP-2609, Electric Power Research Institute*, Palo Alto, CA.
- Richter, H. J., 1981. Separated two-phase flow model, *EPRI, NP-1800*, RP 443-2.
- Rouhani, S. Z., 1969. Subcooled void fraction', AB Atomenergi, *Rept. AWE-RTV-841*, Sweden.
- Rouhani, S. Z. & Axelsson, E. 1970. Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions, *Int. J. Heat Mass Transfer* 13:383-393.
- Rousseau, J. C., 1995. Transferts de chaleur associés à l'ébullition ou à la condensation des corps purs sur des parois, dans *Techniques de l'ingénieur*, volume B II.
- Saha, P. & Zuber, N., 1974. Point of net vapour generation and vapour void fraction in subcooled boiling. Proc. of the 5th *International Heat Transfer Conference*, Tokyo. Paper B4.7.
- Shah, M. M., 1982. Chart correlation for saturated boiling heat transfer : Equations and further study. *Trans. Am. Soc. Heating Refrig. Air Cond. Eng. (ASHRAE)*. Preprint no. 2676.
- Shah, M.M., 1977. A general correlation for heat transfer during subcooled boiling in pipes and annuli, *ASHRAE Trans.* **83**, 202-217.
- Siman-Tov, M., 1996. Technical note: application of energy balance and direct substitution methods for thermal margin and data evaluation. *Nucl. Eng. Des.* 163, 249-258.
- Smogalev, I.P., 1981. Calculation of critical heat fluxes with flow of subcooled water at low velocity, *Thermal Engng* 28 (4), 208-211.
- Smolin, V.N., Polyakov, V.K., 1978. Coolant boiling crisis in rod assemblies. In : Proceedings of the *Sixth International Heat Transfer Conference*, Toronto, 47-52.
- Staub, F. W., 1967. The void fraction in subcooled boiling prediction of the initial point of net vapor generation, *ASME preprint* 67-Th-36 Aug.
- Steiner, D., 1988. Wärmeübertragung beim Sieden gesättigter Flüssigkeiten, Sect. Hbb, in VDI Wärmeatlas. *VDI Verlag*, Düsseldorf.
- Steiner, D. & Taborek, J, 1992. Flow Boiling Heat Transfer in Vertical tubes Correlated by an Asymptotic Model', *heat transfer engineering*, vol. 13 no. 2.
- Thom, J. R. S. et al. 1965. Boiling in subcooled water during flow up heated tubes or annuli. Paper 6 presented at the Symposium on Boiling Heat Transfer in Steam Generating Units and Heat Exchangers held in Manchester, *ImechE* (London) 15-16 Sept.

- Thorgerson, E.J., Knoebel, D.H. & Gibbons, J.H., 1974. A model to predict convective subcooled critical heat flux, *Trans. ASME, series C, J. Heat Transfer* **96**, 79-82.
- Tong, L.S, Currin, H.B., Larsen, P.S. & Smith, O.G., 1965. Influence of axially nonuniform heat flux on DNB, *Chem. Engng Prog. Symp. Ser.* **62** (64), 35-40.
- Tong, L.S, Prediction of departure from nucleate boiling for an axially non-uniform heat flux distribution, 1966. WCAP-5584 Rev. see also *J. Nuc. Energy*, **21** (3), 241-248 (1967).
- Tong, L.S., 1968. Boundary layer analysis of the flow boiling crisis, *Int. J. Heat Mass Transfer* **11**, 1208-1211.
- Tong, L.S., 1972. Boiling Crisis and Critical Heat Flux. *TID-25887*, Westinghouse.
- Tong, L.S., 1975. A phenomenological study of critical heat flux, *ASME Paper* 75-HT-68.
- Unal, H. C., 1975. Determination of the initial Point of Net Vapor Generation in Flow Boiling Systems, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 18, pp. 1095-1099.
- Wagner, W. & Kruse, A., 1998. The Industrial Standard IAPWS-IF97: Properties of Water and Steam, *Springer*, Berlin.
- Weisman, J. & Pei, B.S., 1983. Prediction of critical heat flux in flow boiling at low qualities, *Int. J. heat Mass Transfer* **26**, 1463-1477.
- Weisman, J & Ying, S.H., 1983. Theoretically based CHF prediction at low qualities and intermediate flows, *Trans. Am. Nucl. Soc.* **45**, 832-833.
- Weisman, J. & Ileslamlou, S., 1988. Phenomenological model for prediction of critical heat flux under highly subcooled conditions, *Fusion Technology*, Vol. 13, 654-659.
- Weisman, J., 1992. The current status of theoretically based approaches to the prediction of the critical heat flux in flow boiling, *Nucl. Technology* Vol **99** (1992).
- Yagov, V.V. & Puzin, V.A., 1985. Burnout under conditions of forced flow of subcooled liquid', *Thermal Engng* **32** (10), 569 -572.
- Ying, S.H. & Weisman, J., 1986. Prediction of the critical heat flux in flow boiling at intermediate qualities, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 29, N°11, 1639-1648.
- Zuber, N. & Findlay, J. , 1965. Average volumetric concentration in two- phase flow systems, *Trans. ASME J. Heat Transfer* **87**, 453.
- Zuber, N. F., Staub, F. & Bijwaard, G., 1966. Vapor void Fraction in Subcooled Boiling and in Saturated Boiling Systems, *Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf.*, Chicago, 5:24-38.
- Zuber, N., Staub, F. W., and Bijwaard, G., 1967. Steady State and Transient Void Fraction in Two-Phase Flow Systems, Final Report for the Programme of Two-Phase Investigation, *GEAP-5417, EURAEC-1949*, vols. 1 and 2.

Annexe A. Material proprieties

Temperatur e [K]	Conductivi ty [W/m K]	Temperatu re [K]	Conductivi ty [W/m K]	Temperatu re [K]	Conductivi ty [W/m K]
366.	7.27	1223.	2.94	2073.	2.29
373.	7.18	1273.	2.85	2123.	2.33
473.	6.10	1323.	2.76	2173.	2.37
533.	5.60	1373.	2.69	2223.	2.42
573.	5.31	1423.	2.62	2273.	2.47
23.	4.99	1473.	2.55	2323.	2.52
673.	4.70	1523.	2.50	2423.	2.65
723.	4.45	1573.	2.44	2473.	2.73
773.	4.22	1623.	2.39	2523.	2.81
823.	4.02	1673.	2.35	2573.	2.90
873.	3.84	1723.	2.31	2623.	2.99
923.	3.67	1823.	2.25	2673.	3.10
973.	3.52	1873.	2.22	2773.	3.35
1023.	3.38	1923.	2.20	2823.	3.49
1073.	3.26	1973.	2.22	2873.	3.65
1123.	3.14	2023.	2.25	4200.	5.29

Thermal properties of UO2: thermal conductivity

Temperatur e [K]	Thermal capacity [J/m3 K]	Temperatu re [K]	Thermal capacity [J/m3 K]
323.	2.57e6	673.	3.13e6
373.	2.75e6	1373.	3.44e6
473.	2.92e6	4700.	6.80e6

Thermal properties of UO2: thermal capacity

Temperature [K]	Conductivity [W/m K]	Temperature [K]	Thermal capacity [J/m3 K]
323.	0.4	323.	5.40
5000.	0.4	5000.	5.40

Thermal properties of gap: thermal conductivity and thermal capacity

Temperature [K]	Conductivity [W/m K]	Temperatu re [K]	Conductivity [W/m K]	Temperature [K]	Conductivity [W/m K]
473.15	1.200438e1	1473.15	2.501085e1	3473.15	6.802826e1
673.15	1.400510e1	1673.15	3.001267e1		
873.15	1.700793e1	1873.15	3.601486e1		
1073.15	1.900866e1	2073.15	4.401777e1		
1273.15	2.000975e1	2273.15	5.502352e1		

Thermal properties of zircaloy: thermal conductivity

Temperature [K]	Thermal capacity [J/m3 K]	Temperature [K]	Thermal capacity [J/m3 K]
373.3	1.904141e6	1248.428	2.311769e6
1077.594	2.312171e6	3199.817	2.312171e6
1185.928	5.712422e6		

Thermal properties of zircaloy: thermal capacity

Annexe B. Fichier Input

```

=boiling channel
*
*
100 new transnt
*
*
*-----
* Time step
*-----
*
0000201 100. .5e-7 0.01 07003 100 1000 1000
0000202 1.e6 .5e-7 0.01 07003 100 1000 1000
*
*-----
* trips
*-----
*
* triggering for core inlet flow
410 time 0 ge null 0 100. 1
*
* power control
411 time 0 ge null 0 0. 1
*
* end program
598 time 0 ge null 0 200. 1
600 598
*
*
*-----
* hydraulic components
*-----
*
* core inlet flow
0980000 coreiju tmdpjun
0980101 099000000 100000000 0.0
0980200 1 410
0980201 -1.0 17.0 0.0 0.0
0980202 0.0 17.0 0.0 0.0
0980206 1.e6 17.0 0.0 0.0
*
* core inlet tank
0990000 coreita tmdpvol
0990101 1.0e6 0.5 0.0 0.0 90. 0.5 0.0 10
0990200 3
0990201 0.0 7.5e6 548.5
*
* fuel assembly bot
1000000 botfa branch
1000001 2 1
1000101 120.0e-4 0.150 0.0 0.0 90.0 0.15 0.0 0.0 00
1000200 000 7.35e6 1.2024e6 2.5779e6 0.
1001101 100010000 101000000 0. 5. 5. 0000000
1002101 100010000 102000000 8.0e-4 15. 15. 0000000
1001201 15.3 0.0 0.0
1002201 1.7 0.0 0.0
*
* fuel assembly (active and non active region)
1010000 core pipe

```

```

1010001 26
1010101 100.9018e-4 26
1010301 0.15875 24
1010302 0.14827 26
1010601 90. 26
1010701 0.15875 24
1010702 0.14827 26
1010801 1.e-5 0.01322 26
1010901 0. 0. 4
1010902 0.02 0.02 5
1010903 0. 0. 7
1010904 0.02 0.02 8
1010905 0. 0. 10
1010906 0.02 0.02 11
1010907 0. 0. 13
1010908 0.02 0.02 14
1010909 0. 0. 16
1010910 0.02 0.02 17
1010911 0. 0 19
1010912 0.02 0.02 20
1010913 0. 0. 22
1010914 0.02 0.02 23
1010915 0. 0. 25
1011001 0000100 26
1011101 00000000 25
1011201 000 7.32e+06 1.2030e6 2.5779e6 0. 0. 2
1011202 000 7.31e+06 1.2080e6 2.5779e6 0.05 0. 4
1011203 000 7.30e+06 1.2130e6 2.5779e6 0.10 0. 6
1011204 000 7.29e+06 1.2180e6 2.5779e6 0.20 0. 8
1011205 000 7.28e+06 1.2230e6 2.5779e6 0.25 0. 10
1011206 000 7.27e+06 1.2280e6 2.5779e6 0.30 0. 12
1011207 000 7.26e+06 1.2330e6 2.5779e6 0.40 0. 14
1011208 000 7.25e+06 1.2380e6 2.5779e6 0.45 0. 16
1011208 000 7.24e+06 1.2430e6 2.5779e6 0.50 0. 18
1011210 000 7.23e+06 1.2480e6 2.5779e6 0.60 0. 20
1011211 000 7.22e+06 1.2530e6 2.5779e6 0.65 0. 22
1011212 000 7.21e+06 1.2580e6 2.5779e6 0.75 0. 24
1011213 000 7.20e+06 1.2678e6 2.5779e6 0.80 0. 26
1011300 1
1011301 15.3 0. 0. 1
1011302 15.3 0. 0. 3
1011303 14.3 1. 0. 5
1011304 14.0 1.3 0. 7
1011305 13.3 2. 0. 9
1011306 13.0 2.3 0. 11
1011307 12.7 2.6 0. 13
1011308 12.3 3. 0. 15
1011309 12.0 3.3 0. 17
1011310 11.7 3.6 0. 19
1011311 11.5 3.8 0. 21
1011312 11.4 3.9 0. 23
1011313 11.3 4. 0. 25

```

*

* bypass

1020000 bypass pipe

```

1020001 26
1020101 45.63e-4 26
1020301 0.15875 24
1020302 0.14827 26
1020601 90. 26

```

```

1020701 0.15875      24
1020702 0.14827      26
1020801 1.e-5 0.0227  26
1020901 0. 0.      25
1021001 0000000      26
1021101 00000000      25
1021201 000 7.32e+06 1.2030e6 2.5779e6 0. 0. 4
1021202 000 7.24e+06 1.2130e6 2.5779e6 0. 0. 8
1021203 000 7.23e+06 1.2280e6 2.5779e6 0. 0. 12
1021204 000 7.22e+06 1.2330e6 2.5779e6 0. 0. 16
1021205 000 7.21e+06 1.2480e6 2.5779e6 0. 0. 22
1021206 000 7.20e+06 1.2580e6 2.5779e6 0. 0. 26
1021300 1
1021301 1.7 0. 0.      25
*
* simulator of UP
1100000 upsimu branch
1100001 3 1
1100101 500.0e-4 0.150 0.0.0 90.0 0.15 0.0 0.0 00
1100200 000 7.20e6 1.2678e6 2.5779e6 0.8
1101101 101010000 110000000 0. 1. 1. 0000000
1102101 102010000 110000000 0. 1. 1. 0000000
1103101 110000000 120000000 0. 1. 1. 0000000
1101201 11.3 4.0 0.0
1102201 1.7 0.0 0.0
1103201 13.0 4.0 0.0
*
* core outlet tank
1200000 coreota      tmdpv0l
1200101 1.0e6 0.5 0.0 0.0 90. 0.5 0.0. 10
1200200 002
1200201 0.0 7.2e6 1.
*
*-----*
*      heat structures      *
*-----*
*
* core active bundle
11010000 24 15 2 1 0.
11010100 0 1
11010101 6 2.640e-03 4 5.2832e-03 1 5.3975e-03 3 6.2611e-03
11010201 1 10 2 11 3 14
11010301 1. 10 0. 14
11010400 0
11010401 900. 11 650. 12 600. 15
11010501 0 0 0 1 10.00125 24
11010601 101010000 10000 110 1 10.00125 24
11010701 100 0.013 0.0. 1
11010702 100 0.025 0.0. 2
11010703 100 0.029 0.0. 3
11010704 100 0.032 0.0. 4
11010705 100 0.034 0.0. 5
11010706 100 0.037 0.0. 6
11010707 100 0.041 0.0. 7
11010708 100 0.044 0.0. 8
11010709 100 0.048 0.0. 9
11010710 100 0.052 0.0. 10
11010711 100 0.057 0.0. 11
11010712 100 0.058 0.0. 12
11010713 100 0.060 0.0. 13

```

11010714	100	0.058	0. 0.	14
11010715	100	0.057	0. 0.	15
11010716	100	0.055	0. 0.	16
11010717	100	0.052	0. 0.	17
11010718	100	0.050	0. 0.	18
11010719	100	0.048	0. 0.	19
11010720	100	0.043	0. 0.	20
11010721	100	0.038	0. 0.	21
11010722	100	0.032	0. 0.	22
11010723	100	0.025	0. 0.	23
11010724	100	0.012	0. 0.	24

*

11010900 1

11010901 0. 10. 10. 0. 0. 0. 0. 1. 0. 1.1 1. 24

*

* passive structure between core and bypass

11101000	24	6	2	1	0.085		
11101100	0			1			
11101101	5			0.088048			
11101201	3			5			
11101301	0.0			5			
11101400	0						
11101401	560.			6			
11101501	101010000	10000	1	1	0.15875		24
11101601	102010000	10000	1	1	0.15875		24
11101701	0	0.	0.	0.	24		
11101801	0.	100.	100.	0. 0. 0. 0. 1.	24		
11101900	1						
11101901	0.	100.	100.	0. 0. 0. 0. 1. 0. 1.1 1.	24		

*

* material tables

*

*

20100100	tbl/ctn	1	1	* UO2
20100200	tbl/ctn	1	1	* gap
20100300	tbl/ctn	1	1	* zircaloy

*

* uo2 conductivity (w/m/k)

20100101	3. 8.361
20100102	366. 7.27
20100103	373. 7.18
20100104	473. 6.10
20100105	533. 5.60
20100106	573. 5.31
20100107	623. 4.99
20100108	673. 4.70
20100109	723. 4.45
20100110	773. 4.22
20100111	823. 4.02
20100112	873. 3.84
20100113	923. 3.67
20100114	973. 3.52
20100115	1023. 3.38
20100116	1073. 3.26
20100117	1123. 3.14
20100118	1223. 2.94
20100119	1273. 2.85
20100120	1323. 2.76
20100121	1373. 2.69

20100122 1423. 2.62
20100123 1473. 2.55
20100124 1523. 2.50
20100125 1573. 2.44
20100126 1623. 2.39
20100127 1673. 2.35
20100128 1723. 2.31
20100129 1823. 2.25
20100130 1873. 2.22
20100131 1923. 2.20
20100132 1973. 2.22
20100133 2023. 2.25
20100134 2073. 2.29
20100135 2123. 2.33
20100136 2173. 2.37
20100137 2223. 2.42
20100138 2273. 2.47
20100139 2323. 2.52
20100140 2423. 2.65
20100141 2473. 2.73
20100142 2523. 2.81
20100143 2573. 2.90
20100144 2623. 2.99
20100145 2673. 3.10
20100146 2773. 3.35
20100147 2823. 3.49
20100148 2873. 3.65
20100149 4200. 5.29
*
* " heat capacity (j/m3/kg)
20100151 3. 2.31e6
20100152 323. 2.57e6
20100153 373. 2.75e6
20100154 473. 2.92e6
20100155 673. 3.13e6
20100156 1373. 3.44e6
20100157 4700. 6.80e6
*
* gap conductivity (w/m/k)
20100201 3. 0.4
20100202 5000. 0.4
*
* " heat capacity (j/m3/kg)
20100251 3. 5.40
20100252 5000. 5.40
*
* zr conductivity (w/m/k)
20100301 3.15 7.
20100302 473.15 1.200438e1
20100303 673.15 1.400510e1
20100304 873.15 1.700793e1
20100305 1073.15 1.900866e1
20100306 1273.15 2.000975e1
20100307 1473.15 2.501085e1
20100308 1673.15 3.001267e1
20100309 1873.15 3.601486e1
20100310 2073.15 4.401777e1
20100311 2273.15 5.502352e1
20100312 3473.15 6.802826e1
*

```

*      "      heat capacity (j/m3/kg)
20100351  373.3      1.904141e6 * the correct value (before 5.3)
20100352  1077.594    2.312171e6
20100353  1185.928    5.712422e6
20100354  1248.428    2.311769e6
20100355  3199.817    2.312171e6
*
*-----
*  general tables
*-----
20210000 power 411 1.0 1.e6
20210001 -1. 1.0
20210002 0. 2.0
20210003 5. 3.0
20210004 10. 5.0
20210005 20. 7.0
20210006 1.e6 7.0
*
*-----
* control variables
*-----
*
* core collapsed level (from BAF to UTP) part 1 of 2
20500100 corlvla      sum 1. 0. 1
20500101 0. 0.15875 voidf 101010000
20500102 0.15875 voidf 101020000
20500103 0.15875 voidf 101030000
20500104 0.15875 voidf 101040000
20500105 0.15875 voidf 101050000
20500106 0.15875 voidf 101060000
20500107 0.15875 voidf 101070000
20500108 0.15875 voidf 101080000
20500109 0.15875 voidf 101090000
20500110 0.15875 voidf 101100000
20500111 0.15875 voidf 101110000
*
* core collapsed level (from BAF) part 2 of 2
20500200 corlvlt      sum 1. 0. 1
20500201 0. 1. cntrlvar 001
20500202 0.15875 voidf 101120000
20500203 0.15875 voidf 101130000
20500204 0.15875 voidf 101140000
20500205 0.15875 voidf 101150000
20500206 0.15875 voidf 101160000
20500207 0.15875 voidf 101170000
20500208 0.15875 voidf 101180000
20500209 0.15875 voidf 101190000
20500210 0.15875 voidf 101200000
20500211 0.15875 voidf 101210000
20500212 0.15875 voidf 101220000
20500213 0.15875 voidf 101230000
20500214 0.15875 voidf 101240000
20500215 0.14827 voidf 101250000
20500216 0.14827 voidf 101260000
*
* core dp (from LP to UP)
20500300 corlvla      sum 1. 0. 1
20500301 0. 1. p      100010000
20500302 -1. p      110010000
*

```

* power exchange through the fuel box wall part 1 of 2

20500400	cobypowa	sum	1. 0. 1
20500401	0. 1. q		102010000
20500402	1. q		102020000
20500403	1. q		102030000
20500404	1. q		102040000
20500405	1. q		102050000
20500406	1. q		102060000
20500407	1. q		102070000
20500408	1. q		102080000
20500409	1. q		102090000
20500410	1. q		102100000
20500411	1. q		102110000
20500412	1. q		102120000
20500413	1. q		102130000
20500414	1. q		102140000
20500415	1. q		102150000
20500416	1. q		102160000
20500417	1. q		102170000
20500418	1. q		102180000
20500419	1. q		102190000
20500420	1. q		102200000

*

* power exchange through the fuel box wall part 2 of 2

20500500	cobypowt	sum	1. 0. 1
20500501	0. 1. q		102210000
20500502	1. q		102220000
20500503	1. q		102230000
20500504	1. q		102240000
20500505	1. q		102250000
20500506	1. q		102260000
20500507	1. cntrlvar	004	

*

* core mass (from BAF to UTP) part 1 of 2

20501000	upmas	sum	1. 0. 1
20501001	0. 1. tmassv		110010000

*

* core mass (from BAF to UTP) part 1 of 2

20501100	cormasa	sum	1. 0. 1
20501101	0. 1. tmassv		101010000
20501102	1. tmassv		101020000
20501103	1. tmassv		101030000
20501104	1. tmassv		101040000
20501105	1. tmassv		101050000
20501106	1. tmassv		101060000
20501107	1. tmassv		101070000
20501108	1. tmassv		101080000
20501109	1. tmassv		101090000
20501110	1. tmassv		101100000
20501111	1. tmassv		101110000

*

* core mass (from BAF to UTP) part 2 of 2

20501200	cormast	sum	1. 0. 1
20501201	0. 1. cntrlvar	011	
20501202	1. tmassv		101120000
20501203	1. tmassv		101130000
20501204	1. tmassv		101140000
20501205	1. tmassv		101150000
20501206	1. tmassv		101160000
20501207	1. tmassv		101170000

20501208	1.	tmassv	101180000
20501209	1.	tmassv	101190000
20501210	1.	tmassv	101200000
20501211	1.	tmassv	101210000
20501212	1.	tmassv	101220000
20501213	1.	tmassv	101230000
20501214	1.	tmassv	101240000
20501215	1.	tmassv	101250000
20501216	1.	tmassv	101260000

*

* cards 2080 mass

*

20800001	tmassv	100010000
20800002	tmassv	110010000
20800003	tmassv	101010000
20800004	tmassv	101020000
20800005	tmassv	101030000
20800006	tmassv	101040000
20800007	tmassv	101050000
20800008	tmassv	101060000
20800009	tmassv	101070000
20800010	tmassv	101080000
20800011	tmassv	101090000
20800012	tmassv	101100000
20800013	tmassv	101110000
20800014	tmassv	101120000
20800015	tmassv	101130000
20800016	tmassv	101140000
20800017	tmassv	101150000
20800018	tmassv	101160000
20800019	tmassv	101170000
20800020	tmassv	101180000
20800021	tmassv	101190000
20800022	tmassv	101200000
20800023	tmassv	101210000
20800024	tmassv	101220000
20800025	tmassv	101230000
20800026	tmassv	101240000
20800027	tmassv	101250000
20800028	tmassv	101260000

*

* cards 2080 central temp

*

20800031	httemp	101000101
20800032	httemp	101000201
20800033	httemp	101000301
20800034	httemp	101000401
20800035	httemp	101000501
20800036	httemp	101000601
20800037	httemp	101000701
20800038	httemp	101000801
20800039	httemp	101000901
20800040	httemp	101001001
20800041	httemp	101001101
20800042	httemp	101001201
20800043	httemp	101001301
20800044	httemp	101001401
20800045	httemp	101001501
20800046	httemp	101001601
20800047	httemp	101001701

20800048 httemp 101001801
20800049 httemp 101001901
20800050 httemp 101002001
20800051 httemp 101002101
20800052 httemp 101002201
20800053 httemp 101002301
20800054 httemp 101002401
*
* cards 2080 total mass
*
20800054 systms 1
*
.

Summary

Systems utilizing boiling phenomenon dissipate large heat fluxes at small temperature differences. But under some conditions called “critical conditions” the steam produced forms an insulating layer over the surface and leads to large surface temperature. In the heat flux controlled systems, such as nuclear reactors, fossil-fueled boilers, etc., the critical heat flux (CHF) condition causes a drastic reduction of heat transfer coefficient and sometimes involves a physical failure of the heated surface. So, the critical heat flux forms a very important limit in the safety analysis of nuclear reactors. The critical heat flux called also boiling crisis depends on flow conditions and can be classified as departure from nucleate boiling (DNB) under subcooled boiling or low quality conditions. This later occurs at relatively high heat flux while dryout occurs under high quality and low heat flux.

The present study covers the prediction of the crisis boiling by two different approaches: mechanistic and empirical. In this study, the performance of twelve critical heat flux methods/correlations published in the open literature have been assessed. The study concerns the simulation of an axially non-uniform heat flux distribution with the RELAP5 computer code in a single boiling water reactor channel benchmark problem. The nodalization scheme employed for the considered particular geometry, as modelled in RELAP5 code, is described. For this purpose a review of critical heat flux models/correlations applicable to non uniform axial heat profile is provided. Simulation results using the RELAP5 code and those obtained from our computer program, based on three type predictions methods such as local conditions, F-factor and boiling length average approaches were compared.

Key words : Critical heat flux, non uniform heat flux, Relap5 code, local conditions, F-factor, boiling length.

المخلص

الأنظمة التي تتدخل في ظاهرة الغليان في الحالة العادية تحرر و تنتج كمية كبيرة من الحرارة خلال مجالات صغيرة لدرجة الحرارة، لكن تحت بعض الشروط المسماة " الشروط الحرجة " البخار الناتج يشكل حاجز حراري يسبب في ارتفاع مفاجئ لدرجة الحرارة. في الأنظمة ذات التدفق الحراري المحتم مثل المفاعلات النووية و الغليان و مولدات البخار الخ ، التدفق الحراري الحرج يسبب اضمحلال مفاجئ للمعامل الحراري الذي قد يؤدي إلى انصهار الجدار الساخن . هذه الظاهرة المفاجئة و المدمرة التي يجب تفاديها تسمى أيضا أزمة الغليان ، لهذا السبب يعتبر الغليان ذي أهمية في دراسة أمن مفاعلات الأبحاث و مفاعلات الاستطاعة.

حسب شروط التسرب يوجد نوعين من أزمة الغليان : أزمة الغليان الضعيفة المسماة caléfaction باللغة الانجليزية (Departure from nucleate boiling) ، و أزمة الغليان العالية المسماة التجفيف (Dryout) ، التدفق الحرج - راري الحرج - (Critical Heat Flux أو CHF) المتحصل عليه من الطريقة الثانية أقل خطورة و أهمية . خلال هذه الدراسة نكتفي بالنمذجة و التنبؤ بظاهرة النوع الأول أي الغليان الضعيف الذي نصادفه في المناطق ضعيفة التشبع .

في النهاية نذكر ببيولوجرافي حول النماذج و الأنماط للتدفق الحراري الحرج الضعيف التيرموهيدناميكي و المطابقة لطريقة التسخين : الموحد و غير الموحد. الفناء المرجعية لمفاعل الماء المغلي تم محاكاتها بواسطة RELAP5 ، هندسته و نمذجته تم تحليلها بطريقة مفصلة . و النتائج المتحصل عليها تمت مقارنتها مع التي تحصلنا عليها بالبرامج المكتوبة بلغة Fortran 95 ، و حسب دراستنا تم وضع ثلاث طرق للتنبؤ :

- الطرق المعتمدة على فرضية الشروط المحلية .
- الطرق التي تستعمل مفهوم معامل F .
- طرق التدفق المتوسط خلال مدة الغليان .

كلمات المفاتيح :

التدفق الحرج - راري الحرج ، التدفق الحرج - راري غير الموحد ، طريقة RELAP5 ، الشروط المحلية ، معامل F ، مدة الغليان .