

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET

FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE



MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Génie Mécanique

Parcours : Master

Spécialité : Énergétique

THÈME

Etude prospective de substitution du fluide réfrigérant de l'installation thermohydraulique hors-pile par le biais du code ANSYS-CFX : Validation & Vérification des résultats numériques par rapport aux données expérimentales " look-up table 2006 "

Préparé par :Mr. AYAD FOUAD

Devant le Jury :

Noms et prénoms	Grade	Lieu d'exercice	Qualité
Mr.SASSI	MCA	UIK Tiaret	Président
Mr.GUEMMOUR MOHAMED	MCB	UIK Tiaret	Examinateur
Mr.YOUCEF BOUAICHAOU	CP	CRN Birine	Co-Encadrant
Mr.HICHAM ABOSHIGHIBA	MCB	UIK Tiaret	Encadrant

PROMOTION 2018 /2019

Résumé

Dans ce travail, on se propose d'étudier la possibilité de substituer le fluide primaire Fréon 11 (Trichlorofluorométhane CCl₃F sous appellation commerciale R11) utilisé dans la boucle thermohydraulique expérimentale, objet de l'étude de la crise d'ébullition. En effet, l'utilisation du R11 offre l'avantage d'obtenir un changement de phase avec des niveaux de flux de chaleur relativement bas permettant ainsi l'étude du phénomène en écoulement diphasique. La section annulaire permet de simuler, dans une certaine mesure, un canal d'un réacteur nucléaire avec un assemblage combustible comportant un seul élément combustible, l'énergie nucléaire étant remplacée par l'énergie électrique. Néanmoins, le R11 est un CFC faisant partie des gaz qui contribuent à la dégradation de la couche d'ozone dont l'Algérie a ratifié le protocole de Montréal relatif à l'élimination de cette substance nuisible.

A cet effet, quatre fluides de travail (non-CFC) sont judicieusement sélectionnés pour remplacer le R11, à savoir le R123, R134a, R143a & R744, et ce à travers une modélisation mise en œuvre pour simuler les essais expérimentales à l'aide du code CFD (Computational Fluid Dynamics) ANSYS CFX-14.5 en reproduisant la section d'essais du dispositif expérimental. Cette étude couvre une large gamme de conditions thermohydraulique, elle prédit les taux de transfert de chaleur de différents fluides et les limites de transition pour chaque régime d'écoulement. En fin les résultats issus des quatre fluides ont été transposés vers leur équivalent en eau et comparés à ceux déduit de l'expérimentation et des corrélations disponibles dans la littérature pour opter au fluide de substitution approprié.

Abstract

In this work, it is proposed to study the possibility of substituting the primary fluid Freon 11 (Trichlorofluoromethane CCl_3F under commercial name R11) used in the experimental thermohydraulic test facility, subject of the study of the boiling crisis. Indeed, the use of R11 offers the advantage of obtaining a phase change with relatively low heat flux levels thus allowing the study of the phenomenon in two-phase flow. The annular section makes it possible to simulate, to a certain extent, a channel of a nuclear reactor with a fuel assembly comprising a single fuel element, the nuclear energy being replaced by the electrical energy. Nevertheless, R11 is a CFC part of the gases that contribute to the degradation of the ozone layer that Algeria has ratified the Montreal Protocol on the disposal of this harmful substance.

For this purpose, four working fluids (non-CFC) are judiciously selected to replace the R11, namely the R123, R134a, R143a & R744, and this through a modeling implemented to simulate the experimental tests using ANSYS CFX-14.5 CFD (Computational Fluid Dynamics) code by reproducing the experimental test section. This study covers a wide range of thermohydraulic conditions, it predicts the heat transfer rates of different fluids and the transition limits for each flow regime. Finally the results from the four fluids were transposed to their water equivalent and compared to those deduced from the experimentation and correlations available in the literature to opt for the appropriate substitution fluid.

ملخص

من وراء هذا العمل نقترح المساهمة في دراسة إمكانية استبدال السائل الأولي $Trichlorofluoromethane (CCl_3F)$ تحت الاسم التجاري $R11$ المستخدم في منشآت التطبيقية للتحويل الحراري أثناء الانسياب الصاعد و المتسارع المرفق بالتغير في حالة السائل على امتداد قناة عمودية ذات هندسة حلقيّة, وهذا لمحاكات الى حد ما عينة من قلب مفاعل نووي.

يسمح سائل $R-11$ الحصول على التغير في حالة السائل بنسبة ضغط و كثافة حرارية منخفضة و أثرها على التحويل الحراري من بداية الغليان و حتى التدفق الحراري الحرج الذي يتميز بانخفاض سريع في عملية التبادل الحراري في المنطقة ما بين السائل والجدار الساخن من الأنبوب، مما يؤدي إلى نوبان هذا الأخير يعتبر $R11$ جزء من الغازات الكلوروفلوروكربونية التي تسهم في تدهور طبقة الأوزون حيث صادقت الجزائر على بروتوكول مونتريال بشأن التخلص من هذه المادة الضارة.

فلهذا الغرض، تم اختيار أربعة سوائل عمل (غير CFC) بحكمة استبدال $R11$ ، وهي $R123$ ، $R134a$ ، $R143a$ و $R744$ ، وهذا من خلال نموذج تم تنفيذه لمحاكاة الاختبارات التجريبية باستخدام $ANSYS$ $CFX-14.5$ عن طريق إعادة إنتاج قسم اختبار الجهاز التجريبي حيث تغطي هذه الدراسة مجموعة واسعة من الظروف من تدفق حراري، سرعة المبرد و كذا درجة حرارته عند مدخل القناة. و قد سمحت هذه التجارب بوصف الآليات التي تحكم الظواهر في المنطقة القريبة من الجدار الساخن و قياس معامل التبادل الحراري، و تتوقع معدلات نقل الحرارة للسوائل المختلفة و حدود الانتقال لكل نظام تدفق.

أخيرًا، تم نقل نتائج السوائل الأربعة إلى مكافئها المائي ومقارنتها بالنتائج المستخلصة من التجارب مع نتائج المحاكاة وكذلك مع نتائج نظرية و تطبيقية أخرى متاحة لاختيار امثل لمائع الاستبدال المناسب بدلا عن $R11$.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
 Chapitre.1 - Principes fondamentaux de la thermohydraulique	
1.1 - Introduction.....	4
1.2 - Généralités sur les réacteurs nucléaires	4
1.3 - Origine de l'énergie produite dans le cœur	5
1.4 - Description générale d'un réacteur	7
1.4.1 - Bloc réacteur.....	7
1.4.1.1 - La cuve ou enceinte primaire.....	8
1.4.1.2 - Le cœur.....	8
1.4.1.2.1 - Le combustible.....	9
1.4.1.2.2 - L'élément combustible	9
1.4.1.2.3 - L'assemblage combustible	10
1.4.1.2.4 - Le modérateur.....	10
1.4.1.2.5 - Le réfrigérant (caloporteur).....	10
1.4.1.2.6 - Le réflecteur.....	11
1.4.1.2.7 - Eléments de commande et de contrôle.....	11
1.4.2 - Equipements thermiques	11
1.4.2.1 - Echangeur de chaleur.....	12
1.4.2.2 - Générateur de vapeur.....	12
1.4.2.3 - Condenseur.....	12
1.4.2.4 - Tour de refroidissement.....	12
1.4.2.5- Turbine.....	13
1.4.3 -Les principaux types de réacteurs nucléaires	13
1.4.3.1 - Les réacteurs de puissance à eau légère (LWR).....	13
1.4.3.1.1 - Les réacteurs à eau sous pression (PWR)	14
1.4.3.1.2- Réacteurs à eau ordinaire bouillante (BWR).....	15
1.5 - La crise d'ébullition	16
1.5.1 - L'assèchement.....	17

1.5.2 - La caléfaction.....	17
1.6- Ebullition en écoulement forcé dans une conduite verticale.....	20
1.6.1 - Description générale du processus de vaporisation dans un canal chauffé.....	20
1.6.2 - Les régimes de l'ébullition convective.....	22
1.7 - Définitions fondamentales en écoulement diphasique.....	23
1.7.1 - Paramètres de référence de cette étude.....	24
1.7.2 - Diamètre équivalent hydraulique et chauffée	26
1.7.3 - Définition des nombres adimensionnels caractéristiques.....	27
1.8 - Initiation de l'ébullition.....	28
1.8.1 - Mécanisme physique et prédiction du phénomène.....	29
1.9 - Apparition significative de la vapeur.....	29
1.10 - Crise d'ébullition.....	30
1.10.1 - Mécanisme physique de la crise d'ébullition.....	31
1.10.2 - Méthodes de prédiction du CHF.....	32
1.10.2.1 - Méthodes analytiques pour l'estimation du CHF.....	33
1.10.2.2 - Méthodes expérimentales et corrélations pour l'estimation du CHF.....	33
1.10.2.3 - Prédiction du CHF par la table « Look-up Table ».....	34
1.10.2.3.1 – Application à un diamètre du tube autre que 8 mm.....	35
1.10.2.3.2-Application à la géométrie annulaire.....	35
1.10.3 - Méthode de transposition fluide-fluide.....	36
1.10.3.1 - Modèle d'AHMED.....	38
1.10.3.2 - Modèle de KATTO.....	39
1.10.4 – Fluides frigorigène simulant : choix et impacts environnementaux.....	40
1.10.4.1 – Le dioxyde de carbone R744.....	41
1.10.4.2– Les dérivés halogénés.....	42
1.10.4.2.1 – Les HCFC et CFC.....	42
1.10.4.2.2 – Les HFC.....	43
1.10.5 – Les fluides frigorigènes et l'environnement.....	43
1.10.5.1 – Le GWP.....	43
1.10.5.2 – L'effet de serre.....	44
1.10.6 – Les HC.....	45

1.10.7 - Prédiction de la configuration de l'écoulement.....	45
1.11 - Conclusion.....	47

Chapitre.2 – Approche de la modélisation CFD pour simuler les gaz réfrigérants de substitution

2.1 - Introduction.....	48
2.2 - Etapes d'une simulation par ANSYS-CFX.....	48
2.5 - Volumes finis :.....	49
2.5.1 - Formulation monodimensionnelle de l'Equation de Poisson par la MVF.....	50
2.5.2 - Méthode des Volumes Finis dans le cas bidimensionnel.....	51
2.5.3 - Méthode des Volumes Finis dans le cas tridimensionnel.....	53
2.6 - Modélisation géométrique et maillage par ICEM-CFX.....	54
2.7 - Conditions aux limites CFX-Pre.....	55
2.8 - Solveur.....	56
2.9 - Traitement des résultats CFX-Post.....	57
2.10 - Modélisation CFD des écoulements bouillants convectifs.....	57
2.10.1 - Modélisation du flux pariétal.....	58
2.10.1.1 - Modèle mécaniste de Kurul et Podowski.....	58
2.10.2- Modélisation CFD par le code ANSYS-CFX.....	61
2.10.2.1 - Le Modèle à deux fluides.....	61
2.10.2.2 - Modélisation du flux de chaleur pariétal.....	62
2.10.2.3 - Modélisation de la turbulence	64
2.10.2.3.1 - Simulation numérique directe : DNS.....	64
2.10.2.3.2 - Approches moyennées.....	66
2.10.2.3.2.1 - Modèles de turbulence de type RANS.....	66
2.10.2.3.2.1.1 - La moyenne de Reynolds.....	66
2.10.2.3.2.1.2 - Modélisation de la turbulence, cas du modèle $k - \epsilon$	67
2.10.2.3.2.1.3 - Modélisation de la turbulence, cas du modèle $k - \omega$ (Standard).....	68
2.10.2.3.2.1.4 - Modèle de turbulence $K-\omega$ SST (Shear Stress Transport).....	69
2.10.2.3.3 - Traitement près de la paroi.....	70
2.10.2.4 – Modélisation de la turbulence lors du changement de phase.....	74

2.11- Conclusion.....	75
-----------------------	----

Chapitre.3 -Résultats et interprétations

3.1 – Introduction	76
3.2 – Analyse de la similitude des propriétés thermodynamiques.....	76
3.3 – Analyse de sensibilité au maillage.....	78
3.4 – Etude d’un écoulement monophasique	82
3.4.1 – Estimation du coefficient de transfert de chaleur expérimental.....	83
3.5 – Résultats et discussion	84
3.6 – Etude comparative de différents fluides lors du changement de phase.....	86
3.6.1 – Initiation de l’ébullition l’ONB et l’OSV.....	86
3.6.1.1 – Analyse de résultats relatifs à l’ONB et l’OSV.....	88
3.6.1.2 – Analyse de résultats relatifs aux paramètres d’ébullition	91
3.6.1.3 – Analyse du choix préliminaire du R123 comme substituant du R11	95
3.6.2 – Crise d’ébullition.....	97
3.6.2.1-Transposition du CHF du R11 vers l’eau et évaluation des facteurs de mise à l’échelle.....	98
3.6.2.1.1 - Mise à l’échelle R11-Eau.....	98
3.6.2.1.2-Evaluation des Facteurs de mise à l’échelle.....	98
3.6.2.2 - Flux de Chaleur Critique dans un tube de 8 mm tirés de « Look-up Table ».....	101
3.6.2.3-Comparaison des CHF _{R11} transposés aux fluides de substitution puis comparés à leurs équivalents en eau par rapport aux valeurs tirées de « look-up table 2006 ».....	102
3.6.2.4- La détermination de la configuration de l’écoulement lors de l’occurrence de la crise d’ébullition pour différents fluides.....	103
3.6.2.5 – Cas particulier d’un écoulement horizontal.....	106
3.7 - Conclusion	108
Conclusion générale.....	109
Bibliographie.....	110

Liste des figures

Chapitre.1 - Principes fondamentaux de la thermohydraulique

Figure-1.1- Schéma de principe de la réaction de fission	5
Figure 1.2 - Coupe longitudinale d'une cuve de réacteur	8
Figure 1.3 - cœur de réacteur nucléaire	9
Figure 1.4 - Préparation d'un assemblage combustible	10
Figure 1.5 - Schéma de principe d'un réacteur à eau sous pression.....	15
Figure 1.6 - Schéma de principe d'un réacteur à eau bouillante	16
Figure 1.7 - Crise d'ébullition : passage de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film à contact d'une paroi chauffée	18
Figure 1.8 - Régimes d'écoulement en tube vertical en ébullition convective	22
Figure 1.9 - Taux de vide dans une section transversale	25
Figure 1.10 - Coupe de la géométrie annulaire	26
Figure 1.11 - Carte d'ébullition des différentes régions d'échange thermique	31
Figure 1.12 - Mécanismes de crise d'ébullition sous saturée ou à faible titre	32
Figure 1.13 - Exemple de déduction du CHF à partir de look-up table(LUT) 2006.....	35
Figure 1.14 - Carte de Hewitt et Roberts établie pour les écoulements eau-air jusqu'à 5.4 bar et vérifiée pour les écoulements eau-vapeur jusqu'à 69 bar.....	46

Chapitre.2 - Approche de la modélisation CFD pour simuler les gaz réfrigérants de substitution convectifs

Figure 2.1- Approche de modélisation CFD.....	49
Figure2.2- Discrétisation en volumes finis dans le cas monodimensionnel	51
Figure 2.3 – Discrétisation en volumes finis du domaine d'étude dans le cas bidimensionnel.....	52
Figure 2.4- Description bidimensionnel d'un volume fini.	52
Figure 2.5- Description d'un volume élémentaire de base.....	53
Figure 2.6 -ICEM géométrie et maillage 3D sur un secteur angulaire θ de 60°......	54
Figure 2.7 - géométrie horizontale d'un écoulement stratifié	54
Figure 2.8- Schéma global de la boucle d'essai	55
Figure 2.9 -conditions aux limites du domaine de calcul numérique dans CFX-Pre...	55

Figure 2.10: Calcul des résidus durant l'exécution dans CFX-Solver.....	56
Figure 2.11: Calcul des résidus durant l'exécution dans CFX-Post.....	57
Figure 2.12 : Evaluation de température de paroi dans les modèles mécanistes.....	59
Figure. 2.13 : mécanisme de répartition de flux pariétal.....	63
Figure 2.14 : Diagramme de Moody.....	73
Figure 2.15: Profil de vitesse dans une couche limite turbulente et différentes sous couche.....	73

Chapitre.3 - Résultats et interprétations

Figure 3.1 - Rapports de densité liquide et gaz (R11-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique	76
Figure 3.2 -Rapports de densité liquide et gaz (R123-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique.....	76
Figure 3.3 - Rapports de densité liquide et gaz (R134a-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique.....	76
Figure 3.4 -Rapports de densité liquide et gaz (R143a-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique.....	76
Figure 3.5 -Rapports de densité liquide et gaz (R744-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique.....	77
Figure 3.6 - Rapports de densité liquide et gaz de l'ensemble des fluides simulant en fonction des pressions normalisées à la pression critique	77
Figure 3.7 - Distributions radiales des températures du R11 pour différentes grilles de maillages	79
Figure 3.8 - Evolution des températures de paroi chauffée le long de la section d'essai pour différentes grilles de maillages	79
Figure 3.9 -(Couleur) Contours de la température du R11 pour six(06) grilles de maillage à une section transversale situé à 950 mm de l'entrée.....	79
Figure 3.10 -Evolution du taux de vide le long de la section d'essai pour différentes grilles de maillages.....	80
Figure 3.11 - Evolution des températures de paroi chauffée le long de la section d'essai pour différentes grilles de maillages	80

Figure 3.12 -(Couleur) Contours de la température du R11 pour six(06) grilles de maillage à une section transversale situé à 950 mm de l'entrée.....	81
Figure 3.13 -Evolution de la température du paroi chauffée le long de la section d'essai.....	84
Figure 3.14 -Evolution de la température du liquide le long de la section d'essai.....	84
Figure 3.15 -Evolution du coefficient d'échange le long de la section d'essai calculé par CFX	84
Figure 3.16 - Evolution du coefficient d'échange le long de la section d'essai calculé par corrélation de Dittus-Bölder	84
Figure 3.17 -Evolution du coefficient d'échange le long de la section d'essai calculé par corrélation de Petukhov et Popov	85
Figure 3.18 - Evolution du coefficient d'échange le long de la section d'essai calculé par corrélation de Gienlenski	85
Figure 3.19 -Description schématique du profil du taux de vide axial lors de l'ébullition sous-refroidis pour un écoulement vertical ascendant.....	86
Figure 3.20 - Evolution axiale de la surchauffe pariétale (à gauche) et l'évolution 3D du taux de vide (à droite).....	88
Figure 3.21 - Évolution axiale du taux de vide calculé par CFX pour les conditions de saturation (à gauche) et diphasique (à droite).....	88
Figure 3.22 -Évolution radiale de la température du liquide en conditions de saturation relative au différents fluides et différents plans.....	89
Figure 3.23 -Évolution radiale de la température du liquide en conditions diphasique relative au différents fluides et différents plans.....	89
Figure 3.24 - Évolution radiale du taux de vide en conditions de saturation relative au différents fluides et différents plans.....	89
Figure 3.25 - Évolution radiale du taux de vide en conditions de saturation relative au différents fluides et différents plans.....	90
Figure 3.26 - Evolution axiale de flux de convection en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite).....	92
Figure 3.27 -Evolution axiale de flux d'évaporation en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite).....	92

Figure 3.28 - Evolution axiale de site actifs de nucléation en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite).....	92
Figure 3.29 -Evolution axiale de la fréquence de détachement en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite).....	93
Figure 3.30 -Evolution axiale du temps d'attente en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite).....	93
Figure 3.31 -Evolution axiale du diamètre de détachement en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite).....	93
Figure 3.32 -Evolution de la viscosité effective	94
Figure 3.33 -Evolution de la viscosité moléculaire.....	94
Figure 3.34 -Evolution de la température suivant la direction axiale	95
Figure 3.35 -Evolution du taux de suivant la direction axiale	95
Figure 3.36 -Evolution radiale des températures du liquide du R11 & R123 au plan situé à 5 cm de l'entrée	95
Figure 3.37 - Evolution du coefficient d'échange de chaleur suivant la direction axiale pour le R11 & R123.....	95
Figure 3.38 - Approche expérimentale de la crise d'ébullition.....	96
Figure 3.39 -Comparaison du CHF expérimental du R11 transposé vers les fluides de substitution et vers l'eau par rapport à look-up table en utilisant la méthode de substitution directe et la méthode de correction de la géométrie annulaire.....	102
Figure 3.40 -Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R11 transposé vers l'eau.....	103
Figure 3.41 Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R123 issu du CHF-R11 transposé vers l'eau	103
Figure 3.42 - Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R134a issu du CHF-R11 transposé vers l'eau.....	103
Figure 3.43 - Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R143a issu du CHF-R11 transposé vers l'eau.....	103
Figure 3.44 - Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R744 issu du CHF-R11 transposé vers l'eau.....	104

Figure 3.45 - Ecoulement horizontal dans un tube annulaire avec chauffage interne ...	105
Figure 3.46 - Distribution 3D du taux de vide du R11 en écoulement horizontal	106
Figure 3.47 - Fraction de vide axiale en écoulement horizontal pour les cinq gaz.....	106
Figure 3.48 - Fraction de vide axial en écoulement horizontal pour R11 et R123.....	106

Liste des tableaux

Tableau 1 -Critère de Similitude d’AHMED.....	39
Tableau 2 - des dates d’élimination des substances réglementées.....	66
Tableau 3 - Les principaux HFC	43
Tableau 4 - Valeurs du GWP relatif au Partenariat européen pour l’énergie et l’environnement (EPEE) [6]. SACO: substances appauvrissant la couche d'ozone. PFC.....	44
Tableau 5 -Gaz à effet de serre: émission en 2000 (en tonnes) d’après le Partenariat européen pour l’énergie et l’environnement (EPEE)	44
Tableau 6 - propriétés thermodynamique des gaz frigorigènes utilisés.....	45
Tableau 7 - les constantes empiriques du modèle $k-\omega$	69
Tableau 8 -Constantes turbulentes dans les équations gouvernantes du modèle $K - \omega SST$	70
Tableau 9 - les propriétés des différents maillages avec y^+	79
Tableau 10 - Facteurs multiplicateurs de transposition R11-Fluide simulant.....	99
Tableau 11 - Comparaison entre les valeurs expérimentales du CHF déduites de l’installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents en Eau avec celles obtenus des look-up table (2006).....	99
Tableau 12 - Comparaison du CHF expérimental déduit de l’installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents R123 puis en Eau avec le CHF obtenu à partir des look-up table (2006).....	100
Tableau 13 - Comparaison du CHF expérimental déduit de l’installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents R134a puis en Eau avec le CHF obtenu à partir des look-up table (2006).....	100
Tableau 14 - Comparaison du CHF expérimental déduit de l’installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents R143a puis en Eau avec le CHF obtenu à partir des look-up table (2006).....	100
Tableau 15 - Comparaison du CHF expérimental déduit de l’installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents R744 puis en Eau avec le CHF obtenu à partir des look-up table (2006).....	101

NOMENCLATURES

Caractères latins

Symbole	Signification physique	Unité
A	Aire ou surface (section de passage)	[m ²]
A _{fc}	la fraction d'aire influencée par les bulles	[m ²]
A _{tc}	la fraction seulement influencée par la convection monophasique	[m ²]
C _p	Chaleur spécifique	[J.kg ⁻¹ K ⁻¹]
C _{pl}	Chaleur spécifique de la phase liquide	[J.kg ⁻¹ K ⁻¹]
D _ω	terme de diffusion supplémentaire	[Kg.m ⁻³ s ⁻²]
D _l	Diamètre de détachement de la bulle	[m]
d _{ch}	Diamètre de tube chauffé	[m]
d _h	Diamètre hydraulique	[m]
d _i	Diamètre interne	[m]
d _o	Diamètre externe	[m]
f	La fréquence moyenne de décollage des bulles	[s ⁻¹]
G	Vitesse massique	[Kg.m ⁻² s ⁻¹]
G _k	terme de la production de K	[Kg.m ⁻¹ s ⁻³]
G _ω	terme de la production de ω	[Kg.m ⁻³ s ⁻²]
g	Accélération de la pesanteur	[m.s ⁻²]
\vec{g}	Vecteur d'accélération gravitationnel	[m.s ⁻²]
H	Enthalpie massique	[J.kg ⁻¹]
H _{LV}	Chaleur latente de vaporisation	[J.kg ⁻¹]
h	Coefficient de transfert de chaleur	[w/m ² °C]
h _x	Coefficient de transfert de chaleur local	[w/m ² °C]
h _{ki}	enthalpie de la phase k devant l'interface	[J.kg ⁻¹]
i ₁ ^{sat}	Enthalpie massique du liquide à la saturation	[J.kg ⁻¹]
i _e ^{sat}	Enthalpie du liquide saturé à l'entrée	[J.kg ⁻¹]
k	Energie cinétique turbulente	[m ² .s ⁻²]
M	Débit massique du fluide	[kg/s]
\vec{M}_{ki}	le transfert interfacial de QDM à la phase k	[kg.m ⁻² .s ⁻²]
Nu	Nombre de Nusselt	[1]
P	Pression de service	[Pa]
P _{ch}	périmètre chauffé du canal	[m]
P _m	Périmètre mouillé du canal	[m]
Pe	Nombre de Peclet	[1]
Pr	Nombre de Prandtl	[1]

Pr_l	Nombre de Prandtl du liquide	[1]
Q_{ki}	transfert de chaleur interfacial	[W.m ⁻³]
q	Densité de flux	[w/m ²]
Re	Nombre de Reynolds	[1]
SE	Section d'essai	[-]
St	Nombre de Stanton	[1]
T	Température	[°C]
T_c	Température du thermocouple	[°C]
T_m	Température moyenne du fluide dans la section d'essai	[°C]
T_p	Température de paroi	[°C]
T_{sat}	Température de saturation	[°C]
t	Temps	[s]
t_w	Le temps d'attente entre le décollage d'une bulle et la formation d'un nouvel embryon de bulle	[s]
$U_{k,j}$	vecteur vitesse	[m.s ⁻¹]
v_l	vitesse locale de liquide à la cellule proche de la paroi	[m.s ⁻¹]
X	Titre massique	[1]
Y_K	terme de la dissipation pour K	[Kg.m ⁻¹ s ⁻³]
Y_ω	terme de la dissipation pour ω	[Kg.m ⁻³ s ⁻²]
Z	Abscisse (cote) selon l'axe de la conduite	[m]
Z_{sat}	Cote à laquelle la température du liquide atteint la saturation	[m]

Caractères grecs

Symbole	Signification physique	Unité
α	Taux de vide	[-]
β	Coefficient de dilatation thermique	[K ⁻¹]
Δh_{sub}	Sous saturation de l'enthalpie, $h_{l,sat}-h_l$	[J.kg ⁻¹]
ΔT_{sat}	Sous saturation $T_{sat}-T_l$	[°C]
σ	Tension superficielle	[N.m ⁻¹]
φ	Densité de flux thermique	[w/m ²]
λ	Conductibilité thermique	[W.m ⁻¹ K ⁻¹]
μ	Viscosité dynamique	[Kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique	[m ² .s ⁻¹]
ρ	Masse volumique	[Kg.m ⁻³]
ρ_g	Masse volumique de la vapeur	[Kg.m ⁻³]
ω	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	[s ⁻¹]
$\bar{\tau}_k$	Tenseur des contraintes de la phase k	[Kg. m ⁻¹ s ⁻²]
$\bar{\tau}_k^{Re}$	Tenseur de Reynolds des contraintes turbulentes de la phase k	[m ² .s ⁻²]
τ_Q	l'intervalle de temps entre le départ d'une bulle et le début de la croissance d'une autre	[s]
Γ_k	transfert de masse interfacial	[Kg.m ⁻³ .s ⁻¹]
Γ_K	Coefficient de la diffusion turbulente K	[Kg.m ⁻¹ s ⁻¹]
Γ_ω	Coefficient de la diffusion turbulente ω .	[Kg.m ⁻¹ s ⁻¹]

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je louange Allah, et que ma réussite n'est due que par lui, et je lui invoque pour me pourvoir en plus la science bénéfique.

Je commence à présenter mes remerciements à mon père qui m'a poussé énormément dans ma vie et dans mon cursus scientifique par ses recommandations et ses orientations bénéfiques.

Ce travail a été réalisé au Centre de Recherche Nucléaire de Birine (CRNB) sous la direction scientifique de Monsieur Y. BOUAICHAOUI, Chercheur Principal au Département de Thermohydraulique, Division Technologie Nucléaire.

Je lui exprime toute ma gratitude pour m'avoir accueilli et permis de mener à bien ce travail. Qu'il accepte mes vifs remerciements pour l'aide précieuse qu'il n'a pas cessé de me prodiguer pendant toute la durée de ce travail en dépit de ces nombreuses occupations.

Je suis très honoré d'être encadré par M.H ABOSHIGHIBA, Maître de Conférences à l'Université Ibn-Khaldoun de Tiaret qui a su m'aider, me soutenir et orienter mes travaux aux bons moments, avec professionnalisme, rigueur et gentillesse. Je lui apporte ma plus sincère gratitude pour le temps précieux qu'il m'a accordé tout au long de l'élaboration de ce mémoire.

Mes remerciements les plus sincères vont aussi à M. SASSI Maître de Conférences à l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence du jury d'examen.

Je tiens à remercier Monsieur I. ABDELANIDirecteur Général du Centre de Recherche Nucléaire de Birine d'avoir mis à ma disposition tous les moyens humains et matériels pour mener à bien ce travail.

J'exprime ma grande gratitude à Monsieur M. GUEMMOUR, Maître de Conférences et Chef de département de génie mécanique à l'Univesité Ibn Khaldoun de Tiaret, pour la main forte qu'il m'a apportée pour la réalisation de ce projet de fin d'étude au niveau du Centre de Recherche Nucléaire de Birine, je suis très honoré de sa présence dans le jury d'examen..

Ayad Fouad

Dédicaces

*Je dédie ce travail à mon père et ma mère et à mes frères
et mon frère Zakaria et à mes proches.*

*Je présente ce travail aux tous les professeurs et les étudiants
de département génie mécanique.*

Introduction générale

Les phénomènes d'ébullition pouvant survenir dans les cœurs des réacteurs nucléaires sont des phénomènes nuisibles affectant très sensiblement les aspects de sûreté et de sécurité de ces installations engendrant des accidents affectant leurs intégrités. Pour pouvoir étudier en profondeur ces phénomènes physiques et prédire leur apparition il est indispensable de faire appel à des installations expérimentales simples et réduites, utilisant des fluides permettant de travailler avec des gammes de flux de chaleur et de pression nettement plus faibles qu'à l'échelle réelle et de simuler les différentes phases de l'initiation de l'ébullition jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition à l'intérieur du cœur d'un réacteur nucléaire, plus précisément au voisinage immédiat des crayons combustibles.

La crise d'ébullition est un phénomène physique qui se produit suite à une ébullition locale intense où une couche de vapeur isole la gaine de l'élément combustible du fluide réfrigérant et engendre une dégradation de phénomène de transfert de chaleur. Dans le cas des réacteurs où le flux de chaleur est imposé, la crise d'ébullition se manifeste par une augmentation brutale de la température de la gaine de l'élément combustible conduisant à sa fusion.

Le Centre de Recherche Nucléaire de Birine qui a pour mission, entre autres, le développement technologique des dispositifs expérimentaux dédiés aux applications nucléaires a conçu et a réalisé, par les compétences du secteur, une installation thermohydraulique expérimentale dédiée à l'étude des écoulements à flux de chaleur imposé

Cette installation a connu récemment une mise à niveau de son champ d'applications se limitant à substitution de la section d'essai en acier inox opaque par une autre section en verre pyrex permettant la visualisation des configurations d'écoulements ainsi que l'amélioration de système d'acquisition des données.

Dès sa conception, la boucle thermohydraulique expérimentale, objet de l'étude de la crise d'ébullition, utilise comme fluide réfrigérant très stable le Fréon 11 (Trichlorofluorométhane CCl₃F sous appellation commerciale R11) offrant l'avantage d'obtenir l'ébullition à des

températures basses au environ de 23°C. Le choix d'un tel réfrigérant (R-11) est justifié par la spécificité de ses caractéristiques physiques qui offrent l'avantage d'obtenir un changement de phase avec des niveaux de flux de chaleur relativement bas. Il est à noter que la basse pression permet de réduire la complexité et le coût de l'installation d'essai pour simuler les conditions de pressions dans les réacteurs nucléaires qui sont nettement plus élevés. Néanmoins, le R-11 est un fluide chlorofluorocarbures ou CFC faisant partie de la famille des halogénoalcanes, où tous les atomes d'hydrogène ont été substitués par des atomes de chlore et de fluor. Ils font partie des gaz qui contribuent à la dégradation de la couche d'ozone.

L'Algérie qui a ratifié le protocole de Montréal en 1992 est appelée à "respecter ses engagements en procédant à l'élimination progressive des différentes substances appauvrissant la couche d'Ozone" [1].

Par voie de conséquence, une étude sur le choix d'un nouveau réfrigérant pour l'actuelle installation de thermohydraulique expérimentale s'impose. Dans ce contexte s'inscrit le thème de ce travail à travers une étude prospective sur plusieurs fluides caloporteurs substituant le Fréon moyennant une simulation numérique par le logiciel commercial ANSYS-CFX.

L'évolution spectaculaire dans le matériel informatique au cours des dernières années, accompagnée par le développement d'algorithmes numériques stables et efficaces, a créé une situation dans laquelle l'utilisation de méthodes de calcul a de plus en plus réduit la dépendance à l'égard des essais expérimentaux dans la conception et le développement de l'industrie.

L'évolution de la CFD (Computational Fluid Dynamics) fait partie de ce progrès. Cependant, l'utilisation de la méthode CFD est désormais bien établie; l'état de l'art de la CFD est utilisé à des fins de conception dans de nombreuses branches de l'ingénierie industrielle, en raison de la rapidité dans l'exécution à moindre coût des tests expérimentaux (nécessitant généralement des moyens colossaux pour leur réalisation) afin d'orienter la réflexion dans les études de conception. En effet, la méthode CFD fournit une distribution spatiale détaillée des champs d'écoulement, les pressions et les températures sont des exemples de grandeurs, qui peuvent être utilisées pour la comparaison entre un modèle CFD et un processus réel.

Le travail consiste à reproduire des phénomènes thermohydrauliques par modélisation CFD utilisant une plénitude de fluides simulant non CFC et en conclusion déduire le choix du fluide le plus approprié à la dite installation expérimentale.

Le présent document contient trois chapitres :

Le premier chapitre est abordé par un aperçu sur les réacteurs nucléaires, leur principe, leurs principaux constituants ainsi que leurs différents types en focalisant notre intérêt sur les parties où se produisent les phénomènes de transfert de chaleur avec changement de phase. Ceci suivi par une revue bibliographique exhaustive des différents modes de transfert de chaleur dans un tube chauffé parcouru par un liquide en ébullition accompagnée d'une description détaillée de certains mécanismes physiques liés aux écoulements diphasiques tels : la transition entre types d'écoulement, le point d'apparition significative de la vapeur et la crise d'ébullition. Une attention particulière est portée à l'ébullition nucléée sous-saturée convective.

Dans le second chapitre, nous décrivons les différents aspects de modélisation des écoulements bouillants convectifs ainsi que les régimes de transfert thermique associés. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux modèles mécanistes d'ébullition nucléée qui sont les seuls pouvant fournir les conditions limites à la paroi nécessaires aux codes de calcul de type CFD. A cet effet, la géométrie annulaire pris en compte dans le calcul 3D a été créée en utilisant le logiciel ICEM CFD [2] reproduisant à l'identique la section d'essais du dispositif expérimental. Le chapitre contient également une description de l'installation expérimentale utilisée ainsi que l'instrumentation associée.

Dans le dernier chapitre, sont présentés les principaux résultats obtenus appuyés par une analyse exhaustive des résultats issus de la modélisation mise en œuvre pour simuler, à l'aide du code CFD ANSYS CFX-14.5, les cinq fluides de travail qui ont été sélectionné sur la base d'une exploration de leurs propriétés thermo-physiques et de similitude proche de l'eau, à savoir le R11, R123, R134a, R143a & R744. Cette étude couvre une large gamme de conditions thermohydraulique, elle prédit les taux de transfert de chaleur et les limites de transition pour chaque régime d'écoulement. En fin les résultats ont été transposés vers leur équivalent en eau et comparés à ceux déduit de l'expérimentation et des corrélations disponibles dans la littérature.

Chapitre.1 -Principes fondamentaux de la thermohydraulique

1.1 - Introduction

Le transfert de chaleur en écoulement diphasique revêt un intérêt particulier dans le domaine industriel et son explication en quelques pages ne peut se faire qu'au détriment de la clarté d'exposition. Dans ce chapitre nous nous limiterons à la description de certains phénomènes liés essentiellement aux modes de transfert de chaleur dans un tube chauffant parcouru par un liquide en ébullition et nous exposerons de façon détaillée certains mécanismes physiques tels que les transitions entre types d'écoulement, l'initiation de l'ébullition et la crise d'ébullition. Cependant, dans le domaine nucléaire le recours à des installations expérimentales est pratiquement le seul moyen d'en déduire des corrélations régissant ces phénomènes en travaillant avec de fluides simulant avec des chaleurs latentes relativement basses permettant ainsi le changement de phase avec des flux de chaleur et des pression nettement plus bas. A cet effet, le choix du fluide simulant est un paramètre clé dans la reproduction des phénomènes qui se produisent réellement dans réacteur nucléaire qui utilise dans la plupart des cas de l'eau comme fluide caloporteur.

Avant d'entrer dans le vif du sujet, nous avons jugé utile de rappeler brièvement, dans ce chapitre, quelques généralités sur les réacteurs nucléaires, leur principe, leurs principaux constituants ainsi que leurs différents types en accordant un intérêt particulier aux parties où se produisent les phénomènes de transfert de chaleur avec changement de phase.

1.2 - Généralités sur les réacteurs nucléaires

Du point de vue thermique, un réacteur nucléaire consiste grossièrement en une source d'énergie intense libérée au cours de réactions nucléaires en chaîne entretenues et d'un ensemble de systèmes et d'équipements thermiques et hydrauliques destinés au transport de cette énergie pour être, selon l'utilisation du réacteur, convertie en une autre forme d'énergie (électrique par exemple) ou tout simplement dissipée dans l'atmosphère.

Le premier réacteur nucléaire ayant atteint la criticité dans l'histoire est celui de Fermi le 02 décembre 1942 à Chicago. Depuis cette date, un grand nombre de réacteurs a été construit à travers le monde à des fins diverses notamment :

- la conversion de l'uranium 238 en plutonium 239 utilisés dans la fabrication des armes nucléaires,
- la propulsion des navires et des sous-marins,
- la production de radio-isotopes utilisés en médecine,
- la recherche scientifique,
- et la production de l'énergie électrique.

1.3 - Origine de l'énergie produite dans le cœur :

L'énergie générée dans le cœur d'un réacteur est libérée suite à des réactions de fission au sein du combustible. Un noyau d'uranium 235, lorsqu'il est bombardé par un neutron, est scindé en deux fragments plus légers (deux nouveaux noyaux) dits produits de fission. Au cours de cette réaction (fig 1.1) en moyenne deux à trois neutrons sont émis et donneront lieu, à leur tour, à d'autres réactions de fission et ainsi de suite. Lors de la réaction, des rayonnements de différentes énergies sont également émis [3].

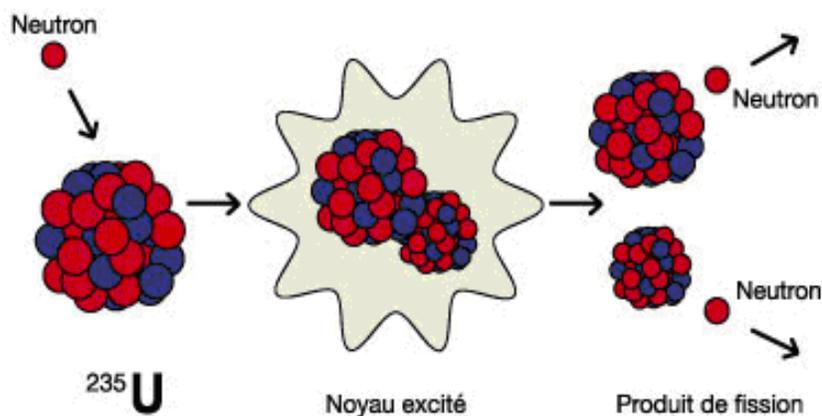


Figure 1.1: Schéma de principe de la réaction de fission

L'énergie qui accompagne cette réaction est libérée sous forme :

- d'énergie cinétique des fragments de fission: 168 Mev
- d'énergie cinétique des neutrons émis : 5 Mev

-d'énergie des rayonnements γ prompts (qui sont émis par le noyau fissile à l'instant même de la fission) : 7 Mev

-d'énergie des rayonnements émis lors de la désintégration des produits de fission :

Rayonnements β 8 Mev

Rayonnements γ 7 Mev

Neutrinos (qui accompagnent la désintégration β) 12 Mev

Capture radiative (n, γ) 3 à 12 Mev

Au total une énergie de 198 à 207 Mev est dégagée au cours d'une réaction de fission. A titre comparatif, une énergie de quelques 4 ev seulement est libérée lors de la combustion d'un atome de carbone 12. Ce qui fait que l'énergie dégagée par unité de masse est 3 millions de fois plus intense par fission que par combustion. On rappelle qu'un électronvolt correspond à l'augmentation d'énergie d'un électron lorsqu'il traverse une différence de potentiel d'un volt.

- La majeure partie de l'énergie produite au cours de la fission est convertie en chaleur dans diverses parties du cœur.

- Les fragments de fission sont ralentis dans le combustible et immobilisés au bout d'un parcours de 10^{-2} mm du site de la réaction. Les 84% que représente leur énergie cinétique y est ainsi entièrement transformée en chaleur.

- La portée des neutrons varie entre quelques centimètres à quelques mètres. Leur énergie cinétique est cédée à travers les différents milieux qu'ils traversent (la plus grande partie est perdue dans le modérateur).

- Les rayons γ (prompts et retardés) ayant une longue portée. Ils parviennent généralement à s'échapper du cœur pour être absorbés par les écrans biologiques où leur énergie est convertie en chaleur. Une partie non négligeable est également interceptée par le combustible (vu la proximité des éléments combustibles les uns des autres).

- Les rayons β déposent leur énergie principalement dans le combustible (ils ont une portée de l'ordre de 4mm).

Parmi toutes les particules émises, le neutrino n'interagit pas avec les matériaux constituant le réacteur et toute son énergie est complètement perdue et ne peut être en aucun cas récupérée.

Il est clair que la quantité d'énergie produite dans le combustible par fission dépend de la portée, dans les matériaux qui composent le cœur, des différentes particules émises lors de la réaction. La portée, elle-même, varie selon le type de matériau choisi lors de la conception.

1.4 - Description générale d'un réacteur

Dans cette description nous nous contenterons des composants du bloc réacteur et les principaux équipements thermiques.

1.4.1 - Bloc réacteur

Le bloc réacteur comprend, en allant du centre à la périphérie : un cœur approximativement cylindrique dans lequel se déroule la réaction en chaîne, des réflecteurs, des moyens de contrôle, une cuve contenant l'ensemble précédent et divers blindages thermiques et biologiques.

Lorsque la cuve doit tenir une certaine pression, on emploie plutôt le terme de caisson. Si ce dernier est en acier (réacteurs refroidis à l'eau), il joue, du moins partiellement, le rôle de protection thermique. Celle-ci atténue les divers rayonnements émanant du cœur et protège les écrans biologiques, toujours en béton, qui complètent le blindage du réacteur. L'adjectif « biologique » signifie simplement que le personnel d'exploitation peut approcher sans danger le bloc réacteur ou si, l'on préfère, que les doses biologiques auxquelles il est soumis restent admissibles.

1.4.1.1 - La cuve ou enceinte primaire

L'ensemble (cœur – réflecteur) est toujours placé dans une cuve ou enceinte primaire qui doit résister à la pression, au rayonnement et à la corrosion. Les cuves sont des récipients à grandes dimensions en acier faiblement allié plaqué inoxydable (Fig 1.2), soit en acier inoxydable (cas des réacteurs à caloporteurs liquides), soit en béton précontraint (cas des réacteurs à des modérateurs solides et caloporteurs gazeux).

1.4.1.2 - Le cœur

C'est la partie principale et active du réacteur (Fig 1.3). Il est le siège de la réaction de fission nucléaire et de la production de la chaleur. Il contient, en plus du modérateur, le combustible et le fluide caloporteur. Si l'énergie qui y est libérée n'est pas évacuée à

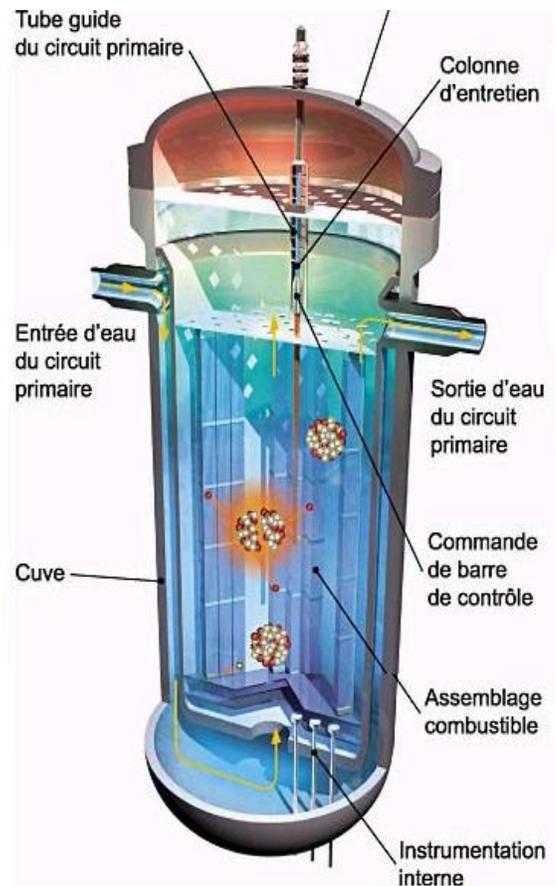


Figure 1.2: Coupe longitudinale d'une cuve de réacteur

temps, la température du combustible et des autres matériaux de structure augmente rapidement et risque de conduire à la fusion du cœur.

Pour éviter cette situation catastrophique, un fluide caloporteur (primaire) circule à travers le cœur et emporte avec lui la chaleur pour la transmettre à un autre fluide caloporteur (secondaire) dans l'échangeur de chaleur.

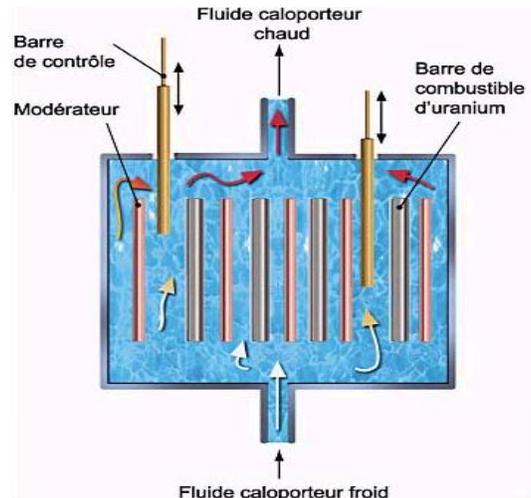


Figure I.3: cœur de réacteur nucléaire

1.4.1.2.1 - Le combustible

Le combustible est le siège de dégagement de chaleur. Le combustible est l'élément fondamental du réacteur. Un réacteur est conçu à partir et autour de son combustible. C'est pratiquement toujours un mélange de matière fissile et de matière fertile sous des formes chimiques peu nombreuses (métal, oxyde, carbure).

Le combustible utilisé dans les réacteurs industriels est toujours à l'état solide et séparé du modérateur et du caloporteur. On utilise généralement l'oxyde d'uranium UO_2 (plus ou moins enrichi en uranium 235).

1.4.1.2.2 - L'élément combustible

L'oxyde (sous forme de pastilles frittées), ou le métal, est contenu dans les tubes (gainés) dont le but est principalement d'éviter la dispersion des produits de fission dans le caloporteur. La gaine doit être compatible (températures d'emploi) avec le combustible et le caloporteur, peu absorbante de neutrons et bonne conductrice de chaleur (partie gauche de la fig (I.4)). Elle doit avoir aussi une bonne résistance et doit être stable sous rayonnement. On utilise généralement des alliages à base de zirconium (cas des réacteurs à eau), des aciers inoxydables (cas des réacteurs refroidis au sodium), ou à des alliages de magnésium (réacteur graphite-gaz). On appelle l'élément combustible la plus petite unité étanche contenant le combustible proprement dit.

1.4.1.2.3 - L'assemblage combustible

On désigne sous le nom d'assemblage combustible, le groupe autonome d'éléments combustibles formant un tout manipulé en bloc ; l'assemblage combustible est, par conséquent, un paquet d'éléments combustibles ayant une liaison mécanique. Il est souvent désigné sous le nom de grappe.

Les assemblages combustibles constituent la structure du cœur dont les seules autres parties sont généralement des plaques support positionnant les assemblages combustibles les uns par rapport aux autres et par rapport à la cuve contenant le cœur (partie droite de la fig. (I.4)).

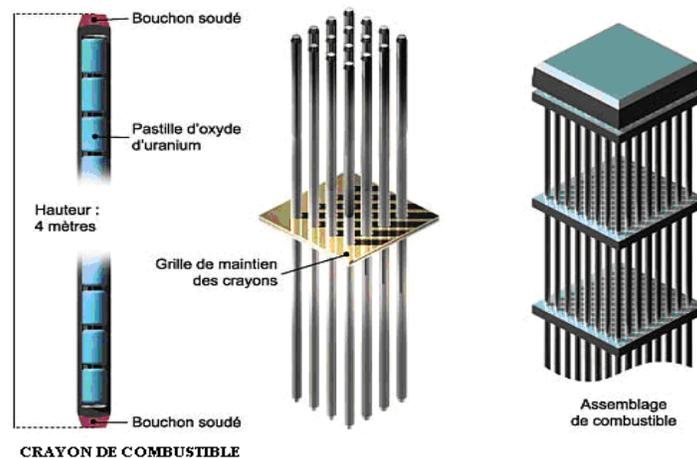


Figure I.4: Préparation d'un assemblage combustible [11]

1.4.1.2.4 - Le modérateur

Il a pour rôle de ralentir les neutrons et d'abaisser leur énergie jusqu'à une énergie de 0.025 ev. Le modérateur doit être constitué de noyaux légers et avoir une section efficace d'absorption faible et une densité suffisante.

Les modérateurs les plus utilisés sont l'eau légère, l'eau lourde et le graphite. Le modérateur peut être confondu avec le caloporteur (cas des réacteurs à eau ordinaire).

1.4.1.2.5 - Le réfrigérant (caloporteur)

Son rôle est d'extraire la chaleur produite dans le cœur et de l'évacuer soit pour la convertir (cas de réacteurs de puissance) soit tout simplement la dissiper dans l'atmosphère (cas des réacteurs de recherche). Il doit avoir une section efficace d'absorption faible, une stabilité

sous rayonnement, une bonne capacité thermique, une conductivité thermique élevée et une tension de vapeur faible (pour les liquides).

L'eau légère, l'eau lourde et le sodium comme réfrigérants liquides, le gaz carbonique et l'hélium comme réfrigérants gazeux sont les seuls fluides pratiquement utilisés.

1.4.1.2.6 - Le réflecteur

Pour limiter la fuite des neutrons vers l'extérieur, le cœur du réacteur est toujours entouré d'un matériau diffusant, peu capturant. Cet ensemble entourant le cœur est appelé réflecteur. Le matériau utilisé est généralement le même que celui des modérateurs (eau légère, eau lourde ou graphite). Son rôle principal est de renvoyer le plus de neutrons possible vers le cœur.

1.4.1.2.7 - Eléments de commande et de contrôle

Ils sont essentiellement destinés à régler l'allure de la réaction en chaîne par l'introduction (ou le retrait) dans le cœur de matériaux contenant des nucléides absorbants de neutrons. Ces matériaux doivent avoir les propriétés suivantes :

Une section efficace d'absorption élevée, chimiquement compatible avec le matériau de la gaine, de bonnes propriétés mécaniques et thermiques. Ces matériaux sont dans la plupart des cas du bore, du cadmium, le hafnium, du gadolinium, de l'argent et de l'indium.

Ils sont présents, en général sous forme de barres de contrôle, mais aussi sous forme de sel dissous dans l'eau, ou sous forme de corps très capturant (gadolinium, par exemple) incorporé au combustible et qui se consomment peu à peu, permettant ainsi de compenser la disparition de matière fissile au cours de l'irradiation.

1.4.2 - Equipements thermiques

L'énergie thermique dégagée dans le cœur du réacteur doit être transférée par le fluide caloporteur vers des équipements thermiques. Ce dernier s'échauffe durant son passage dans le cœur, puis il cède sa chaleur à un autre fluide (secondaire) dans un générateur de vapeur, la vapeur produite va être détendue dans une turbine et restitué par le condenseur (cas de réacteur de puissance) ou elle va directement dans un échangeur de chaleur (cas d'un réacteur de recherche). Dans ce qui suit on décrit brièvement les principaux composants thermiques d'un réacteur nucléaire.

1.4.2.1 - Echangeur de chaleur

Il est destiné à chauffer et à refroidir deux fluides circulant de part et d'autre à des températures différentes. Les fluides peuvent circuler dans des tubes concentriques.

Le réfrigérant secondaire s'échauffe donc sous l'effet de la chaleur qui lui est transmise par le réfrigérant primaire dans l'échangeur et évacue cette chaleur vers la tour de refroidissement.

1.4.2.2 - Générateur de vapeur

Le générateur de vapeur est un échangeur de chaleur qui comporte plusieurs milliers de tubes en forme de U inversé dans lesquels circule l'eau chauffée et à haute pression en provenance du cœur. Les surfaces externes de ces tubes sont en contact avec l'eau d'alimentation qui provient du condenseur et qui se trouve à une pression plus faible et une température plus basse.

L'eau d'alimentation en absorbant la chaleur cédée par l'eau chaude dans les tubes se met en ébullition et produit de la vapeur. La vapeur est alors séchée avant d'être envoyée vers les turbines.

1.4.2.3 - Condenseur

Le rôle du condenseur dans les centrales nucléaires ou thermiques classiques de production d'énergie électrique sert à condenser les vapeurs d'échappement des turbines. Le condenseur fonctionne à de basses pressions, on utilise même des pompes à vide afin de réaliser des pressions au-dessous de la pression atmosphérique. Ceci permettra de condenser la vapeur d'eau à des températures relativement basses, ce qui augmentera le rendement de la turbine.

La vapeur de la turbine pénètre par la grande buse supérieure et se condense par le contact des tubes dans lesquels circule l'eau en provenance d'une grande étendue d'eau (eau de mer, de rivière ou d'un lac). Le condensât est, ensuite, éjecté par le bas et retourné au système hydraulique d'alimentation.

1.4.2.4 - Tour de refroidissement

La tour de refroidissement est un équipement thermique qui joue le même rôle qu'un échangeur de chaleur. Elle sert à refroidir l'eau en la mettant en contact avec l'air. Elle est équipée de ventilateurs pour assurer la circulation de l'air.

Dans la tour, l'eau s'écoule en chute libre dans l'air qui, lui, circule en sens inverse. Cette eau est arrêtée par des garnissages destinés à freiner sa chute et la faire éclater en fines gouttelettes et permet d'assurer le meilleur contact entre l'eau à refroidir et l'air de refroidissement (dans certains types de tours l'air et l'eau sont séparés par une paroi à travers laquelle l'échange de chaleur s'effectue). Ainsi, la chaleur produite dans le cœur est finalement dissipée dans l'atmosphère.

1.4.2.5- Turbine

Elle est entraînée par la vapeur provenant du générateur de vapeur à haute pression et haute température. La vapeur détendue dans la turbine donne une énergie mécanique, cette dernière, récupérée au niveau de l'arbre de sortie sera convertie en énergie électrique par l'intermédiaire d'un alternateur.

1.4.3 -Les principaux types de réacteurs nucléaires

Les réacteurs nucléaires peuvent être classés de différentes manières. Selon leur utilisation, ils sont répartis en réacteurs de puissance et réacteurs de recherche. Eu égard à leur importance et leur complexité, on insistera beaucoup plus sur le premier type.

1.4.3.1 - Les réacteurs de puissance à eau légère (LWR)

A présent, le réacteur le plus largement utilisé dans le monde pour produire l'énergie électrique est le réacteur thermique qui est modéré, réfléchi et refroidi par l'eau ordinaire .

L'eau possède des propriétés de modération excellentes. En plus, des propriétés thermodynamiques sont bien connues, et il est disponible à bas prix. En revanche, l'eau à une pression de vapeur élevée, ce qui signifie que ce type de réacteurs doit fonctionner à des pressions élevées. L'eau est aussi un absorbeur de neutrons thermiques à tel point qu'il n'est possible d'utiliser de l'uranium naturel comme combustible car il ne sera jamais critique. L'uranium, dans ce type de réacteurs doit être enrichi au moins à un certain pourcentage.

Il y a deux types de réacteurs à eau légère : les réacteurs à eau sous pression (PWR : Pressurised Water Reactors) et les réacteurs à eau bouillante (BWR : Boiling Water Reactors)

1.4.3.1.1 - Les réacteurs à eau sous pression (PWR)

La fig (I.5) montre les principaux composants d'un réacteur à eau sous pression. Comme indiqué, l'eau entre dans la cuve à une température de 280°C, s'écoule vers le bas autour de l'extérieur du cœur où elle sert de réflecteur, ensuite, elle traverse le cœur où elle est chauffée et d'où elle sort à une température de 320°C. L'eau dans un PWR est maintenue à haute pression de l'ordre 150 bar. A cette pression l'eau ne bouillira pas.

Comme l'eau ne bout pas dans le réacteur, la vapeur utilisée dans les turbines sera produite dans les générateurs de vapeur. Les grands PWR utilise 4 générateurs de vapeur qui produisent de la vapeur à 293°C et 60 bar.

Puisque l'eau est essentiellement incompressible, de petites variations dans le volume pourraient conduire à de grandes variations dans la pression, ce qui pourrait avoir des effets néfastes sur le système (tel que l'apparition du burnout).

Pour pallier à ce genre de situations, il est prévu, dans un PWR, un pressuriseur qui permet de maintenir la pression dans le circuit primaire. Le pressuriseur est une petite chaudière électrique contenant un mélange eau – vapeur.

La mise en œuvre de chauffettes électriques (en partie basse) ou de dispositifs d'aspersion (en partie haute) permet de régler la température du fluide, donc la pression exercée sur l'ensemble du circuit primaire.

En cas de surpression, une soupape permet de relâcher la vapeur excédentaire dans un réservoir de secours.

La densité de puissance élevée du PWR lui a donné un avantage pour les applications nécessitant un encombrement réduit telle que la propulsion navale.

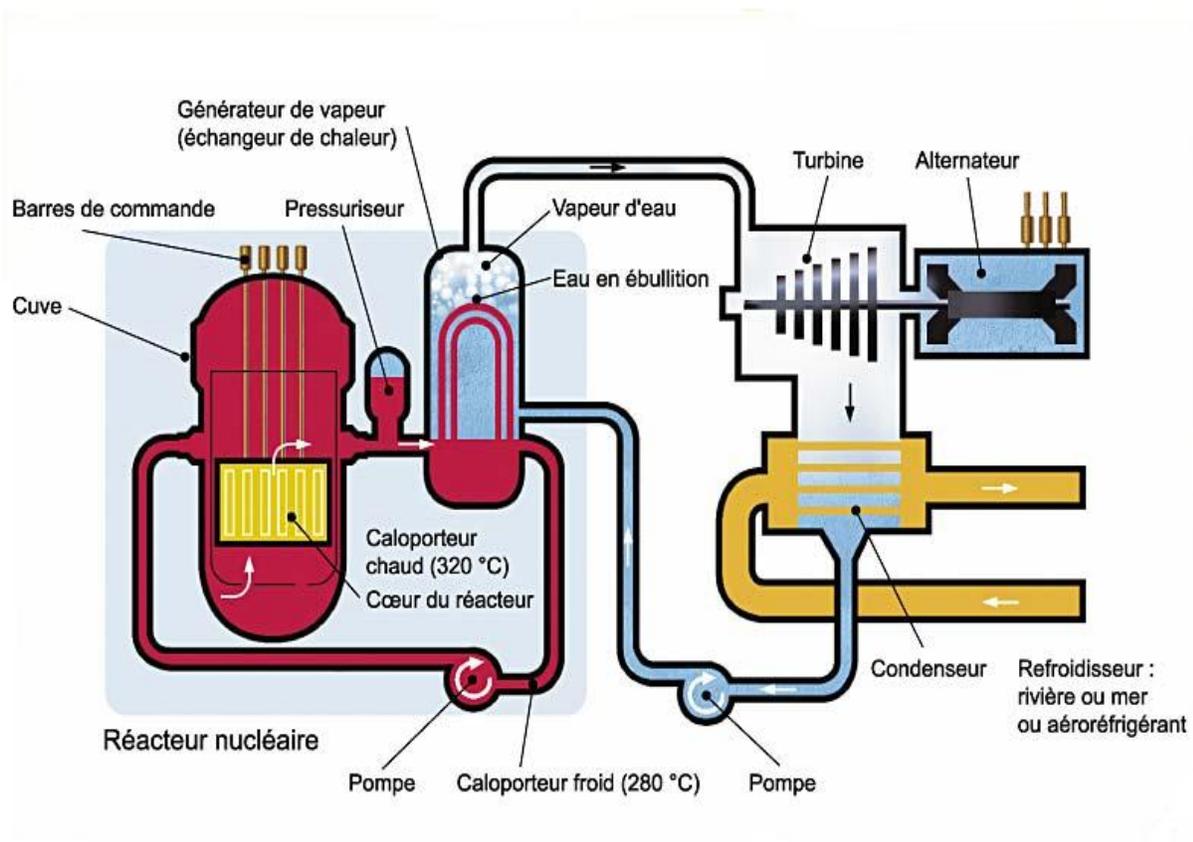


Figure I.5: Schéma de principe d'un réacteur à eau sous pression [4]

1.4.3.1.2- Réacteurs à eau ordinaire bouillante (BWR)

Dans un BWR (la fig. I.6), la vapeur est produite dans le réacteur lui-même pour être directement envoyée vers les turbines, les générateurs de vapeur ne sont pas nécessaires dans ce cas. Par ailleurs, le débit d'eau pompé dans un BWR est plus faible que celui pompé dans un PWR pour la même puissance délivrée ceci est dû au fait, puisque le réfrigérant subit une ébullition, pour une certaine quantité d'eau, plus de chaleur est absorbée sous forme de chaleur latente (chaleur utilisée pour la vaporisation de liquide) que sous forme de chaleur sensible (qui sert dans un PWR, à élever seulement la température d'eau).

En revanche, l'eau, en passant à travers le cœur, devient radioactive. Et comme c'est cette même eau qui va servir dans la partie de l'installation où l'électricité est produite, tous les composants du système d'utilisation de la vapeur, les turbines, le condenseur, les réchauffeurs, les pompes et les conduites sont blindés.

La pression dans un BWR est de l'ordre de 70 bars, presque la moitié de celle d'un PWR. Par conséquent la paroi de la cuve dans un BWR ne doit pas être aussi épaisse que dans le cas d'un PWR.

Cependant, la densité de puissance est plus faible dans un BWR que dans un PWR et donc les dimensions de la cuve pour un BWR doivent être plus grandes que pour les PWR. Ces deux effets s'annulent mutuellement quand il s'agit d'évaluer le coût de la cuve.

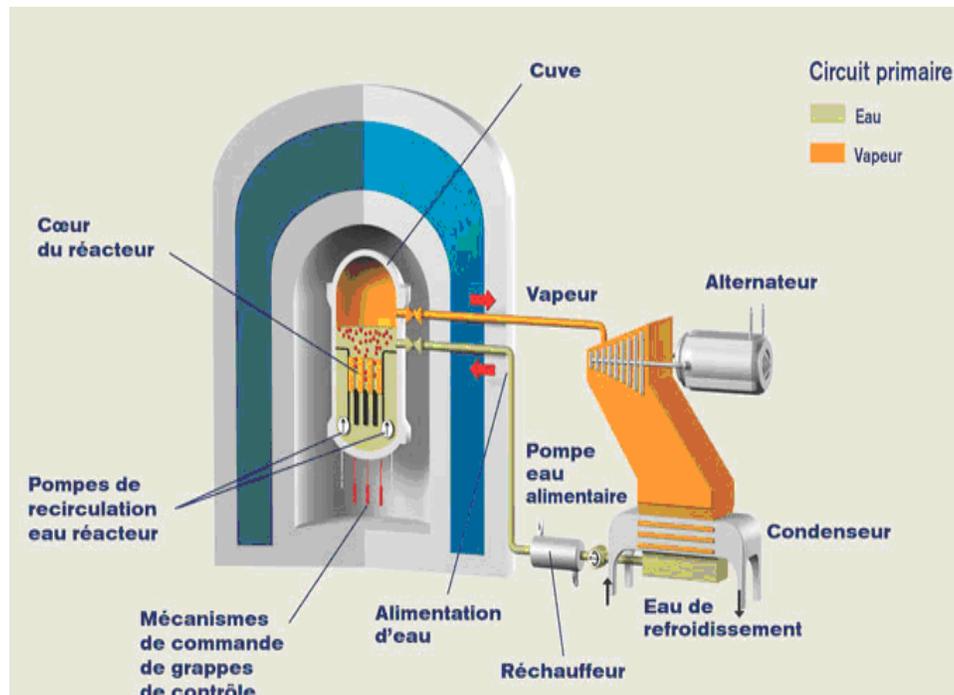


Figure 1.6: Schéma de principe d'un réacteur à eau bouillante [4]

1.5-La crise d'ébullition

La crise d'ébullition est un phénomène qui se traduit par une dégradation de l'échange de chaleur entre la paroi chauffante et le fluide caloporteur environnant entraînant une montée en température de la paroi avec, le cas échéant, des conséquences néfastes sur son intégrité. Cette dégradation est due à un changement de régime de transfert thermique consécutif à l'apparition d'un film de vapeur localisé ou non sur la paroi chauffante. Ce film de vapeur agit alors comme un isolant et limite ainsi fortement les capacités de transfert thermique entre l'écoulement et la paroi chauffante (diminution brutale du coefficient d'échange thermique). Le

flux de chaleur pariétal pour lequel le phénomène de crise d'ébullition apparaît est appelé flux critique.

Deux types de crise d'ébullition peuvent être distingués en fonction des caractéristiques thermohydrauliques de l'écoulement considéré. Lorsque le flux thermique est très élevé, la crise d'ébullition apparaît pour des écoulements à faible titre thermodynamique en vapeur ; ce type de crise d'ébullition, appelé caléfaction ("Departure from Nucleate Boiling") se distingue par la violence du phénomène. En revanche, pour des flux thermiques plus faibles, la crise d'ébullition est moins brutale et est reliée à de forts titres thermodynamiques en vapeur ; ce type de crise d'ébullition est alors nommé assèchement de la paroi chauffante ("dry-out").

De manière générale, ces deux types de crise d'ébullition sont associés à une topologie d'écoulement et un mode de transfert thermique différents.

1.5.1-L'assèchement

Dans le cas de l'assèchement, la configuration de l'écoulement menant à la crise d'ébullition est de type annulaire, constituée d'un film liquide en contact avec la paroi et d'un cœur de vapeur contenant des gouttelettes. L'échange de chaleur est effectué par convection forcée au travers du film liquide conduisant à l'évaporation progressive de celui-ci ; l'assèchement est alors consécutif à la vaporisation complète de ce film et conduit à une configuration d'écoulement de type écoulement à gouttelettes. Les mécanismes conduisant à l'assèchement sont assez bien connus et des modèles prédictifs satisfaisants ont été développés (modèle de Govan et Hewitt [5]).

1.5.2-La caléfaction

Dans le cas de la caléfaction, la situation est plus complexe. La configuration de l'écoulement et le mode de transfert thermique conduisant à ce type de crise d'ébullition sont plus divers rendant ses mécanismes moins bien définis. On sait, néanmoins, que la caléfaction apparaît dans le cas d'écoulement à bulles ou à poches pour lesquels le mode de transfert thermique est l'ébullition nucléée (sous-saturée ou saturée). La caléfaction est alors initiée par la formation localisée de tâches sèches sur la paroi (bulles de vapeur, poches de vapeur...), non remouillées par le liquide.

L'apparition de ces tâches sèches peut s'étendre jusqu'au développement d'un film de vapeur en paroi accompagné d'un cœur diphasique (mélange de liquide et de vapeur) à dominante liquide. Cette formation soudaine d'un film de vapeur autour des crayons de combustible est la manifestation du phénomène de la crise d'ébullition. Plus généralement, la crise d'ébullition sur une paroi chauffante est une transition entre deux régimes d'ébullition (Fig.1.7) : l'ébullition nucléée, dans laquelle des bulles se forment sur la surface chauffante, et l'ébullition en film, dans laquelle la surface chauffante est couverte par un film continu de vapeur la séparant du liquide. Bien qu'ils'agisse d'un phénomène physique local, il a des conséquences macroscopiques importantes car ce passage comporte une très grande et très brutale augmentation de la température de la paroi chauffée. En effet, le coefficient d'échange thermique paroi/vapeur est beaucoup plus faible que celui paroi/fluide, sans parler du fait que la vaporisation «consomme» de l'énergie sous forme de chaleur latente. Cette augmentation peut être telle qu'elle conduit à la destruction de la paroi, ce qui constitue un problème potentiel de sûreté des installations industrielles. Cette configuration d'écoulement est alors appelée écoulement annulaire inversée. Les mécanismes liés à l'apparition de ces tâches sont mal identifiés et les modèles prédictifs proposés ne font pas l'unanimité [6].

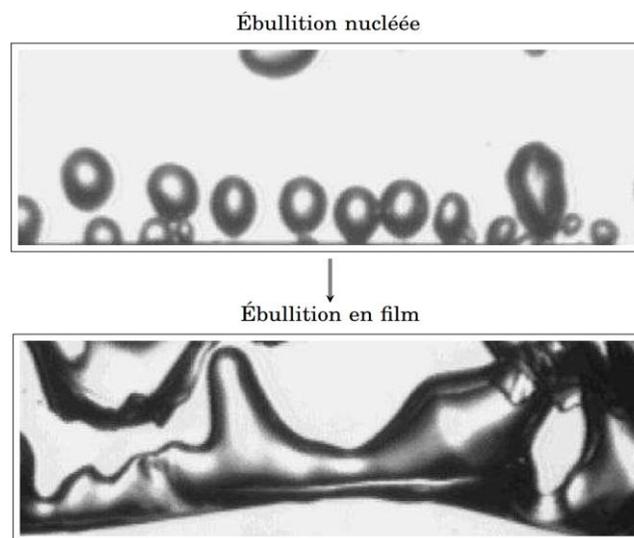


Figure 1.7 : Crise d'ébullition : passage de l'ébullition nucléée à l'ébullition en film à contact d'une paroi chauffée. [4]

Certains des organes principaux des réacteurs nucléaires peuvent être concernés par la crise d'ébullition :

- ce pourrait être, par exemple, le cas des générateurs de vapeur. Il s'agirait là d'une crise d'ébullition de type "assèchement", avec une température de la paroi contrôlée par la température de l'eau du circuit primaire, sans conséquence réelle pour l'intégrité du composant (sauf peut-être un vieillissement prématuré des matériaux),

- en revanche, la gaine des crayons de combustible, à densité de flux imposée par la réaction neutronique, pourrait être affectée par des crises d'ébullition de type caléfaction notamment ; celles-ci pourraient alors provoquer une montée en température brutale et importante de la gaine des crayons de combustible et conduire à leur destruction avec relâchement de produit de fission dans le circuit primaire.

La gaine des crayons de combustible constitue la première barrière de confinement de la radioactivité dans une centrale nucléaire. Afin de maîtriser son comportement, il est donc absolument nécessaire de prendre en compte le phénomène de crise d'ébullition de manière fiable. C'est à la fois :

- un problème de sûreté pour lequel une bonne connaissance des marges vis-à-vis du flux critique est primordial,

- et une question avec des impacts sur le domaine de fonctionnement de la centrale, donc liée à des enjeux de compétitivité économique forts.

La prise en compte du phénomène de crise d'ébullition dans les études de conception thermohydraulique des réacteurs passe aujourd'hui par la mise en œuvre d'une approche semi-empirique. Cette approche consiste en l'exploitation de données expérimentales de flux critique avec un code de calcul afin de développer des corrélations de flux critique ; l'association "corrélation/code" constitue le prédicteur de flux critique exploité ensuite pour les calculs en cœur. Les données expérimentales de flux critique sont obtenues lors d'essais ("campagnes de flux critique") réalisés dans des grappes de crayons chauffants (généralement 5×5 crayons dans un boîtier carré) à l'échelle locale 1 (conservation du diamètre des crayons combustibles et du pas du réseau), pour des conditions thermohydrauliques prototypiques des cœurs (eau/vapeur jusqu'à 155 [bar], flux thermique > 1,5 [MW.m⁻²]) qui sont :

- la pression P ,
- la vitesse massique G ,
- le titre thermodynamique X_{eq} , moyennées dans la section de l'écoulement.

L'échelle spatiale d'analyse est le sous-canal (espace délimité par le centre de quatre crayons voisins, de l'ordre du cm^2) pour laquelle les grandeurs thermohydrauliques d'intérêt sont obtenues avec le code de calcul (code dit "composant") exploité pour conduire les études de conception des cœurs des réacteurs nucléaires vis-à-vis du phénomène de crise d'ébullition.

Cette approche est satisfaisante sur le plan de la sûreté, mais elle peut contenir des conservatismes forts et un manque de généralité : tout nouveau combustible nécessite une nouvelle caractérisation de ses performances en flux critique via une expérimentation lourde et coûteuse.

Etant donné les géométries très particulières rencontrées dans le cœur du réacteur nucléaire, une approche expérimentale est préférée car elle permet de qualifier les performances du combustible nucléaire vis-à-vis de la limite en flux critique.

1.6-Ebullition en écoulement forcé dans une conduite verticale

Un écoulement forcé dans une conduite où se produit une ébullition est le cas qui présente, pour nous, le plus d'intérêt. Dans un réacteur, il correspond au canal de refroidissement contenant les éléments combustible ou tube du générateur de vapeur.

1.6.1 -Description générale du processus de vaporisation dans un canal chauffé.

La figure.1.8 montre les différents régimes d'écoulement observés dans un tube vertical uniformément chauffé, et ce pour deux cas extrêmes correspondant respectivement à un faible et fort flux de chaleur à la paroi. Nous nous intéresserons dans ce qui suit au cas d'un faible flux dont une représentation plus détaillée est donnée par (Fig.1.8).

Elle donne parallèlement aux différents régimes observés, les mécanismes d'échange thermique associés ainsi que les évolutions des températures de paroi chauffante et de fluide.

L'ébullition nucléée commence au point d'ONB (*Onset of nucleateboiling*) dit aussi DEN (début de l'ébullition nucléée). Ce point correspond au début de l'apparition des bulles de vapeur dans des sites de nucléation situés sur la paroi.

Il constitue la transition entre l'échange par convection forcée simple phase liquide (région A) et l'échange par ébullition nucléée sous saturée (région B). La région d'ébullition sous saturée est elle-même habituellement divisée en deux sous régions: l'une fortement sous saturée et l'autre plus faiblement sous saturée. Dans la première région (fortement sous saturée) les bulles de vapeur restent attachées à la paroi chauffante. La seconde région (faiblement sous saturée) se caractérise par l'envahissement de l'écoulement par la vapeur suite à l'apparition de conditions locales permettant le détachement des bulles de vapeur de la paroi et leur conservation dans l'écoulement.

La principale limitation de l'évaporation dans les tubes vient du seuil dit « *flux critique* ». En effet, au-delà d'une certaine valeur critique du titre massique vapeur, il y a évaporation totale du film liquide à la paroi, d'où l'utilisation des termes assèchement ou *dry-out* pour désigner ce point (Schéma de gauche sur la figure 1.8). Dans les conditions de flux thermique imposé, il en résulte une détérioration brutale de l'échange thermique qui va induire une montée rapide de température de la paroi chauffante.

Dans le cas d'un fort flux thermique critique à la paroi (Schéma de droite sur la figure 1.8), la limite du flux critique survient à partir de l'ébullition nucléée, sous saturée ou saturée, et correspond à des faibles titres massiques vapeur.

Dans ce cas, la dégradation de l'échange thermique accompagnée de la montée brutale de la température de paroi est due au recouvrement de la paroi par les bulles de vapeur. On utilise le terme « *crise d'ébullition* » ou DNB (*Departure from nucleateboiling*). Le régime d'écoulement suivant est celui de l'ébullition en film (film vapeur) ou bien régime « annulaire inversé ».

1.6.2- Les régimes de l'ébullition convective

Considérons un tube vertical chauffé uniformément sur toute sa longueur avec un flux de chaleur modéré et des conditions de liquide sous refroidi en entrée. La figure 1.8 illustre les différents régimes d'écoulement rencontrés le long du tube. Ces écoulements sont caractérisés par une très forte évolution longitudinale due à une constante augmentation du titre de vapeur.

Tant que le liquide est chauffé en dessous de sa température de saturation et que la température de paroi reste inférieure à la température requise pour qu'il y ait nucléation (Onset of Nucleate Boiling), il n'y a pas création de vapeur.

Le transfert de chaleur se fait par convection dans un écoulement de liquide monophasique. Lorsque la température de paroi atteint une valeur suffisante, il y a activation de sites de nucléation.

Les bulles de vapeur sont formées à la paroi dans une zone où la température du liquide est légèrement supérieure à la température de saturation. Lorsque ces bulles se détachent, elles se migrent dans le cœur de l'écoulement qui est à une température inférieure à la température de saturation, elles se re-condensent. C'est le régime d'ébullition nucléée sous refroidie.

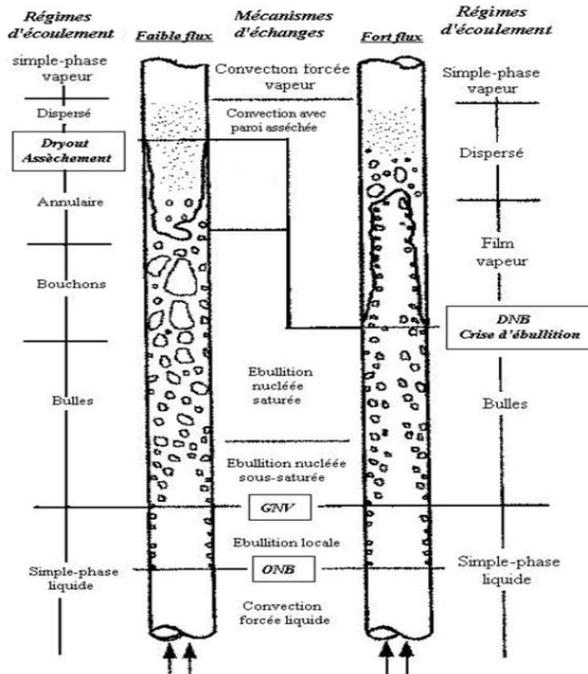


Figure 1.8 : Régimes d'écoulement en tube vertical en ébullition convective (chauffage de la paroi à flux imposé) [7]

La température au cœur de l'écoulement augmente jusqu'à atteindre en moyenne la température de saturation T_{sat} . La vapeur surchauffée générée à la paroi est présente dans la zone centrale de l'écoulement où il reste du liquide sous refroidi, mais l'enthalpie moyenne du fluide est égale à l'enthalpie du liquide à la température de saturation $h_l(T_{sat})$. Ceci est dû à la non-uniformité des profils de température. Il est usuel de choisir comme origine des titres massiques ($x = 0$), le début de l'ébullition nucléée saturée. La température à cœur du liquide n'atteindra T_{sat} qu'à une certaine distance en aval du point $X = 0$. Les bulles coalescent jusqu'à atteindre des tailles comparables au diamètre du tube. L'écoulement est alors formé d'une succession de poches de gaz et de bouchons de liquide.

Lorsque le titre massique augmente encore, apparaît un régime chaotique appelé écoulement bouillonnant ou "churn flow"; c'est un régime de transition vers l'écoulement annulaire. La paroi est baignée par un mince film annulaire de liquide, d'où l'appellation "écoulement annulaire". La surface du film liquide en contact avec le noyau central de vapeur est extrêmement agitée, il s'y produit une évaporation intense ainsi qu'un arrachement de gouttelettes de liquide. Le film liquide annulaire s'épuise peu à peu, permettant un contact direct entre la vapeur et la paroi chauffante. Si le flux est élevé, on a risque de destruction de la paroi chauffante ; S'il est modéré, la montée en température de la paroi est moins brutale grâce, en particulier aux gouttelettes liquide en suspension dans la vapeur qui viennent se déposer sur la paroi chauffante où elles s'évaporent.

Pour une certaine valeur du titre massique, il y a évaporation complète du film de liquide, c'est la zone d'assèchement aussi appelée en anglais dry out, qui s'accompagne d'une très forte augmentation de la température de la paroi, lorsque le chauffage s'effectue à flux thermique imposé. Après l'assèchement de la paroi, se produit un écoulement de vapeur transportant des gouttelettes de liquide. Puis les gouttelettes s'évaporent et on observe un écoulement monophasique de vapeur sèche.

1.7-Définitions fondamentales en écoulement diphasique

Nous introduisons dans ce paragraphe les définitions fondamentales qui seront utilisées ainsi que les relations les plus simples pouvant exister entre elles.

1.7.1-Paramètres de référence de cette étude

a) Titre de vapeur

Le titre vapeur (x) est une valeur importante qui permet d'exprimer la proportion de vapeur présente au sein d'un écoulement diphasique interne. Il est défini comme le rapport entre le débit de vapeur et le débit total. On l'exprime lors d'un écoulement adiabatique selon la formule :

$$x = \frac{\dot{M}_g}{\dot{M}} = \frac{\dot{M}_g}{\dot{M}_g + \dot{M}_l} \quad (1.1)$$

Avec \dot{M}_g et \dot{M}_l qui désignent respectivement les débits massiques des phases vapeur et liquide. Le calcul du titre nécessite la mesure des débits massiques des phases liquide et vapeur comme le montre l'équation (1.1). Sa valeur peut être définie sur l'ensemble de la conduite dès que les conditions d'entrée sont connues en écoulement adiabatique. Lorsqu'il y a un changement de phase, on ne peut plus déterminer la valeur du titre à partir de l'équation (1.1) et il est particulièrement difficile de mesurer ou de calculer sa valeur avec précision. En effet, il peut exister un non équilibre thermique entre la phase liquide et la phase vapeur. Ainsi, un titre fictif, encore appelé titre thermodynamique vapeur peut être calculé selon :

$$x = \frac{H_m(z) - H_l}{H_{lv}} \quad (1.2)$$

où H_l représente l'enthalpie du liquide en condition saturée, H_{lv} la chaleur latente de vaporisation. $H_m(z)$ est la valeur de l'enthalpie moyenne sur la section droite située à la position z de la conduite, qui est calculée selon :

$$H_m(z) = H_{inlet} + \frac{1}{\dot{M}} \int_{inlet}^z q(z) dz \quad (1.3)$$

Avec H_{inlet} représentant l'enthalpie à l'entrée de la conduite, \dot{M} , le débit massique total et $q(z)$, la densité de flux de chaleur

b) Taux de vide

Le taux de vide (α) est un paramètre fondamental en écoulement diphasique, mais souvent difficile à caractériser expérimentalement. Le taux de vide définit (dans le cas du taux de vide

surfacique) le rapport entre la surface occupée par la vapeur (A_g) et la surface totale ($A_{tot} = A_g + A_l$, où A_l représente la surface occupée par le liquide) :

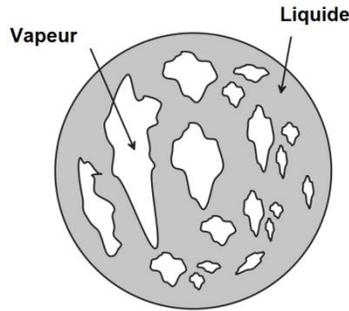


Figure 1.9: Taux de vide dans une section transversale[8]

$$\alpha = \frac{A_g}{A} = \frac{A_g}{A_g + A_l} \quad (1.4)$$

c) Vitesse massique

La vitesse massique (G) est un paramètre très utilisé pour les écoulements diphasiques internes se produisant dans des conduites de section droite (A) différentes. En effet, il permet de considérer l'influence de cette section, sur le débit massique total (M) et s'obtient grâce à :

$$G = \frac{\dot{M}}{A} \quad (1.5)$$

d) Vitesse liquide et vitesse vapeur

Les vitesses réelles sont des valeurs importantes, mais souvent délicates à obtenir. En effet le calcul de ces vitesses nécessite la connaissance du titre thermodynamique et du taux de vide. Le calcul des vitesses liquide (u_l) et vapeur (u_g) est réalisé suivant les relations :

$$U_l = \frac{Q_l}{A_l} = \frac{Q_l}{A(1-\alpha)} = \frac{G(1-x)}{\rho_l(1-\alpha)} \quad (1.6)$$

$$U_g = \frac{Q_g}{A_g} = \frac{Q_g}{\alpha A} = \frac{Gx}{\rho_g \alpha} \quad (1.7)$$

où ρ_l représente la masse volumique du liquide et ρ_g la masse volumique de la vapeur.

e) Vitesses superficielles du liquide et de la vapeur

De manière expérimentale, il est plus facile d'avoir accès au seul titre thermodynamique qu'au taux de vide. Ainsi, de manière à représenter les cartes d'écoulement illustrant les transitions entre les régimes d'écoulement, les vitesses superficielles du liquide (j_l) et de la vapeur (j_v) sont habituellement utilisées. Elles sont définies selon :

$$j_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l} \quad (1.8)$$

$$j_g = \frac{Gx}{\rho_g} \quad (1.9)$$

f) Titre volumique

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

$$\beta = \frac{Q_g}{Q} \quad (1.10)$$

g) Glissement

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

$$S = \frac{U_g}{U_l} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \quad (1.11)$$

1.7.2-Diamètre équivalent hydraulique et chauffée

Le diamètre hydraulique (d_h) exprime le rapport entre la section droite du canal (A) et le périmètre mouillé (p_m) :

$$d_h = 4 \frac{A}{P_m} \quad (1.12)$$

$$d_{h,annul} = 4 \frac{\pi/4(d_o^2 - d_i^2)}{\pi(d_o + d_i)} = d_o - d_i \quad (1.13)$$

Avec d_o et d_i diamètre extérieur et intérieur du passage annulaire, comme illustré sur la figure.1.12

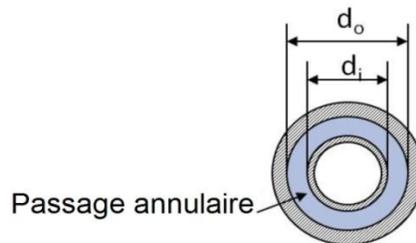


Figure 1.10 Coupe de la géométrie annulaire

Le diamètre équivalent chauffé (d_{ch}) exprime le rapport entre la section droite du canal (A) et le périmètre chauffé (P_{ch}) :

$$d_{ch} = 4 \frac{A}{P_{ch}} \quad (1.14)$$

A noter que le diamètre hydraulique est égal au diamètre équivalent chauffé dans le cas d'un tube ou d'un anneau chauffé des deux côtés. Dans ce cas de figure le périmètre mouillé est égale au périmètre chauffé. Le diamètre équivalent chauffé d'une section annulaire chauffé intérieurement est donnée par :

$$d_{ch,annul-int} = 4 \frac{\pi/4(d_0^2 - d_i^2)}{\pi d_i} = \frac{(d_0^2 - d_i^2)}{d_i} \quad (1.15)$$

1.7.3-Définition des nombres adimensionnels caractéristiques

a) *Le nombre de Reynolds*

Le nombre de Reynolds (Re) est un paramètre fondamental en mécanique des fluides. Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité et est souvent utilisé pour caractériser la transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent.

Dans le cas d'un écoulement monophasique liquide, il s'exprime suivant :

$$Re = \frac{\rho_l u_l d_h}{\mu_l} \quad (1.16)$$

Avec μ_l qui est la viscosité du liquide et d_h le diamètre hydraulique :

$$Re_l = \frac{G(1-x)d_h}{(1-\alpha)\mu_l} \quad (1.17)$$

$$Re_g = \frac{Gx d_h}{\alpha \mu_g} \quad (1.18)$$

b) *Le nombre de Nusselt*

Le nombre de Nusselt (Nu) exprime le rapport entre les effets de convection de la chaleur et les effets de conduction de cette chaleur. Dans un écoulement interne, la longueur de référence est le diamètre hydraulique de la conduite. Ce nombre adimensionnel s'exprime suivant :

$$Nu = \frac{h d_h}{\lambda_l} \quad (1.19)$$

Où h est le coefficient d'échange thermique et λ_l , la conductivité thermique du liquide.

c) *Le nombre de Prandtl*

Le nombre de Prandtl (Pr) exprime le rapport entre les effets de diffusivité visqueuse et les effets de diffusivité thermique. On peut l'exprimer en fonction de la phase liquide ou de la phase vapeur selon :

$$Pr_l = \frac{\mu_l c_{p,l}}{\lambda_l} (1.20)$$

$$Pr_g = \frac{\mu_g c_{p,g}}{\lambda_g} (1.21)$$

où $c_{p,l}$ et $c_{p,v}$ sont les chaleurs spécifiques à pression constante du liquide et de la vapeur

μ_g et λ_g représentant la viscosité dynamique et la conductivité thermique de la vapeur.

d) Le nombre de Weber

Est un nombre sans dimension utilisé en mécanique des fluides pour caractériser l'écoulement de fluides à l'interface d'un système multiphasique. Il correspond au rapport des forces d'inertie et la tension superficielle.

Avec :

$$W_e = \frac{\rho v^2 L}{\sigma} (1.22)$$

- v – Vitesse
- L - Longueur caractéristique
- ρ - Masse volumique
- σ - Tension superficielle

Le nombre de Weber est principalement utilisé pour l'étude d'écoulements diphasiques et la formation de gouttes ou bulles.

1.8-Initiation de l'ébullition

Dans un canal de réacteur ayant une faible section de passage pour le réfrigérant, la création de bulles de vapeur à la surface externe de la gaine aura des conséquences néfastes sur l'intégrité des éléments combustibles. Au vu de cet inconvénient majeur, l'initiation de l'ébullition est considérée comme étant la première limite de sûreté à ne pas atteindre dans un réacteur nucléaire

à eau pressurisé. De ce fait, une quantité de chaleur importante peut être extraite à partir des éléments combustibles sans que cela ne soit accompagné d'une élévation significative de la température du réfrigérant. Néanmoins, les bulles qui naissent au niveau de la paroi, si elles ne sont pas évacuées hors du canal, grandiront rapidement et se rassembleront pour former des bouchons de vapeur dans l'espace qui sépare les éléments combustibles conduisant ainsi à l'assèchement de la paroi et la fusion des crayons combustibles.

1.8.1-Mécanisme physique et prédiction du phénomène

L'apparition des premières bulles doit être prédite avec précision. Parmi toutes les corrélations qui calculent le flux de chaleur correspondant au début d'ébullition et qu'on désigne généralement par q_{ONB} , celle de **Bergles-Rohsenow** est la plus utilisée [9]

$$q_{ONB} = h \left\{ \frac{5}{9} \left[\frac{q_{ONB}}{1.79610^{-3} p^{1.156}} \right]^{\left(\frac{p^{0.0234}}{2.828} \right)} + (T_{sat} - T_f) \right\} \quad (1.23)$$

Où h est le coefficient de transfert de chaleur en simple phase et p est la pression absolue du réfrigérant dans le canal. T_{sat} et T_f sont respectivement les températures de saturation et du fluide.

La température de la gaine pour laquelle ce flux de chaleur est atteint peut être calculée par :

$$T_{p(ONB)} = T_f + \frac{q_{ONB}}{h} \quad (1.24)$$

C'est la température maximale que peut atteindre la gaine du crayon combustible quelle que soit sa position dans le cœur.

Forst et Dzakowic ont proposés une corrélation pour l'apparition de l'ébullition nucléée suivant laquelle la température de paroi atteigne une valeur suffisante.

$$T_p - T_{sat} > \left[\frac{8\sigma T_{sat} q}{\lambda_l \rho_g h_{lv}} \right]^{\frac{1}{2}} Pr_l \quad (1.25)$$

1.9-Apparition significative de la vapeur

La prédiction de l'apparition significative de la vapeur est importante pour le calcul des pertes de pression. Saha et Zuber (1974) ont proposé les mécanismes suivants. Aux faibles vitesses de

liquide, ce sont les effets thermiques qui contrôlent l'apparition de la vapeur. Si le flux est suffisant pour vaincre la sous-saturation ($T_{sat} - T_l$) les bulles ne vont pas se re-condenser. Le paramètre de similitude contrôlant l'apparition significative de la vapeur est un nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{qD}{K_l(T_{sat}-T_l)} \quad (1.26)$$

Aux vitesses massiques élevées ce sont les effets hydrodynamiques qui contrôlent l'apparition significative de vapeur. Quand la vitesse du liquide augmente les bulles sont arrachées de la paroi par cisaillement. Un nombre de Stanton peut être défini comme paramètre de similitude :

$$St = \frac{qD}{\dot{m}c_{pl}(T_{sat}-T_l)} \quad (1.27)$$

1.10-Crise d'ébullition

On a vu qu'en écoulement annulaire, l'épaisseur du film liquide commence à décroître progressivement à tel point qu'en certains endroits ce film disparaît complètement et la paroi est alors en contact direct avec la vapeur. Selon le régime d'ébullition, on distingue deux types de crises d'ébullition (Fig.1.8) qui correspondent à des mécanismes physiques différents : La caléfaction ou « *DeparturefromNucleateBoiling(DNB)* » et l'assèchement ou « *Dryout* » [1.8]. Cet état 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 1.8. Le terme de flux thermique critique (CHF) est utilisé pour désigner les deux types de crise d'ébullition. La figure 1.11 dresse la carte d'ébullition des régions d'échange thermique observées dans un canal vertical chauffée uniformément, présentées en fonction du flux et du titre. Le cas traité par la figure 1.8 est représenté par les courbes (i) et (ii) où l'on rencontre toute les régions. 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 (iii) et sous saturée aux forts flux (vii) (Fig.1.11)

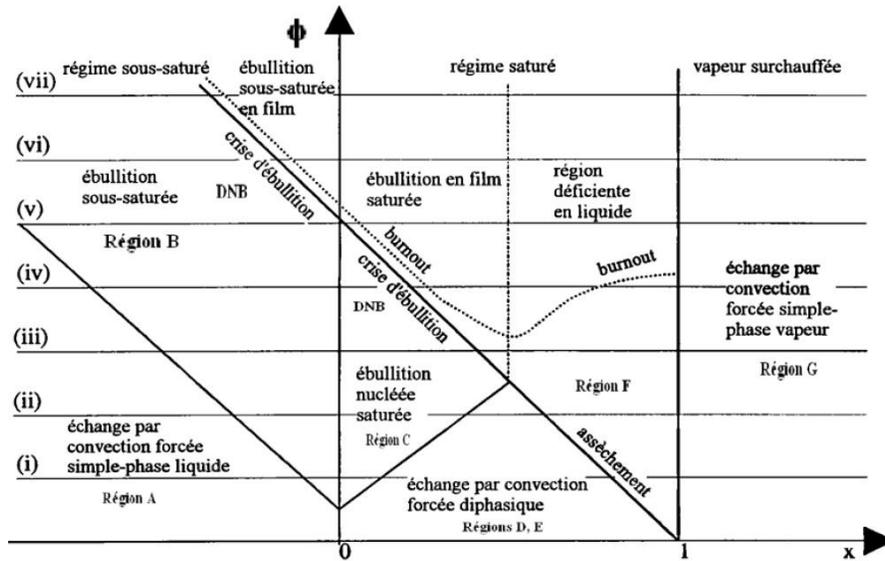


Figure 1.11 : Carte d'ébullition des différentes régions d'échange thermique[7]

1.10.1-Mécanisme physique de la crise d'ébullition

Le flux de chaleur critique est déterminé expérimentalement sur des boucles d'essai hors-réacteur où sont simulées la configuration géométrique du canal thermique du réacteur ainsi que les conditions thermohydrauliques qui y règnent (débit, pression, température, etc...).

Le flux de chaleur désiré est obtenu à l'aide de résistances électriques qui chauffent par effet Joule. En effet, le flux de chaleur critique est généralement décelé au moyen de thermocouples installés sur la paroi chauffante et uniformément réparties le long du canal (d'autres méthodes sont également utilisées pour détecter le flux critique). Durant l'expérience, on augmente progressivement le flux de chaleur jusqu'à ce que l'un des thermocouples enregistre un saut brutal de la température. Le flux de chaleur ainsi fixé sera le flux critique recherché [10].

Plusieurs travaux ont été menés pour estimer le flux critique. Les résultats ont permis d'établir un grand nombre de corrélations ayant chacune son propre domaine d'application.

La plus utilisée est celle de Westinghouse W-3.Hewitt [11] a donné une description des différents mécanismes conduisant à la crise d'ébullition. Pour la région sous-saturée avec faible titre les trois principaux mécanismes (Fig.1.12) sont :

a) L'accumulation des bulles de vapeur près de la paroi chauffante. Le recouvrement de la paroi par les bulles finit par empêcher tout contact avec le liquide.

b) 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.

c) Formation de taches sèches pendant le passage de gros bouchons de vapeur en régime d'écoulement avec bouchons.

1.10.2-

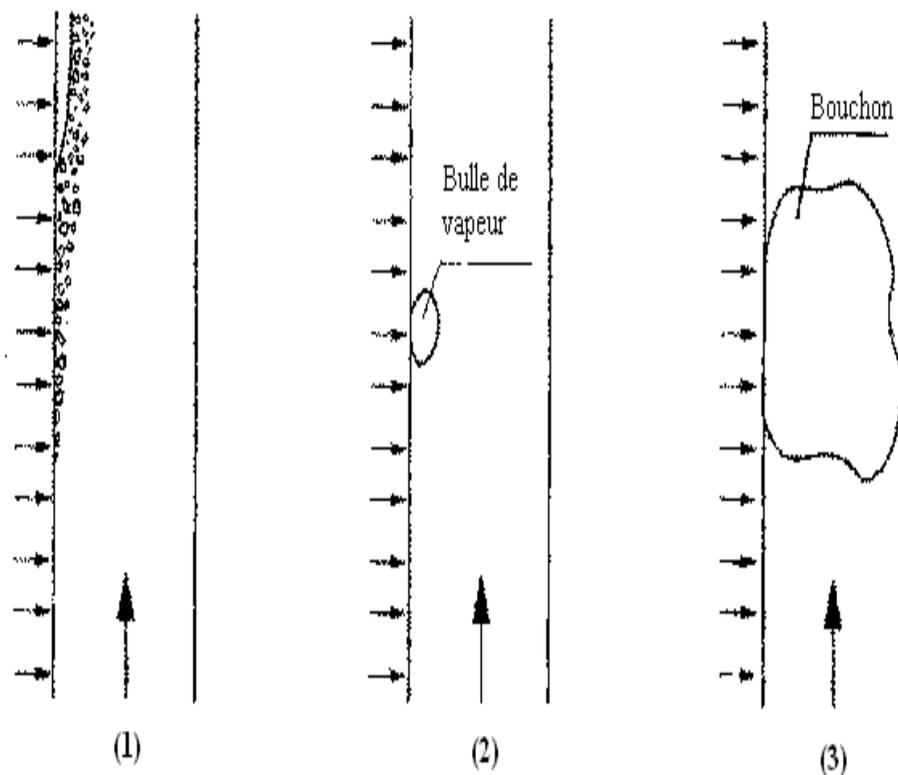


Figure 1.12: Mécanismes de crise d'ébullition sous saturée ou à faible titre[11].

Méthodes de prédiction du CHF

Les méthodes de prédiction du CHF peut être classé en deux catégories, ceux issues de l'approche analytique (ou théorique) et les méthodes empiriques. Les modèles analytiques sont développés en tenant compte des mécanismes physiques spécifiques menant à la CHF tel que

discuté dans la section précédente. Les méthodes empiriques sont principalement basées sur les bases de données expérimentales et les tendances paramétriques connues des données.

1.10.2.1-Méthodes analytiques pour l'estimation du CHF

Plusieurs auteurs ont abordé le problème de l'évaluation du flux de chaleur critique par des approches analytiques avec hypothèse soit la présence d'une couche de vapeur en paroi, soit l'évaporation de la sous-couche liquide en contact avec la paroi, ces modèles ne sont pas encore assez développées et précis pour être appliqués dans l'industrie nucléaires. En plus les modèles théoriques sont limités et insuffisant car c'est un phénomène complexe et encore mal compris.

Etant donné les géométries très particulières rencontrées dans le cœur du réacteur nucléaire, une approche expérimentale est préférée car elle permet de qualifier les performances du combustible nucléaire vis-à-vis de la limite en flux critique.

1.10.2.2-Méthodes expérimentales et corrélations pour l'estimation du CHF

Etant donné la nature complexe du flux thermique critique, la formulation de modèles théoriques de prédiction du CHF n'a pas eu un grand succès. Des méthodes expérimentales ont permis de relier une estimation du flux critique en fonction de divers paramètres thermohydrauliques ou géométriques à une échelle réduite pour l'élaboration de corrélations empiriques.

A cet effet, des boucles d'essai hors réacteur sont conçues spécialement pour déterminer expérimentalement le flux de chaleur critique ou sont simulée la configuration géométrique du canal du réacteur ainsi que les conditions thermohydrauliques qui y règnent (débit, pression température ...) en substituant l'élément combustible nucléaire par des résistances électriques qui permettent d'obtenir de la chaleur par effet de joule. En réalité, il existe plusieurs corrélations, le catalogue de Milioti contient cinquante-neuf (59) corrélations avec les détails de comparaison des domaines de validation de chaque une, ainsi que d'autres corrélations récentes.

Il y a deux procédures adoptées pour les corrélations: corrélations basées sur des hypothèses et équations thermohydrauliques, elles suggèrent que le flux thermique critique est une fonction du titre thermodynamique et le sous-refroidissement et on peut citer la corrélation de Bowring, W3, Katto et Ohne (utilisée pour des fluides autre que l'eau).

1.10.2.3-Prédiction du CHF par la table « Look-up Table »

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 look-up 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) [15,16] en incluant toutes les données mondiales récentes du flux thermique critique. Le domaine de validité de la table est le suivant :

- pression : 1 - 200 [bars]
- débit spécifique : 0 - 8000 [kg/m^2s]
- titre thermodynamique : -0,5 - 1

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.

1.10.2.3.1–Application à un diamètre du tube autre que 8 mm

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

$$\Phi_{CRIT} = \Phi_{CRIT, 8mm} \left(\frac{8}{D}\right)^n \quad (1.28)$$

n = 0.5 pour 4 ≤ D ≤ 16 mm ; (Doroschchuk, 1975)

n = 0.333 pour 4 ≤ D ≤ 32 mm ; (Groeneveld et al. , 1996, 2006)

Pour les valeurs intermédiaires de P, G et x, le flux thermique critique est obtenu par interpolation linéaire. Un extrait de calcul de CHF sur la table de 2006 est donné par la figure (1.13) pour une pression de 10 bars

Pressure [MPa]	Mass Flux [kg m ⁻² s ⁻¹]	CHF [kW m ⁻²]																							
X→	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	
1000	0	7347	6383	5570	4657	4175	3535	2778	2159	1820	1320	940	678	492	377	318	269	254	231	220	193	145	0		
1000	50	7700	6956	6204	5406	4891	4169	3412	2702	2473	1966	1607	1351	1179	1068	933	770	723	706	586	522	369	282	0	
1000	100	8581	7702	6906	6224	5173	4600	4000	3609	3069	2549	2380	2216	2087	1949	1798	1700	1652	1541	1280	1078	708	501	0	
1000	300	10093	8830	7796	6476	5710	4793	4140	4013	3901	3685	3471	3372	3276	3172	2993	2871	2766	2594	1727	1302	815	514	0	
1000	500	12229	10729	9379	7775	6729	5811	5000	4800	4600	4375	4162	4083	3997	3851	3810	3473	3291	3102	832	623	322	213	0	
1000	750	14675	12510	10033	7775	6255	4896	4378	4337	4228	4200	4162	4083	3997	3851	3810	3473	3291	3102	832	623	322	213	0	
1000	1000	17023	14042	11114	8024	6275	4978	4804	4736	4616	4351	4177	4099	3998	3896	3708	3148	2620	1199	636	391	189	128	0	
1000	1500	20026	16859	13366	9481	7659	6918	6497	5831	5246	4610	4271	4057	3704	3655	3049	1604	1238	843	315	218	138	75	0	
1000	2000																								
1000	2500																								
1000	3000																								
1000	3500																								
1000	4000																								
1000	4500																								
1000	5000	31994	26883	20592	12193	10358	9185	7623	6934	5919	4492	3722	3317	2924	2357	1874	1562	1337	1109	703	372	146	64	0	
1000	5500	33271	27872	21588	13122	10898	9280	7551	6744	6006	4590	3694	3272	2887	2358	1938	1664	1428	1200	781	427	173	78	0	
1000	6000	34314	28814	22490	14247	11388	9491	7633	6655	6024	4616	3548	3236	2856	2372	2006	1746	1506	1280	856	477	204	95	0	
1000	6500	35402	29678	23127	14949	11882	9883	7866	6765	6151	4649	3592	3194	2864	2403	2060	1829	1587	1362	955	530	236	112	0	
1000	7000	36417	30478	23637	15247	12338	10051	8088	6875	6185	4676	3617	3231	2818	2445	2122	1909	1670	1445	1008	583	269	129	0	
1000	7500	37289	31065	24195	16170	12803	10604	8228	6965	6238	4694	3628	3251	2897	2480	2219	1968	1736	1512	1074	630	291	140	0	
1000	8000	38003	31712	25017	17157	13534	11049	8426	6995	6294	4822	3674	3301	2917	2547	2272	2021	1794	1573	1136	668	312	150	0	

Figure 1.13: Exemple de déduction du CHF à partir de look-up table (LUT) 2006

1.10.2.3.2-Application à la géométrie annulaire

Les valeurs du CHF déduites des LUT pour le cas spécifique d'un diamètre de 8 mm devaient être corrigées par des facteurs afin d'être appliqué à d'autres géométries et d'autres conditions [17-19]. La géométrie annulaire a été prise en compte par le facteur f_l selon l'équation. (1.56) et en utilisant le diamètre équivalent d_{ch} chauffée

$$\dot{q}_{CHF, f1} = \dot{q}_{CHF, 8} f_1 = \dot{q}_{CHF, 8} \left(\frac{d_{ch}}{8}\right)^{-1/2} \quad (1.29)$$

$$d_{ch} = \frac{4A}{P_{ch}} = \frac{d_o^2 - d_i^2}{d_i} \quad (1.30)$$

L'effet de la longueur chauffée a été corrigé en multipliant la valeur du CHF avec le facteur f_4

$$\dot{q}_{CHF, f_4} = \dot{q}_{CHF, 8} f_4 = \dot{q}_{CHF, 8} \exp\left(\frac{d_h}{L} \exp(2\epsilon_{hom})\right) \quad (1.31)$$

Pour $5 \leq \frac{L}{d_h} \leq 80$ et avec le taux de vide homogène

$$d_h = \frac{4A}{P_m} = \frac{d_o^2 - d_i^2}{d_i + d_o} = d_o - d_i \quad (1.32)$$

$$\epsilon_{hom} = \frac{x_{th}}{x_{th} + \rho_v / \rho_l (1 - x_{th})} \quad (1.33)$$

Le flux critique avec la correction des effets de longueur et de diamètre est obtenu par l'équation :

$$\dot{q}_{CHF} = \dot{q}_{CHF, 8} f_1 f_4 \quad (1.34)$$

1.10.3-Méthode de transposition fluide-fluide

L'objectif de cette partie est, d'une part, de présenter la démarche de mise en forme adimensionnelle des corrélations liant un phénomène aux paramètres qui le contrôlent, d'autre part, d'explicitier les conditions nécessaires à la transposition des résultats du cas étudié expérimentalement (la maquette) au cas du problème pratique à résoudre (le prototype). En effet, pour réduire le coût élevé des essais d'écoulement thermique critique dans les réacteurs de puissance à eau bouillante, on a tout intérêt à recourir à des modèles fluide à fluide qui permettent d'atteindre les conditions de changement de phase et l'échauffement critique pour des niveaux de puissance et pression considérablement réduites. Les fluides usuellement choisis pour cette simulation sont de la famille des fluorocarbones (Fréons,) pour leur chaleur latente faible. Néanmoins, les résultats obtenus par ces fluides ne seront exploitables qu'à travers une transposition des données du modèle (R-11) au fluide prototype (Eau) par les méthodes de similitudes [12,13]. Pendant les expériences de CHF quatre paramètres thermohydrauliques

devaient être ajustés, tels que la pression, la vitesse massique, le titre massique à la sortie et le flux de chaleur.

Lorsqu'il doit faire appel à une expérimentation sur maquette, à cause notamment de la taille géométrique du problème réel, non acceptable au niveau du laboratoire, l'expérimentateur doit respecter certaines conditions de fonctionnement liant l'étude sur la maquette et sa transposition au prototype. Ces conditions sont imposées par la théorie de la similitude. D'une manière plus générale, ces conditions sont nécessaires lorsque l'on veut appliquer à un problème la solution obtenue pour un autre problème réputé semblable. Cette solution, pour garder sa généralité, sera toujours donnée sous la forme d'une ou de plusieurs équations adimensionnalisées dans lesquelles apparaîtront des paramètres particuliers qui sont appelés communément : nombres sans dimension. Ils doivent obéir aux équations suivantes :

Similitude géométrique

$$\left(\frac{L}{D}\right)_P = \left(\frac{L}{D}\right)_M \quad (1.35)$$

Similitude thermodynamique

$$\left(\frac{\Delta H}{\lambda}\right)_P = \left(\frac{\Delta H}{\lambda}\right)_M \quad (1.36)$$

Similitude hydrodynamique

$$\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)_P = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)_M \quad (1.37)$$

L'égalité des nombre d'ébullition

$$Bo = \frac{q}{Gh_{lg}} \quad \text{avec} \quad (Bo)_P = (Bo)_M \quad (1.38)$$

Celle-ci fixe la relation de correspondance entre les flux chauffants.

L'égalité nombre de weber

$$We = \frac{G^2 R}{\sigma \rho} \quad \text{avec} \quad (We)_P = (We)_M \quad (1.39)$$

Cette relation lie les vitesses massiques.

1.10.3.1 - Modèle d'AHMED [13]

Cette méthode est largement utilisée dans la conception thermohydraulique des réacteurs nucléaires. En effet, Il existe plus de dix (10) nombres sans dimension indépendants qui décrivent le CHF dans des conditions de circulation forcée (X. Cheng, 2003). Il est évidemment impossible de parvenir à une similitude complète en utilisant des fluides différents, à cause de la limitation de degré de liberté disponibles pour l'expérimentation. Au cours des expériences de CHF quatre paramètres thermohydraulique peuvent être ajustés, à savoir la pression, vitesse massique, titre massique à la sortie et le flux de chaleur.

La technique est développée à partir d'analyses dimensionnelles classiques et à partir de la théorie des modèles en utilisant la technique de distorsion compensée pour développer le paramètre du modèle.

Pour la modélisation de la vitesse massique, Ahmed, basé sur l'analyse dimensionnelle, recommande l'utilisation du paramètre

$$\Psi_{Ahmad} = \left(\frac{GD}{\mu_l}\right) \left(\frac{\mu_l^2}{\sigma D \rho_l}\right)^{2/3} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{1/5} \quad (1.40)$$

$$\frac{\left(\left(\frac{GD}{\mu_l}\right) \left(\frac{\mu_l^2}{\sigma D \rho_l}\right)^{2/3} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{1/5}\right)_{fluide_A}}{\left(\left(\frac{GD}{\mu_l}\right) \left(\frac{\mu_l^2}{\sigma D \rho_l}\right)^{2/3} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{1/5}\right)_{fluide_B}} = 1 \quad (1.41)$$

Le modèle ainsi réalisé a subi des essais à différents rapports de densité liquide/vapeur pour divers composés à base de fréon, le potassium et l'anhydride carbonique dans une vaste gamme d'écoulement massifs et de sous-refroidissements et celle de la qualité.

Un excellent accord est obtenu entre les données expérimentales et la technique des modèles pour des géométries circulaires ou annulaires et pour des géométries de grappes d'éléments combustibles. Les paramètres de similitude doivent obéir aux conditions du tableau ci-dessous:

Conditions opératoires	Critères de similitudes	Domaine de validité
Pression	$\frac{\rho_l}{\rho_g} \Big _{\text{fluide}_A} = \frac{\rho_l}{\rho_g} \Big _{\text{fluide}_B}$	$7 < \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) < 980$
Vitesse massique	$\psi \Big _{\text{fluid}_A} = \psi \Big _{\text{fluid}_B}$	$5 < \psi < 100$
Titre massique de vapeur critique	$x_{cr} \Big _{\text{fluid}_A} = x_{cr} \Big _{\text{fluid}_B}$	$-0.4 < x_{cr} < 0.9$
Densité de flux	$\frac{q_{cr}}{Gh_{fs}} \Big _{\text{fluid}_A} = \frac{q_{cr}}{Gh_{fs}} \Big _{\text{fluid}_B}$	Pas de limite
Géométrie	Reste inchangée	

Tableau 1: Critère de Similitude d'AHMED

1.10.3.2 - Modèle de KATTO

La méthode de Katto, recommandé par Groeneveld et al. [12] dans le calcul de mise à l'échelle et de transposition fluide-fluide, est basée sur la détermination des facteurs multiplicateurs de transposition et la vérification de la condition de la vitesse massique :

$$\Psi_{Katto} = \frac{G\sqrt{D}}{\sqrt{\sigma\rho_l}} \quad (1.42)$$

$$\frac{\left(\frac{G^2.D}{\sigma.\rho_l}\right)_{\text{fluide}_A}}{\left(\frac{G^2.D}{\sigma.\rho_l}\right)_{\text{fluide}_B}} = 1 \quad (1.43)$$

A partir du rapport des masses volumiques du liquide à la vapeur, le facteur multiplicateur de pression peut être calculé par l'équation (1.71)

$$F_P = \frac{P_{\text{fluide}_A}}{P_{\text{fluide}_B}} \quad (1.44)$$

Le facteur du rapport des vitesses massiques est calculé suivant l'équation (1.72).

$$F_G = \frac{G_P}{G_M} = \frac{\left(\sqrt{\frac{\sigma_p}{D}}\right)_{fluide_A}}{\left(\sqrt{\frac{\sigma_p}{D}}\right)_{fluide_B}} \quad (1.45)$$

Calcul du facteur de mise à l'échelle des chaleurs latentes

$$F_{\Delta h} = \frac{(h_{fg})_{fluide_A}}{(h_{fg})_{fluide_B}} \quad (1.46)$$

Calcul du facteur de mise à l'échelle de flux thermique en multipliant le facteur de mise à l'échelle des vitesses massiques et le facteur de la chaleur latente

$$F_Q = F_G \times F_{\Delta h} \quad (1.47)$$

Calcul du flux de chaleur critique

$$(q_{CHF})_{fluide_A} = F_Q \times (q_{CHF})_{fluide_B} \quad (1.48)$$

1.10.4–Fluides frigorigène simulant : choix et impacts environnementaux

Le choix d'un réfrigérant simulant est justifié par la spécificité de ses caractéristiques physiques qui offrent l'avantage d'obtenir un changement de phase avec des niveaux de flux de chaleur relativement bas. La basse pression permet de réduire la complexité et le coût de l'installation d'essai pour simuler les conditions de pressions dans les réacteurs nucléaires qui sont nettement plus élevés. Néanmoins, ces fluides sont des chlorofluorocarbures ou CFC faisant partie de la famille des halogénoalcanes, où tous les atomes d'hydrogène ont été substitués par des atomes de chlore et de fluor. Ils font partie des gaz qui contribuent à la dégradation de la couche d'ozone.

L'Algérie qui a ratifié en juin 2007 [1] le protocole de Montréal est appelée à "respecter ses engagements en procédant à l'élimination progressive des différentes substances appauvrissant la couche d'Ozone". A cet effet, un agenda (Tableau 2) a été arrêté et publié dans le journal officiel Algérien N°43 du 1^{er} juillet 2007 relatif à l'élimination progressive et réglementées de ces substance.

Dates d'élimination des substances réglementées

Outre l'interdiction des Hydrobromofluorocarbones (HBFC), celle du Bromochlorométhane entrera en vigueur à partir de la date de publication du décret présidentiel portant ratification de l'Algérie à l'amendement au protocole de Montréal adopté à la onzième réunion des Parties à Beijing, (Pékin).	
1er janvier 2010	Chlorofluorocarbones (CFC)
1er janvier 2010	Autres chlorofluorocarbones entièrement halogénés (autres CFC)
1er janvier 2010	Halons
1er janvier 2010	Tétrachlorure de carbone
1er janvier 2015	Méthyle chloroforme
1er janvier 2015	Bromure de méthyle
1er janvier 2040	Hydrochlorofluorocarbones(HCFC)

Tableau 2 des dates d'élimination des substances réglementées

Les conséquences pour l'industrie de la réfrigération sont assez importantes. Les problèmes vont concerner l'efficacité des installations et d'adaptation aux nouveaux fluides. Cela peut entraîner une diminution du domaine de température de fonctionnement. Tous les fluides de substitution ne peuvent remplacer les CFC et HCFC. A cet effet, une étude sur le choix d'un nouveau réfrigérant non-CFC pour l'actuelle installation de thermohydraulique expérimentale s'impose.

1.10.4.1–Le dioxyde de carbone R744 :

Le CO₂ peut être utilisé comme un fluide frigorigène [14] malgré sa température critique relativement basse. Les points de fonctionnement de ce fluide sont proches du point critique. Son coût est très faible. Le R744 a été utilisé pour les installations de réfrigérations de la marine et dans l'industrie car il est ininflammable (il est utilisé comme agent d'extinction des feux). Les excellentes propriétés des transferts thermiques du CO₂ constituent un avantage mais son utilisation est réduite à l'étage basse pression des systèmes en cascade, d'où le nombre limité d'applications industrielles.

Le dioxyde de carbone (CO₂) qui est par définition le gaz de l'effet de serre présente l'avantage d'être un fluide naturel. Cependant, le CO₂ peut être utilisé en mélange avec des HFC comme agent d'extinction et comme fluide frigorigène.

1.10.4.2–Les dérivés halogénés :

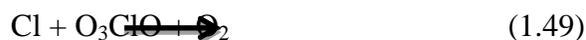
Ce sont les fluides frigorigènes les plus employés dans les installations frigorifiques. Ces composés sont non toxiques et ininflammables. L'avantage de ces fluides est qu'ils peuvent se prêter à un grand nombre d'applications et qu'ils présentent des risques minimes même en cas de fuite. De plus, ils sont parfaitement compatibles avec les différentes huiles utilisées pour les compresseurs. Nous distinguons les Hydrofluorocarbures (HFC), les Chlorofluorocarbures (CFC) et les Hydro-chlorofluorocarbures (HCFC).

1.10.4.2.1–Les HCFC et CFC :

Les HCFC et CFC ont un impact non négligeable sur la couche d'Ozone. La couche d'ozone est une mince bande de la stratosphère qui filtre les rayons provenant du soleil. Il y a 25 ans, Rowland et Molina [7] ont montré que les émissions de composés chimiques contenant du chlore pouvaient détériorer la couche d'ozone stratosphérique. Les conséquences peuvent être terribles :

- Augmentation des rayons ultraviolets engendrant un risque accru du cancer.
- Destruction de la flore.
- Risques des problèmes oculaires, etc....

La communauté scientifique a accusé les Chlorofluorocarbures (CFC) d'être responsables de la destruction de la couche d'ozone. Ils pensent qu'ils se décomposent avec les rayons ultraviolets pour former des atomes de chlore qui attaquent l'ozone selon la réaction :



De plus, le problème de l'effet de serre, entraînant un réchauffement de la planète et un bouleversement climatique, apparaît avec l'utilisation de ces gaz réfrigérants.

1.10.4.2.2–Les HFC :

Les réfrigérants HFC sont les substituts des CFC et HCFC qui présentent une très grande efficacité énergétique. Ils sont inoffensifs vis-à-vis la couche d'ozone. Malheureusement, leur GWP est assez élevé bien que leur durée de vie dans l'atmosphère soit beaucoup plus courte par rapport aux autres gaz à effet de serre.

Les plus couramment utilisés sont les suivants :

Nom	Formule
R23	CF ₃ H
R41	CFH ₃
R125	C ₂ F ₅ H
R143a	C ₂ F ₃ H ₃
R32	CF ₂ H ₂
R134	C ₂ F ₄ H ₂
R227ea	C ₃ F ₇ H
R152a	C ₂ F ₂ H ₄
R236fa	C ₃ F ₆ H ₂
R236ea	C ₃ F ₆ H ₂
R245fa	C ₃ F ₅ H ₃
R245ca	C ₃ F ₅ H ₃

Tableau 3 : Les principaux HFC

1.10.5–Les fluides frigorigènes et l’environnement :

1.10.5.1– Le GWP :

Le GWP (Global Warming Potential) exprime le potentiel de réchauffement d’un gaz à effet de serre comparé à celui du dioxyde de carbone. Le GWP est fonction de deux paramètres : la durée de présence atmosphérique (DPA) de la substance concernée et ses caractéristiques radiatives. Le GWP absolu s’exprime en Watt/An ou par ppm. En général les industriels utilisent un GWP relatif par rapport au GWP du dioxyde de carbone fixé à 1.

Le tableau 4 montre quelques valeurs de GWP relatifs.

Dioxyde de carbone (CO ₂)	1
Méthane	21
Oxyde nitreux (N ₂ O)	310
ODS	De 100 à 8000
HFC	De 140 à 11700
PFC	De 6500 à 9200
Hexafluorure de soufre (SF ₆)	23900

Tableau 4: Valeurs du GWP relatif au Partenariat européen pour l’énergie et l’environnement (EPEE) [6]. SACO: substances appauvrissant la couche d’ozone. PFC: perfluorocarbe

ODS : « Ozone Depleting Substances » contrôlées par le protocole de Montréal.

PFC : Perfluorocarbones.

Ainsi, les ODS et HFC ont un fort pouvoir à effet de serre par rapport au CO₂.

1.10.5.2– L'effet de serre :

L'effet de serre est le réchauffement de l'atmosphère sous l'effet des rayons solaires en présence de certain gaz. C'est le GWP qui permet de mesurer le potentiel d'un gaz à effet de serre. Cependant, il est important de prendre en considération la durée de vie de gaz dans l'atmosphère (DPA) et ses quantités produites. Par exemple, le CO₂ qui a GWP très faible à une durée de vie de 5 siècles dans l'atmosphère alors qu'un réfrigérant n'a qu'une durée de vie de 20 ans maximum. C'est-à-dire que le réfrigérant va être détruit dans l'atmosphère. C'est pourquoi, le GWP n'est pas le seul indice à prendre en compte pour mesurer l'impact d'un gaz sur l'environnement.

Les quantités émises sont aussi un facteur très important. Le tableau 2 indique quelques quantités de gaz à effet de serre émises.

Dioxyde de carbone (CO ₂)	30800000000
Méthane	3500000000
Oxyde nitreux (N ₂ O)	110000000
ODS	600000
HFC	140000
PFC	20000
Hexafluorure de soufre (SF ₆)	6000

Tableau 5 : Gaz à effet de serre: émission en 2000 (en tonnes) d'après le Partenariat européen pour l'énergie et l'environnement (EPEE) [6]. SACO: substances appauvrissant la couche d'ozone. PFC: Perfluorocarbones.

Ainsi, le CO₂ s'avère être le principal responsable de l'effet de serre. En effet, pour mesurer l'impact d'un gaz sur le climat, il convient de prendre en considération l'indice GWP et de le multiplier par les quantités produites.

1.10.6–Les HC :

Contrairement aux HCFC et CFC, les HC ne détruisent pas la couche d'ozone. Leur potentiel d'effet de serre reste faible (GWP) mais les mesures de sécurité que les utilisateurs doivent employer peuvent faire accroître la consommation d'énergie et donc indirectement la production de CO₂. Cependant, ils contribuent à la pollution urbaine en favorisant la production d'ozone troposphérique. Ils sont très inflammables et nécessitent des usines possédant des systèmes anti-explosions.

Dans ce qui suit il est présenté quelques fluides de substitution candidats avec leurs caractéristiques utilisés lors de cette étude.

Fluide	Formule chimique	T _{sat} (K)	P (bar)	ρ(kg/m ³)	ΔH _{gl} (kJ/kg)	C _p (J/Kg*K)	μ (Pa*s)	σ (N/m)	Phase
R718 (Eau)	H ₂ O	372.76	1.0000	958.63	2257.4	4215.2	0.00028291	0.058988	liquide
		372.76	1.0000	0.59034		2078.4	1.2256e-05		vapeur
R11 (CFC)	CCl ₃ F	296.49	1.0000	1480.2	181.49	879.18	0.00040516	0.017931	liquide
		296.49	1.0000	5.7815		607.44	1.0099e-05		vapeur
R123 (HCFC)	C ₂ HCl ₂ F ₃	300.61	1.0000	1457.6	170.35	1022.6	0.00040588	0.014887	liquide
		300.61	1.0000	6.3918		699.94	1.0826e-05		vapeur
R143a (HFC)	CH ₃ CF ₃	225.63	1.0000	1167.1	226.82	1324.1	0.00028660	0.011825	liquide
		225.63	1.0000	4.7099		843.25	8.2681e-06		vapeur
R134a (HFC)	CH ₂ CFH ₂	246.79	1.0000	1377.5	217.16	1280	0.00038027	0.015481	liquide
		246.79	1.0000	5.1932		793.19	9.7687e-06		vapeur
R744 (co ₂)	CO ₂	223	1.0000	1154,6	339.73	1983	0.000294	0.05223	liquide
		223	1.0000	17,925		937	9.85077e-6		vapeur

Tableau 6 : propriétés thermodynamique des gaz frigorigènes utilisés.

1.10.7-Prédiction de la configuration de l'écoulement

Pour les écoulements eau-air et eau-vapeur, la carte très utilisée est celle de Hewitt et Roberts (1969). Elle a été établie à l'origine pour des écoulements eau-air parcourant une conduite de diamètre 31.2 mm, à des pressions allant de 1.4 à 5.4 bar. Elle utilise (Fig.1.14) en abscisse la grandeur :

$$\rho_L J_L^2 = G^2 \frac{(1-x)^2}{\rho_L} \quad (1.50)$$

Où ρ_L est la masse volumique du liquide, J_L la vitesse débitante du liquide, G la vitesse massique du mélange diphasique et x le titre massique

Et en ordonnée la grandeur :

$$\rho_G J_G^2 = G^2 \frac{x^2}{\rho_G} \quad (1.51)$$

Les abscisses et ordonnées doivent être évaluées à la pression de la zone d'observation. Les résultats obtenus par Bennett et al.[8] pour les écoulements eau-vapeur sont également bien représentés dans le diagramme de Hewitt et Roberts. Ils concernaient des écoulements eau-vapeur s'écoulant dans une conduite de diamètre 12.7 mm à des pressions allant de 34.5 à 69 bar. Dans le calcul de J_L et J_G , le titre massique x est approché par le titre à l'équilibre x_{eq} .

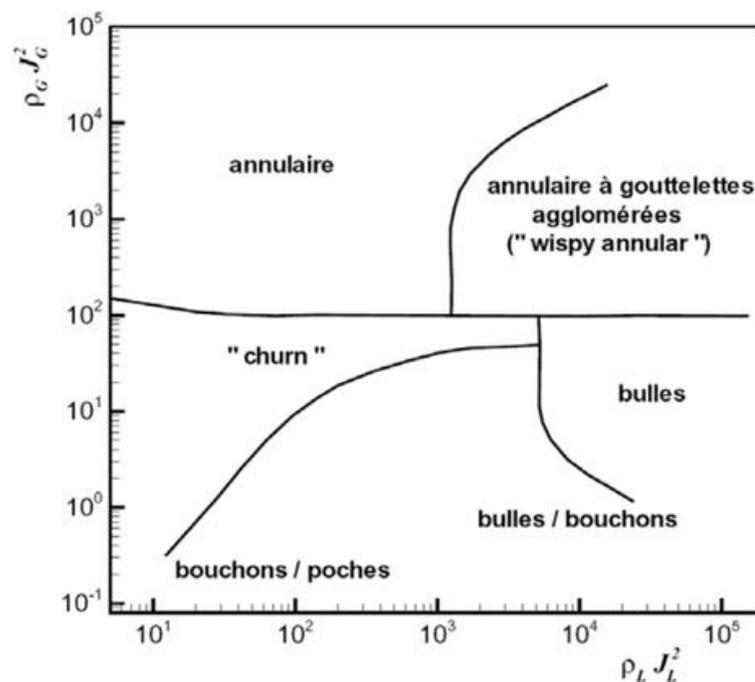


Figure 1.14 : Carte de Hewitt et Roberts établie pour les écoulements eau-air jusqu'à 5.4 bar et vérifiée pour les écoulements eau-vapeur jusqu'à 69 bar [8]

1.11 - Conclusion

Cette présentation de quelques phénomènes liés à la convection en écoulement diphasique ne saurait témoigner de la variété des problèmes posés. En effet, un intérêt particulier a été accordé aux situations rencontrées dans des écoulements avec changement de phase où se produisent les phénomènes de transfert de chaleur avec changement de phase, sujet de notre étude, dont on donnera de façon détaillée les aspects de modélisation ainsi que les mécanismes physiques et lois qui le régissent dans le chapitre suivant. Il existe cependant de nombreux processus industriels où les transferts de chaleur s'effectuent avec un fluide diphasique à deux constituants sans qu'il y ait évaporation ou condensation.

Chapitre.2–Approche de la modélisation CFD pour simuler les gaz réfrigérants de substitution

2.1 -Introduction

La principale difficulté rencontrée dans la modélisation des écoulements à bulles, et plus généralement des écoulements diphasiques, réside dans les sauts de discontinuité que subissent les grandeurs physiques au passage des différentes interfaces. Cependant, grâce au développement des méthodes numériques et à des calculateurs de plus en plus puissants avec une grande capacité de mémoire, la CFD permet d’avoir des solutions très satisfaisantes. Ceci est encore plus vrai dans la plupart des domaines de l’industrie où très souvent une prédiction de l’ordre de grandeurs de valeurs moyennes est amplement suffisante.

Dans ce chapitre, nous présenterons les principaux étapes de la modélisation qui a été mise en œuvre lors de cette étude en reproduisant à l’identique la section d’essai de l’installation expérimentale décrite également dans ce chapitre. L’échelle de résolution choisie pour ce projet est l’échelle moyennée via le modèle à deux fluides, une modélisation a été mise en œuvre pour simuler les essais expérimentales à l’aide du code CFD (Computational Fluid Dynamics) ANSYS CFX-14.5 en reproduisant la section d’essais du dispositif expérimental et éventuellement l’exploitée dans la modélisation de toutes sortes de configurations et de géométries complexes d’écoulements à bulles.

2.2 - Etapes d’une simulation par ANSYS-CFX

ANSYS-CFX utilise la méthode des volumes finis qui consiste à discrétiser le volume étudié sous la forme de petits blocs (volumes) en transformant les équations aux dérivées partielles en équations algébriques. En effet, ANSYS-CFX propose de nombreux modèles multi-physiques et schémas numériques avec lesquels l’utilisateur peut modéliser une large gamme de problème de mécanique de fluide et de transfert de chaleur. Le code CFX est fourni sous forme de package permettant aux utilisateurs une flexibilité dans l’exploitation à travers un sous logiciel Icem-CFX dédié à la réalisation de la géométrie et surtout la génération de maillage, un solveur consacrée à la résolution proprement dite du système d’équations discrétisées couplées aux modèles choisis, un logiciel de post-traitement, qui permet de visualiser facilement les champs de vecteurs, de température, les surfaces d’iso-valeur, etc. Les étapes d’un calcul CFX sont résumées sur la figure

2.1

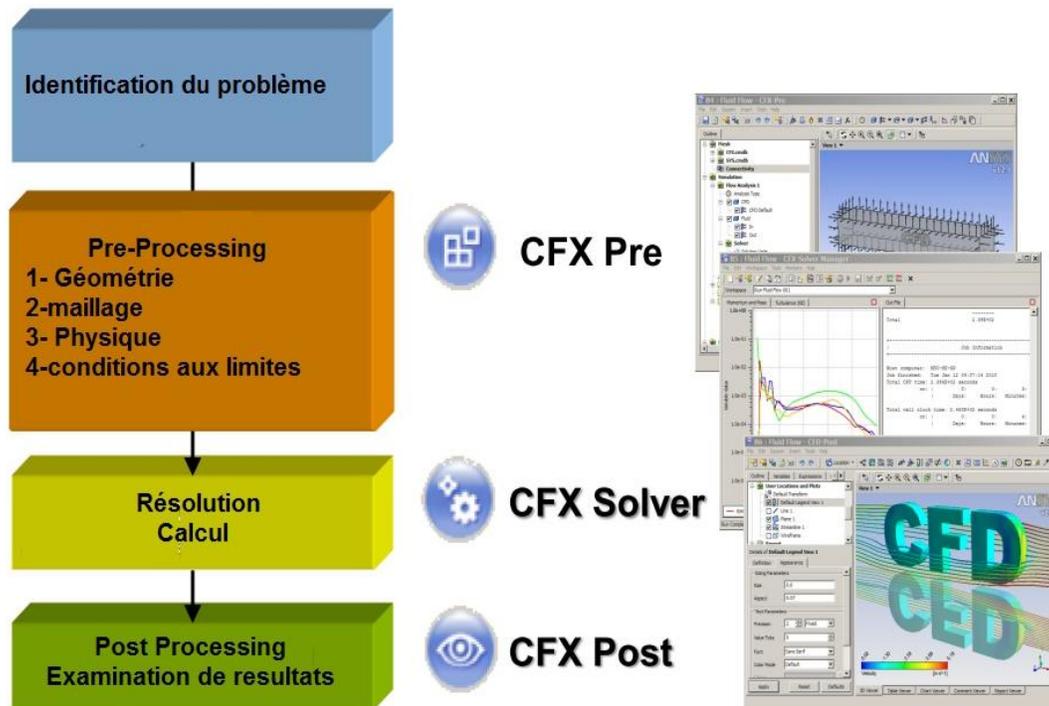


Figure 2.1 : Approche de modélisation CFD

2.5 - Volumes finis :

La méthode des Volumes Finis consiste à intégrer, sur des volumes élémentaires, les équations écrites sous forme intégrale. C'est une méthode particulièrement bien adaptée à la discrétisation spatiale des lois de conservation, contrairement aux Eléments Finis, et elle est ainsi très utilisée en mécanique des fluides.

Sa mise en œuvre est simple si les volumes élémentaires ou "volumes de contrôle" sont des rectangles en 2D ou des parallélépipèdes en 3D. Cependant, la méthode des Volumes Finis permet d'utiliser des volumes de forme quelconque et donc de traiter des géométries complexes, contrairement aux Différences Finies.

De nombreux codes(CFD) de simulation numérique en mécanique des fluides reposent sur cette méthode : Fluent, StarCD, CFX, FineTurbo, Neptune.

La méthode des Volumes Finis consiste donc à :

- Décomposer la géométrie en mailles élémentaires (élaborer un maillage).
- Initialiser la grandeur des lois de conservation dans un volume élémentaire w (m,Q,E) sur le domaine de calcul.

- Lancer le processus d'intégration temporelle jusqu'à convergence avec :
 - ✓ Calcul du bilan de flux par maille par un schéma numérique.
 - ✓ Calcul du terme source.
 - ✓ Calcul de l'incrément temporel par une méthode numérique d'intégration.
 - ✓ Application des conditions aux limites.

Donc on trouve que la méthode des volumes finis est une version spéciale de la méthode des résidus pondérés où la fonction de projection égale à l'unité. Cette méthode consiste à subdiviser le domaine d'étude en volumes élémentaires de telle manière que chaque volume entoure un nœud principal P. Chaque volume est délimité par : deux interfaces dans le cas monodimensionnel noté (e, w), quatre interfaces dans le cas bidimensionnel (e, w, s, n) et six interfaces dans le cas tridimensionnel (e, w, s, n, t, b). Chaque nœud principal P est limité par des nœuds voisins (E, W) dans le cas monodimensionnel, (E, W, S, N) dans le cas bidimensionnel, et (E, W, S, N, T, B) dans le cas tridimensionnel. L'équation différentielle est intégrée dans chaque volume élémentaire finis. Pour calculer l'intégrale dans ce volume élémentaire l'inconnue est représentée à l'aide d'une fonction d'approximation (linéaire, parabolique, exponentielle, de puissance etc.) entre deux nœuds consécutifs. Ensuite, la forme intégrale est discrétisée dans le domaine d'étude. Le résultat de discrétisation donne une équation algébrique qui est constituée par les valeurs nodales.

Donc, on va prendre d'une manière générale les trois types distingués de volume de contrôle (la dimension) qui sont utilisés par la méthode des volumes finis, on utilise l'équation de poisson pour un régime permanent avec une source.

2.5.1 -Formulation monodimensionnelle de l'Equation de Poisson par la MVF

L'équation de poisson dans le cas monodimensionnel s'écrit :

$$\frac{d}{dx} \left[\varepsilon \frac{d\phi}{dx} \right] + \rho = 0 \quad (2.1)$$

Le domaine d'étude est subdivisé en un nombre fini de nœuds. Chaque volume fini entoure un nœud principal "P". Les nœuds voisins sont "E" côté Est et "W" côté West. Les lignes en tirés représentent les faces du volume fini coté est (e) et coté ouest (w) (Figure). Pour un problème monodimensionnels, le volume d'un volume fini est $\Delta X \times 1 \times 1$.

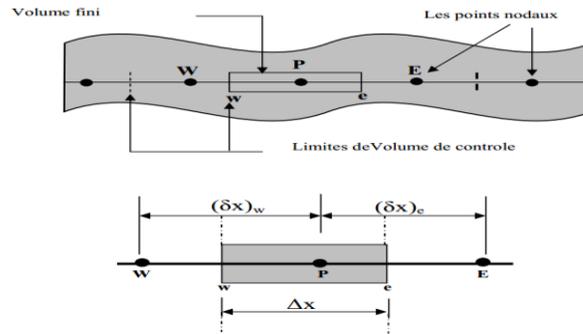


Figure (2.2): *Discretisation en volumes finis dans le cas monodimensionnel.*

Après avoir fait l'intégrale, on obtient la solution suivante

$$\left[\varepsilon_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{(\delta x)_e} \right) - \varepsilon_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{(\delta x)_w} \right) \right] + \rho_P \Delta x = 0 \quad (2.2)$$

Φ_P : la quantité de la variable au nœud P.

Φ_E : la quantité de la variable au nœud E.

Φ_W : la quantité de la variable au nœud W.

$(\delta x)_e$: Distance entre les nœuds P et E.

$(\delta x)_w$: Distance entre les nœuds W et P.

Δx : Longueur de volume fini.

$S = \rho_P \Delta x$: dit terme de source.

2.5.2 -Méthode des Volumes Finis dans le cas bidimensionnel

Le nœud principal "P" est entouré par quatre nœuds voisins celui du Nord "N", celui du Sud "S"(dans la direction y) et celui de l'Ouest "W", celui de l'Est "E" (dans la direction x). les points(e : est, w : west, n : nord, s : sud).

L'équation de Poisson dans le cas bidimensionnel est donnée comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial y} \right] = -\rho \quad (2.3)$$

Cette équation est projetée sur une fonction de projection égale à l'unité. Elle est ensuite intégrée sur le volume fini correspondant au nœud P, on obtient :

$$\int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy + \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy = \int_w^e \int_s^n -\rho dx dy \quad (2.4)$$

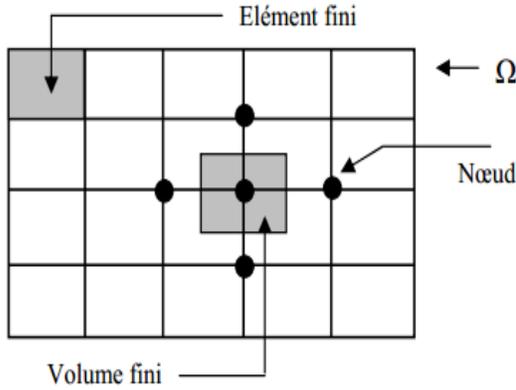


Figure (2.3) : Discrétisation en volumes finis du domaine d'étude dans le cas bidimensionnel.

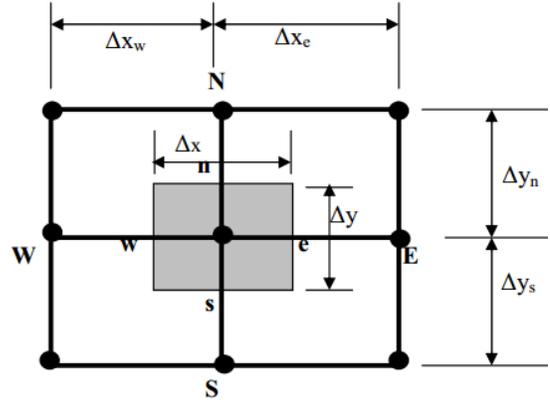


Figure (2-4) : Description bidimensionnel d'un volume fini.

L'intégration de l'égalité (2.4) sur le volume fini limité par (e, w, s, n) est :

$$\int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) dx dy + \int_w^e \int_s^n \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dx dy = \quad (2.5)$$

$$\left[\left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \right] \Delta y + \left[\left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n - \left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \right] \Delta x$$

on obtient donc :

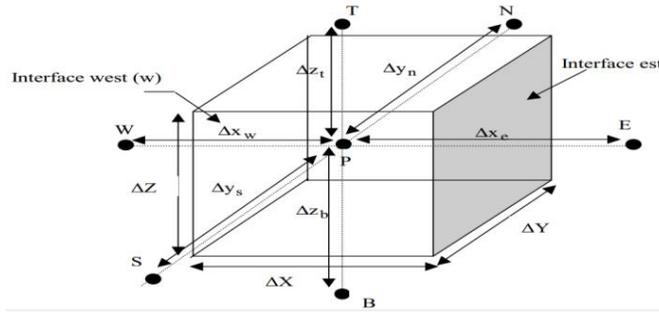
$$\left[\varepsilon \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x_e} \right)_e - \varepsilon \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta x_w} \right)_w \right] \Delta y + \left[\varepsilon \left(\frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta x_n} \right)_n - \varepsilon \left(\frac{\phi_P - \phi_S}{\Delta x_s} \right)_s \right] \Delta x = -\rho_P \Delta x \Delta y \quad (2.6)$$

2.5.3 -Méthode des Volumes Finis dans le cas tridimensionnel

Comme on a dit, la même chose pour le cas tridimensionnel, chaque volume entoure un nœud principal P et limité par six interface(E, W, S, N, T, B) et six nœuds voisin(E, W, S, N, T, B).

L'équation de poisson s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] = -\rho \quad (2.7)$$



Figure(2.5) Description d'un volume élémentaire de base.

Donc on intègre cette équation on trouve l'expression suivante :

$$\int_w^E \int_s^N \int_B^T \left(\varepsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right) dx dy dz + \int_w^E \int_s^N \int_B^T \left(\varepsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) dx dy dz + \int_w^E \int_s^N \int_B^T \left(\varepsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) dx dy dz = - \int_w^E \int_s^N \int_B^T \rho dx dy dz \quad (2.8)$$

D'où l'expression finale

$$\left[\varepsilon \left(\frac{\phi_E - \phi_p}{\Delta x_e} \right)_e - \varepsilon \left(\frac{\phi_p - \phi_w}{\Delta x_w} \right)_w \right] \Delta y \Delta z + \left[\varepsilon \left(\frac{\phi_N - \phi_p}{\Delta x_n} \right)_n - \varepsilon \left(\frac{\phi_p - \phi_s}{\Delta x_s} \right)_s \right] \Delta x \Delta z + \left[\varepsilon \left(\frac{\phi_T - \phi_p}{\Delta z_t} \right)_t - \varepsilon \left(\frac{\phi_p - \phi_B}{\Delta z_b} \right)_b \right] \Delta x \Delta y = -\rho_p \Delta x \Delta y \Delta z \quad (2.9)$$

2.6-Modélisation géométrique et maillage par ICEM-CFX

Pour l'ensemble des simulations numériques effectuées, nous avons reproduit la section d'essais du dispositif expérimental. Compte tenu de l'invariance par rotation autour de l'axe du tube, seul un secteur angulaire θ de 60° est pris en compte dans le calcul 3D de la géométrie annulaire créée avec ICEM CFD (Fig.2.6).

Pour analyser la qualité du maillage et son influence sur la solution, cinq types de maillages 3D ont été testés (10x10x100, 20x20x200, 40x40x400, 50x50x500, 60x60x500 et 70x70x500).

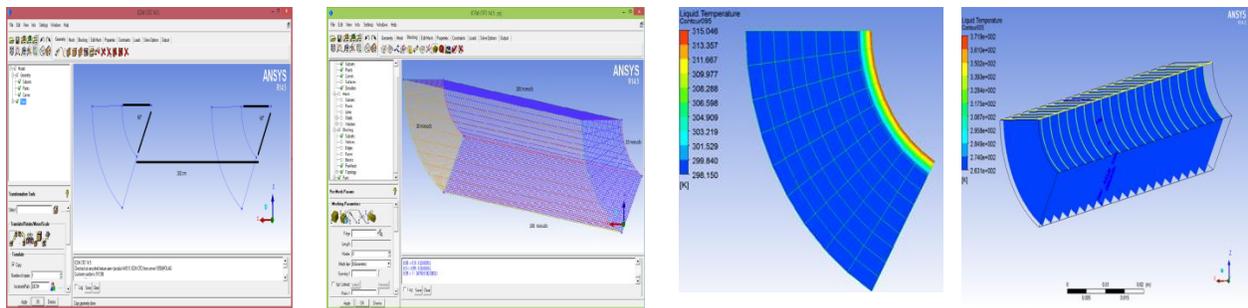


Figure 2.6 : ICEM géométrie et maillage 3D sur un secteur angulaire θ de 60°

Les résultats comparatifs d'un écoulement horizontal sont présentés pour la géométrie annulaire. En effet, la gravité a tendance à rendre l'écoulement dissymétrique avec l'apparition d'un régime d'écoulement stratifié. Contrairement à l'écoulement ascendant, la géométrie entière du canal annulaire a été prise en compte lors de la modélisation de l'écoulement horizontal (Fig.2.7)

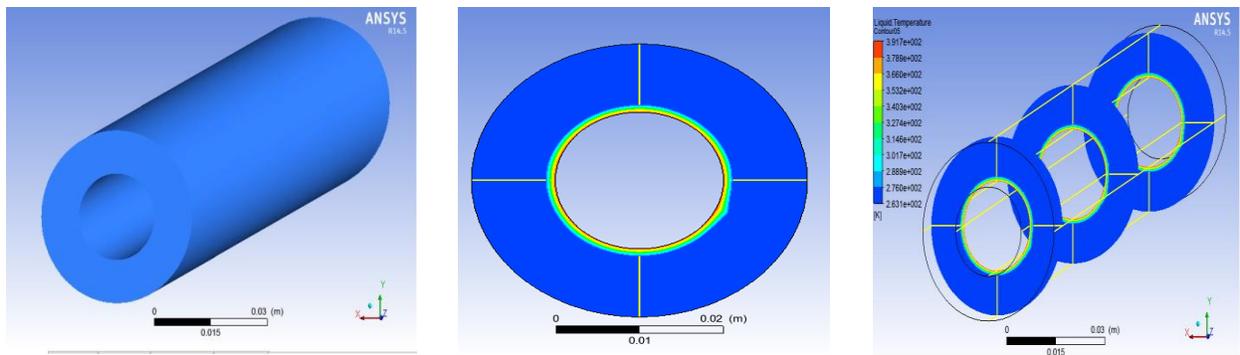


Figure 2.7 : géométrie horizontale d'un écoulement stratifié

2.7- Conditions aux limites CFX-Pre

Cinq fluides de travail présentés dans le tableau 4 ont été simulés comme caloporteur de l'installation expérimentale (figure xx) à savoir le R11, R123, R134a, R143a & R744. Les propriétés thermo-physiques de chaque fluide ont été introduites dans la partie CFX-Pre (figure 2.9). L'écoulement ascendant à travers le tube vertical annulaire est supposé être axisymétrique. Une condition limite de flux de chaleur constant a été appliquée à la partie chauffée de la paroi. La section d'entrée non chauffée n'a pas été incluse dans les domaines. La paroi extérieure est supposée être adiabatique.

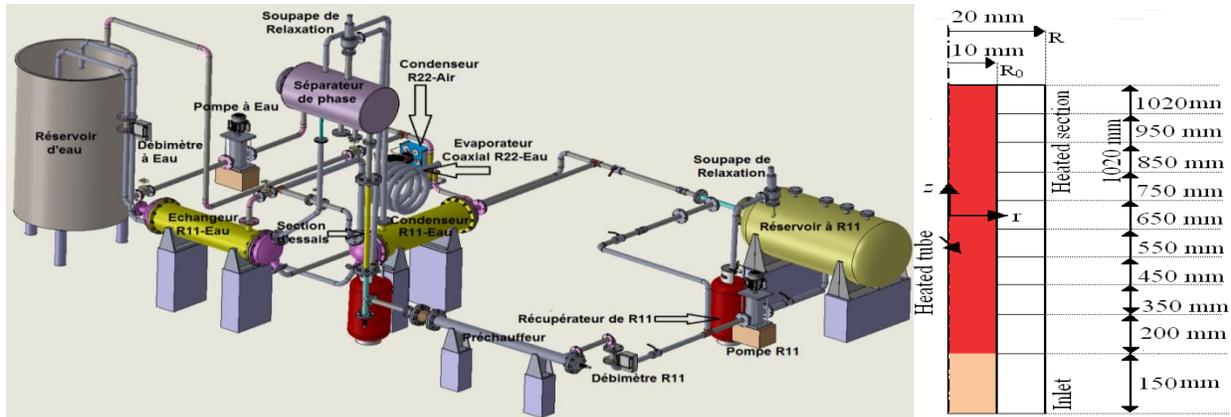


Figure 2.8 Schéma global de la boucle d'essai

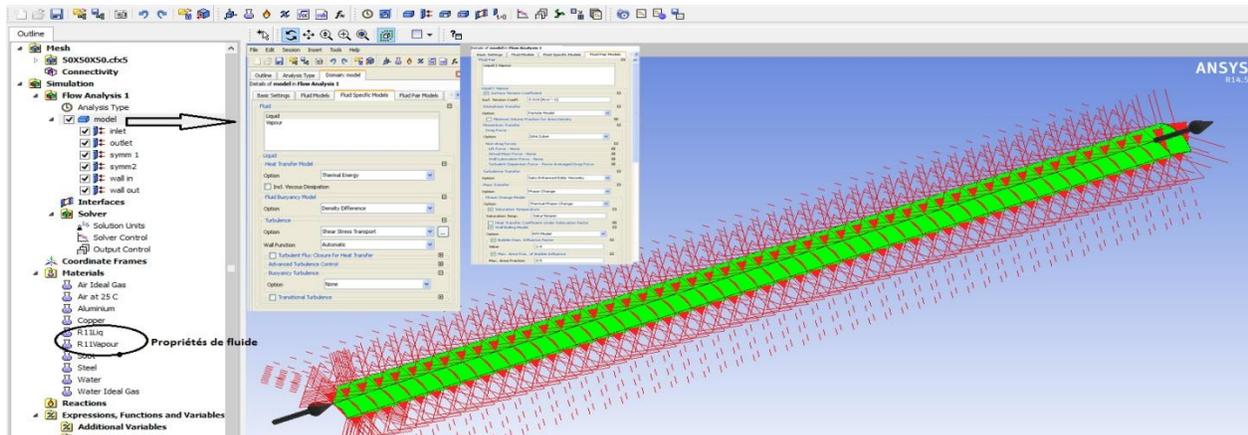


Figure 2.9: conditions aux limites du domaine de calcul numérique dans CFX-Pre

La température $T_{l,e}$, le débit G , et la dissipation visqueuse sont imposées de manière uniforme au niveau de la face d'entrée. Une condition limite de pression a été appliquée à la sortie du domaine de calcul. Le modèle d'ébullition sous-refroidie dans le code suppose que l'écoulement est incompressible à une pression absolue constante.

La température de saturation et la chaleur latente d'évaporation sont exprimées sous cette pression. Le modèle utilise les propriétés physiques constantes évaluées à la température de saturation.

2.8 - Solveur

C'est la partie du code de calcul consacrée à la résolution proprement dite du système d'équations discrétisées couplées aux modèles choisis. En effet, le suivi de la convergence est assuré par le calcul des résidus (une mesure, souvent normalisée, des erreurs locales). Lorsque les résidus passent au-dessous du seuil choisi, il convient de vérifier, à partir des résultats proposés, que les bilans globaux sont corrects (matière, enthalpie...). Si les résidus n'arrivent pas à diminuer suffisamment, il faut revenir aux étapes précédentes (choix des modèles, conditions de frontière, maillage).

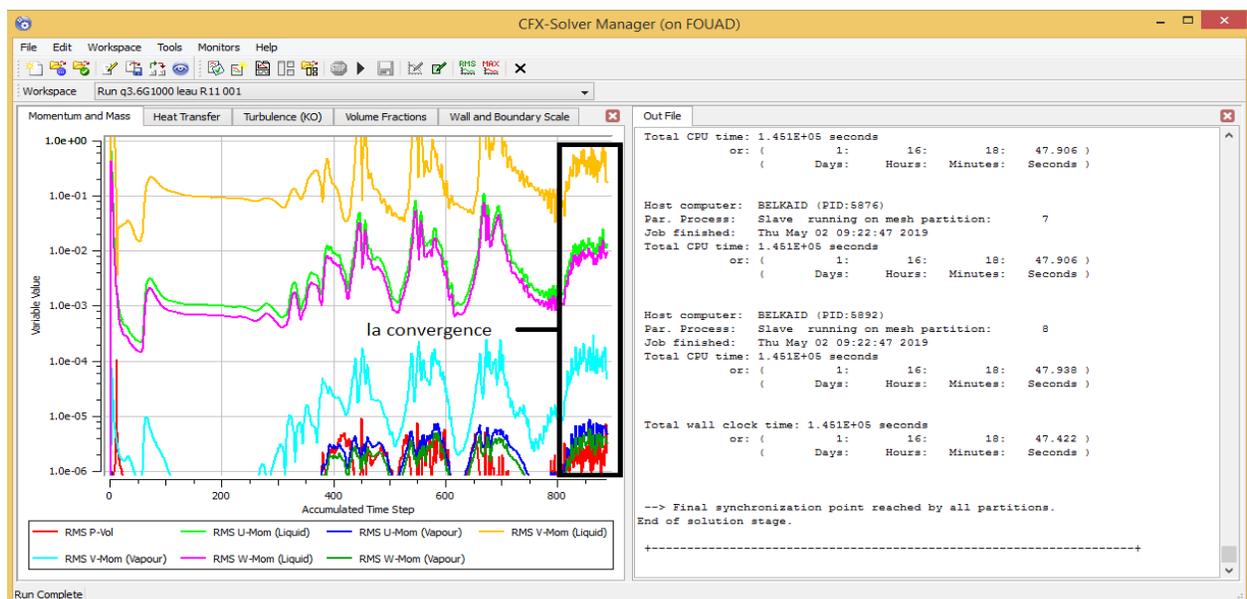


Figure 2.10: Calcul des résidus durant l'exécution dans CFX-Solver

2.9 - Traitement des résultats CFX-Post

Le code ANSYS-CFX propose un logiciel de post-traitement, qui permet de visualiser facilement les champs de vecteurs, de température, les surfaces d'iso-valeur, etc, et ce après avoir chargé le fichier résultats issu du SOLVER en s'appuyant sur des menus prédéfinis ou développer des sous-programmes de traitement des résultats permettant de tracer des courbes issus de la combinaison de plusieurs paramètres (figure xx).

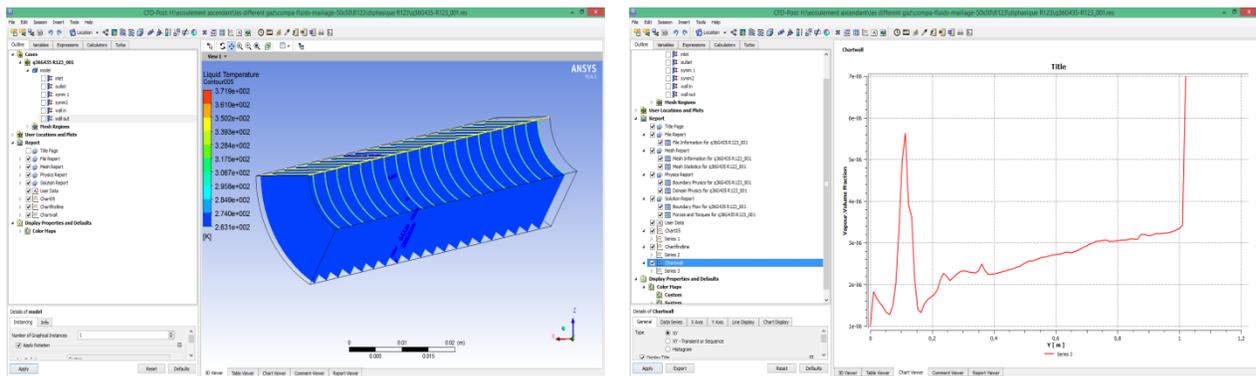


Figure 2.11: Calcul des résidus durant l'exécution dans CFX-Post

2.10-ModélisationCFD des écoulements bouillants convectifs

Un premier moyen de modéliser un milieu diphasique est la simulation numérique directe (ou DNS pour Direct Numerical Simulation en anglais) qui consiste à résoudre directement les équations locale instantanées et les différentes conditions de saut du milieu diphasique. Tous les détails de l'écoulement, aussi bien dans l'espace que le temps, sont ainsi résolus numériquement. La contrepartie d'une telle précision dans la description du milieu diphasique est malheureusement un coût numérique très élevé. Malgré l'amélioration récente des moyens de calcul et le haut degré de maturité atteint par les méthodes numériques actuelles, il est toujours peu envisageable de simuler des configurations industrielles complexes à l'aide de la DNS.

Une deuxième façon de modéliser un milieu diphasique est de le décrire en termes de grandeurs moyennes. L'emploi d'un modèle moyenné permet de réduire considérablement le temps de calcul et, bien que seules les grandes échelles soient résolues, le degré de précision d'un tel modèle est généralement suffisant pour beaucoup d'applications industrielles. La difficulté

n'étant plus d'ordre numérique, elle est déplacée vers les fermetures. De nombreux modèles sont en effet nécessaires pour retrouver les informations perdues lors du processus de moyenne, notamment concernant la géométrie des interfaces et les interactions entre phases. La modélisation moyennée des écoulements diphasiques a fait l'objet de nombreux développements ces cinquante dernières années, le modèle le plus communément utilisé étant sans doute le modèle à deux fluides de par son potentiel à décrire une large gamme d'écoulements diphasiques allant des écoulements à phase dispersée aux écoulements à phases séparées.

En raison de la complexité de l'ébullition, il est assez difficile d'établir un modèle général capable de couvrir un large éventail des conditions d'écoulement. Cependant, le développement des moyens informatiques et des méthodes numériques ont permis l'émergence des outils de calcul numérique tels que les codes CFD « Computational Fluid Dynamics » capables d'analyser la structure tridimensionnelle des écoulements internes sous refroidis à travers les modèles mécanistes implémentés dans le code notamment ceux liés à la répartition du flux pariétal

2.10.1 -Modélisation du flux pariétal

Les modèles de type mécaniste sont généralement utilisés dans les codes de calcul CFD (Computational Fluid Dynamics) car ils modélisent plus finement et précisément les transferts de chaleur pariétaux. En particulier, ils modélisent le flux de chaleur pariétal en flux de chaleur sensible et flux de chaleur latente net "représentant" respectivement la quantité de chaleur dédiée au réchauffement du liquide et la quantité de chaleur nette pour la génération des bulles de vapeur quittant la paroi.

2.10.1.1 -Modèle mécaniste de Kurul et Podowski

Nous présentons et analysons, dans ce chapitre le modèle de *Kurul et Podowski* implémenté dans la version ANSYS-CFX 14.5 que nous avons utilisé dans notre étude :

En effet, le modèle de *Kurul et Podowski* a la particularité de pouvoir être résolu à l'aide d'une méthode itérative de type "Newton". La répartition des flux de chaleur est alors calculée :

- à partir de la température de la paroi T_w quand le flux pariétal ϕ_w est imposé,

- ou à partir du flux pariétal ϕ_w si la température de la paroi T_w est imposée.

Dans le cadre de cette étude, le flux pariétal est imposé ; la température de la paroi est donc la seule inconnue des modèles

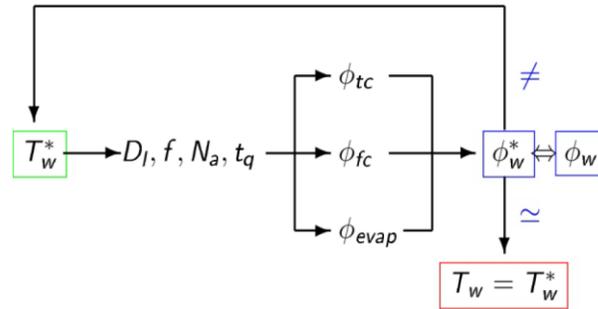


Figure 2.12 : Evaluation de température de paroi dans les modèles mécanistes

Ce modèle mécaniste très largement cité dans la littérature se base sur une répartition du flux pariétal en trois contributions :

$$\phi_w = \phi_{C1} + \phi_Q + \phi_e \quad (2.10)$$

Avec :

- ϕ_{C1} le flux de chaleur monophasique par convection forcée,
- ϕ_Q le flux de chaleur par conduction instationnaire (quenching ou trempe),
- ϕ_E le flux net de chaleur par évaporation.

Le modèle de Kurul et Podowski comporte :

- une inconnue principale, i.e. soit la température de la paroi T_w soit le flux pariétal ϕ_w ,
- et quatre paramètres qui nécessitent d'être modélisés :

- le diamètre de décollage des bulles D_l ,
- la densité de sites actifs de nucléation N_a ,
- la fréquence de nucléation f ,
- et le coefficient d'échange monophasique par convection forcée h_{fc} .

Les autres paramètres (vitesse et température du liquide, par exemple) sont fournis par le calcul CFD.

Répartition des flux de chaleur

a) Le flux de convection forcée Φ_{CI}

$$\Phi_{CI} = A_{fc} h_{fc} (T_p - T_l) \quad (2.11)$$

La fraction de l'aire non-influencée A_{fc} est calculée à partir de la fraction de l'aire influencée par les bulles A_{tc} .

Cette dernière correspond à la somme des aires de projection des bulles sur la paroi:

$$A_{fc} = 1 - A_{tc} = 1 - \frac{\pi N_a D_l^2}{4} \quad (2.12)$$

b) Le flux de conduction instationnaire Φ_Q

$$\Phi_Q = A_{tc} t_w f \frac{2k_l(T_p - T_l)}{\sqrt{\pi \eta l t_w}} \quad (2.13)$$

Le temps d'attente t_w est calculé à partir du temps d'attente entre le décollage de deux bulles t_{cyc} (temps d'un cycle de nucléation) et de la durée de la croissance d'une bulle t_l :

$$f = 1/t_{cyc} \quad (2.14)$$

$$t_w = t_{cyc} - t_l \quad (2.15)$$

Kurul et Podowski considèrent que le temps nécessaire à la croissance d'une bulle t_l est négligeable devant t_w . On obtient alors :

$$t_w \sim t_{cyc} \Rightarrow f \sim 1/t_w \quad (2.16)$$

c) Le flux net d'évaporation Φ_E

$$\Phi_E = f \vartheta_b \rho_g h_{lv} Na \quad (2.17)$$

Des détails concernant ce modèle sont donnés dans la section modélisation CFD

2.10.2-Modélisation CFD par le code ANSYS-CFX

Le code ANSYS-CFX est l'outil de calcul qui a été choisi pour la mise en œuvre de notre simulation en reproduisant les essais du dispositif expérimentale utilisé lors de cette étude. En effet, une approche Eulérien à deux fluides est utilisée pour la description mathématique de l'écoulement sous-refroidi. Le code ANSYS CFX-14.5 a été exploité pour résoudre le système d'équations à deux fluides et l'équation de transport de l'aire interfaciale avec des termes sources supplémentaires pour la modélisation de l'ébullition pariétale. La résolution numérique est basée sur la méthode des volumes finis avec toutes les variables définies au centre des volumes de contrôle dans le domaine physique d'intérêt. Seules quelques fermetures les plus pertinents sont décrites ici, alors que d'autres modèles sont simplement mentionnés.

2.10.2.1 -Le Modèle à deux fluides

Le modèle à deux fluides est utilisé pour la description de l'écoulement diphasique. Il s'appuie sur deux équations de bilan de masse, deux équations de quantité de mouvement et deux équations d'énergie pour chacune des phases, d'où son appellation de modèle « à six équations ». Ces équations sont complétées par des équations de l'énergie cinétique de turbulence liquide et son taux de dissipation [11].

Equation de conservation de masse de la phase k:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k U_{k,j}) = \Gamma_k \quad [kg / m^3 / s] \quad (2.18)$$

α_k le taux de présence de la phase k,

ρ_k la masse volumique de la phase k,

$U_{k,j}$ les composantes de la vitesse locale moyenne de la phase k,

Γ_k le transfert interfacial de masse à la phase k,

La fraction volumique de la phase liquide et vapeur doit satisfaire la condition suivante

$$\alpha_l + \alpha_v = 1 \quad (2.19)$$

Equation de quantité de mouvement de la phase k :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k U_{k,j}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k U_{k,j} U_{k,i}) = -\alpha_k \frac{\partial}{\partial x_i} p_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k (\bar{\tau}_{k,i} + \bar{\tau}_{k,i}^{Re}) \right] + \alpha_k \rho_k \bar{g}_i + \bar{M}_{ki} + \Gamma_k U_{k,i} \quad [N/m^3] \quad (2.20)$$

g_i la résultante des forces volumiques d'origine extérieure,

$\tau_{k,ij}$ le tenseur des contraintes de la phase k ,

$\tau_{k,ij}^T$ le tenseur des contraintes turbulentes de la phase k ,

$I_{k,i}$ le transfert interfacial de QDM à la phase k .

$$\tau_{k,ij} \stackrel{=T}{=} -\overline{\overline{\rho_k u'_{k,i} u'_{k,j}}} \quad (2.21)$$

Equation de l'Energie de la phase k :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k e_k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k U_{k,j} e_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \left(\lambda_k \frac{\partial}{\partial x_j} T_k + \frac{\rho_k v_{ik}}{Pr_i} \frac{\partial}{\partial x_j} e_k \right) \right] - p \left[\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k U_{k,j}) \right] + Q_{ki} + \Gamma_k h_{ki} \quad [W/m^3] \quad (2.22)$$

2.10.2.2 -Modélisation du flux de chaleur pariétal

Après que les bulles sont générées dans les sites de nucléation sur la surface chauffée, ils se déplacent vers le cœur de l'écoulement sous-refroidi, elles se condensent et libère de la chaleur latente. Par conséquent, le cœur de l'écoulement est chauffé de manière intensive jusqu'à la température de saturation, où le processus de condensation des bulles s'arrête.

Le transfert interfaciale de chaleur et de masse due à la condensation dans l'écoulement sous-refroidi a été modélisée par la corrélation Ranz-Marshall [15]. Le débit d'évaporation sur la paroi est appliqué à la cellule proche de la paroi et modélisée de façon mécanistique, en tenant compte de la masse totale des bulles qui quitte périodiquement le site de nucléation

$$\Gamma_w = \left(\frac{\pi \cdot d_{bw}^3}{6} \right) \cdot \rho_g \cdot f \cdot N_a \quad (2.23)$$

où d_{bw} est le diamètre de décollage de la bulle, f est la fréquence moyenne de décollage des bulles, et N_a la densité de sites actifs de nucléation.

Le modèle mécaniste de répartitions de flux dit à "3 flux" de Kurul et Podowski, très largement cité dans la littérature, est utilisé pour le transfert de chaleur à la paroi. Selon le modèle, le flux de chaleur pariétal est divisé en trois différents modes de transfert de chaleur (Fig. 2.3): le flux de

chaleur monophasique par convection forcée ϕ_{C1} , le flux de chaleur par conduction instationnaire (quenching ou trempe) ϕ_Q et le flux net de chaleur par évaporation ϕ_e .

Les composants de flux de chaleur pariétal de l'équation 2.1 sont calculés comme suit:

$$\Phi T = St\rho_l c_{pl} v_{l,bulk} A_{fc} (T_p - T_l) + 2f \sqrt{\frac{\tau_Q k_l \rho_l c_{pl}}{\pi}} A_{tc} (T_w - T_l) + N_a f \frac{\pi d_{bw}^3}{6} \rho_g h_{lg} \quad (2.24)$$

Où $St = Nu/RePr$ et $\tau_Q = 0,8 / f$

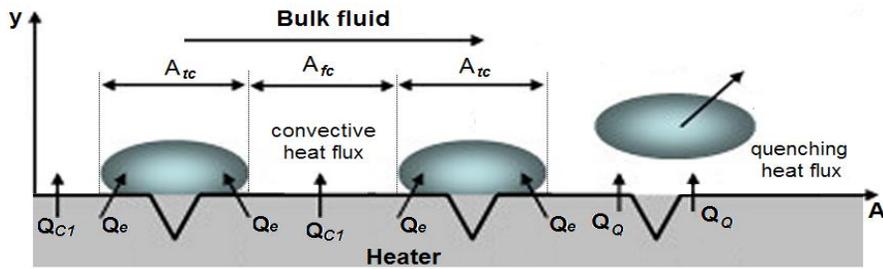


Figure. 2.13 : mécanisme de répartition de flux pariétal[55]

La corrélation Lemmert et Chawla [16] et la corrélation de Van Stralen [17] ont été adoptées pour calculer la densité de sites de nucléation actif N_a et la fréquence f de décollage de bulles, respectivement.

$$N_a = [210(T_w - T_{sat})]^{1,8} \quad (2.25)$$

$$f = \sqrt{\frac{4}{3} g \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l D_l}} \quad (2.26)$$

Dans ce travail le modèle le plus simple pour le diamètre de décollage de la bulle proposé par Tolubinski et Kostanchuk [25] est utilisé:

$$d_{bw} = \min(1.4[mm], 0.6[mm] \exp\left(-\frac{\Delta T_{sub}}{45[K]}\right)) \quad (2.27)$$

Le modèle a été dérivé des données expérimentales d'eau bouillante à haute pression avec la limite supérieure pour le diamètre de décollage de bulle, $d_{bw} = 1,4$ mm. La corrélation comprend trois paramètres ajustables et dépend uniquement du sous-refroidissement du liquide local.

2.10.2.3 -Modélisation de la turbulence

Dans la présente étude la turbulence a été modélisée uniquement pour la phase liquide. La turbulence dans la phase vapeur est négligeable. Cependant les bulles apportent une contribution importante à l'intensité de la turbulence liquide globale à travers le terme de bulle induite. Si l'on se restreint aux méthodes basées sur un maillage Eulérien, deux approches existent pour la prise en compte de la turbulence dans les calculs CFD : la simulation directe (DNS) des équations de Navier-Stokes qui prend en compte toutes les échelles de la physique étudiée et l'approche moyennée qui consiste à modéliser les phénomènes issus des plus petites échelles.

2.10.2.3.1 -Simulation numérique directe : DNS

Les équations de la continuité et du bilan de quantité de mouvement forment un système d'équation fermé de quatre équations à quatre inconnues (u_i, u_j, u_k trois composantes de vitesse et p la pression). Théoriquement, la résolution de ce système est possible et ne nécessite aucun modèle. Malheureusement, en pratique cela n'est pas toujours possible. En effet, pour un écoulement laminaire avec une géométrie assez simple la DNS est possible. Mais, pour un écoulement turbulent, qui est la règle du point de vue des situations industrielles à nombre de Reynolds élevé, on a des structures turbulentes à toutes les échelles spatiales et temporelles. Pour pouvoir capter ces microstructures de très faible dimension il faut diviser le domaine en volumes de contrôle de taille très petite (au moins aussi petite que la taille de la plus petite structure qu'on souhaite capter) : il faut donc un maillage très fin, donc des processeurs très puissants et beaucoup de mémoire.

On peut estimer un ordre de grandeur du nombre de mailles pour une DNS d'un écoulement turbulent. Pour cela, il faut définir l'échelle de turbulence de Kolmogorov qui introduit une vision statistique de la turbulence, encadrant la taille des tourbillons dans un écoulement entre la plus grande échelle L de l'écoulement imposée par la géométrie, et la plus petite η imposée par la viscosité du fluide, appelée échelle de Kolmogorov ou échelle de dissipation visqueuse. L'ordre de grandeur entre L et η est donné en monophasique par la taille de la plus petite structure turbulente en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement :

$$\eta = L Re_L^{-3/4} \quad (2.28)$$

L est l'échelle intégrale représentative de la taille des plus grandes structures tourbillonnaires

Pour un cas 1D de longueur Nh , N étant le nombre de nœuds et h la longueur d'une maille, on doit respecter les conditions suivantes :

- $Nh > L$ (c-à-d que le domaine est plus grand que L) ;
- $h \leq \eta$ (c-à-d que la taille d'une maille soit plus petite que les plus petites structures).

Soit,

$$\eta N \geq Nh > L \quad (2.29)$$

Soit encore,

$$N \geq \frac{L}{\eta} = Re_L^{3/4} \quad (2.30)$$

Passons à présent en 3D, on obtient :

$$N_{3D} = N_{1D}^3 = Re_L^{9/4} \quad (2.31)$$

Prenons l'exemple où $Re_L = 10^6$, il faudra donc $N_{3D} = 3 \cdot 10^3$ mailles !!!

Ceci montre qu'une simulation DNS est très coûteuse et est donc réservée aux cas simples, avec un faible nombre de Reynolds. De plus, déterminer une solution numérique aussi précise a peu d'intérêt dans le cadre d'une application industrielle où on ne s'intéresse généralement qu'aux valeurs moyennes et globales.

Il est donc nécessaire de trouver une autre méthode numérique beaucoup moins coûteuse et plus facile à mettre en place qu'une simulation de type DNS. C'est là qu'interviennent les modèles de turbulence qu'on va présenter (très succinctement) dans ce qui suit. On ne va considérer que les modèles basés sur la moyenne de Reynolds appliquée aux équations de Navier-Stokes (Reynolds Averaged Navier-Stokes ou encore RANS).

2.10.2.3.2 - Approches moyennées

Avec ce type d'approche, on doit modéliser tous les phénomènes intervenants à des échelles inférieures à celles de la simulation. Il existe deux types de moyennes, spatiales et temporelles, qui conduisent à deux familles de méthodes de modélisation de la turbulence :

- **Reynolds Average Navier-Stokes (RANS)**, est une approche statistique avec des moyennes en temps et en espace. Elle nécessite la modélisation de toutes les échelles de la dissipation turbulente mais permet d'utiliser des maillages simplifiés. C'est actuellement la plus utilisée dans le monde industriel.

- **Large Eddy Scales (LES)** consiste à simuler les grandes échelles et modéliser les plus petites dans un terme dit de sous-maille. Seules ces petites échelles (inférieures à une échelle de coupure) sont filtrées spatialement.

2.10.2.3.2.1-Modèles de turbulence de type RANS

2.10.2.3.2.1.1 - La moyenne de Reynolds

Cette moyenne décrit de manière statistique les champs de vitesse. On décompose tout d'abord l'écoulement turbulent en deux termes :

$$u_i = U_i + u'_i \quad (2.32)$$

Où U_i est la valeur moyenne de la vitesse et u'_i est la fluctuation de la vitesse par rapport à la valeur moyenne U_i (avec $U_i = \bar{u}_i$ et $\bar{u}'_i = 0$).

La moyenne de cette décomposition permet donc de supprimer les variables fluctuantes. On va donc appliquer cette moyenne aux équations fondamentales de la dynamique des fluides (eqts (2.10) et (2.12)) en décomposant les variables u et p . Sans rentrer dans le détail des calculs, en faisant l'hypothèse d'un écoulement monophasique (sans vaporisation ni condensation), incompressible et en l'absence de forces volumiques, ces équations deviennent :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_j U_i) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_i \partial x_j} - \rho \frac{\overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.34)$$

On fait donc apparaître un terme supplémentaire, à savoir $-\frac{\overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}$. On introduit alors le tenseur des contraintes de Reynolds $\tau_{ij} = \rho \overline{u'_i u'_j}$. Ce tenseur symétrique possède 6 inconnues. Si on

fait le bilan des inconnues de notre système toujours composé de quatre équations, on a cette fois-ci : U_i, U_j, U_k, P mais aussi $\overline{u'_i u'_i}, \overline{u'_j u'_j}, \overline{u'_k u'_k}, \overline{u'_i u'_j}, \overline{u'_i u'_k}$ et $\overline{u'_j u'_k}$. Soit au total 10 inconnues pour seulement quatre équations. Il est nécessaire d'introduire d'autres équations pour fermer le système.

2.10.2.3.2.1.2- Modélisation de la turbulence, cas du modèle $k - \varepsilon$

C'est le plus célèbre des modèles de turbulence. Etant une méthode très stable et numériquement robuste, elle est implémentée dans la majorité des logiciels commerciaux de type CFD. Ce modèle permet d'étudier convenablement un certain nombre d'écoulements, mais il présente certaines défaillances pour les simulations des écoulements turbulents à faible nombre de Reynolds. En conséquence il n'est applicable que loin des parois. Pour contourner cette limitation, des lois de parois sont associées à ce modèle, compromettant parfois la stabilité numérique.

Le but de cette présentation est de vous montrer comment, globalement, les logiciels de simulation traitent et résolvent ce problème à 10 inconnues avec seulement quatre équations. Nous allons prendre comme exemple un des modèles les plus connus : le modèle $k - \varepsilon$.

Rappelons qu'il y a deux familles de modèles :

- celle permettant de calculer le tenseur de Reynolds à partir de l'équation de transport (Eq2.12) appliquée non pas à $\overline{u'_i u'_j}$;

- et celle basée sur la définition d'une viscosité turbulente, dont fait partie le modèle $k-\varepsilon$

Ces modèles reposent sur l'hypothèse de Boussinesq qui exprime les contraintes de Reynolds, τ_{ij} , comme le taux moyen de déformation du champ des vitesses moyennes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Laminaire } \tau_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \\ \text{Turbulent } \tau_{ij,turb} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \mu_t \delta_{ij} \end{array} \right. \quad (2.35)$$

Avec μ_t la viscosité turbulente qui est donc une propriété de l'écoulement, contrairement à la viscosité cinématique μ qui est une propriété du fluide. Dans cette équation, k est l'énergie cinétique turbulente massique. En injectant l'équation (2.26) dans l'équation (2.25) on obtient :

Une viscosité effective est alors utilisée pour les équations cinétiques

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial x_i} + \mu_{eff} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.36)$$

Toute la difficulté est de savoir comment exprimer la viscosité turbulente. Il existe des modèles :

- à zéro équation de transport (avec une expression pour μ_{turb}) et à deux équations de transport (k et un autre variable, ε , ω)

Le modèle $k - \varepsilon$ est un modèle à deux équations de transport, la viscosité turbulente est fonction de l'énergie cinétique turbulente k , la dissipation turbulente ε et longueur caractéristique L :

$$\mu_t = C_\mu \cdot \rho k^{\frac{1}{2}} L \quad , \quad L = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \Leftrightarrow \mu_t = C_\mu \cdot \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.37)$$

2.10.2.3.2.1.3 - Modélisation de la turbulence, cas du modèle $k - \omega$ (Standard) :

Contrairement au modèle $k - \varepsilon$ (Standard), ce modèle n'a pas besoin de l'incorporation de fonctions non-linéaires pour la simulation à faibles nombres de Reynolds. Néanmoins, l'implémentation de ce modèle exige une taille de maille près des parois très fine ($Y^+ > 2$), Condition, pas facilement réalisable dans la plupart des cas. Pour résoudre cela une fonction de proximité des parois est incorporée. Elle garantit une transition lissée à partir de la formulation à bas nombre de Reynolds vers la loi de parois.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (2.39)$$

G_k La production de l'énergie cinétique turbulente par le gradient de vitesse moyenne.

G_ω La production de ω

Γ_k et Γ_ω coefficient de diffusion de k et ω

Y_k et Y_ω Dissipation de k et ω due à la turbulence.

S_k et S_ω Terme source.

Les coefficients de Γ_k et Γ_ω sont donné par :

$$\text{Avec } \Gamma_K = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad (2.40)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (2.41)$$

Et

$$G_k = \rho \overline{u'_1 u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (2.42)$$

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{K} G_K \quad (2.43)$$

Finally les constantes adoptées pour le modèle $k-\omega$ sont données dans ce tableau :

α_∞^*	α_∞	α_0	β_∞^*	β_i	R_β	R_K	R_W	ζ^*	σ_K	σ_ω
1	0.52	1/9	0.09	0.072	8	6	2.95	1.5	2.0	2.0

Tableau 7 : des constantes empiriques du modèle $k-\omega$

2.10.2.3.2.1.4 - Modèle de turbulence $K - \omega$ SST (Shear Stress Transport) :

Dans l'étude numérique de l'écoulement qui a été réalisée à l'aide du CFD (Computational Fluid Dynamic) ANSYS-CFX, on a utilisé le modèle de turbulence $K - \omega$ SST [19], ce modèle est basé sur le transport de la contrainte de cisaillement turbulente et donne des prévisions frottement précise de début et la quantité de séparation de l'écoulement sous gradients défavorables des pressions. Néanmoins il a une dépendance locale et linéaire des tensions de Reynolds et du champ moyen et il est très adapté pour les écoulements complexes (recirculation, anisotropie forte, ébullition,...). Le terme SST indique de combiner le modèle $K - \varepsilon$, et le modèle $(K-\omega)$. Il active le modèle de $(K - \omega)$ dans la région près de la paroi et le modèle $K - \varepsilon$ pour le reste de l'écoulement.

Il comporte également un terme supplémentaire de diffusion dans l'équation de transport de la dissipation pour que la prédiction dans les zones transitoires soit bonne. Deux équations de transport régissent dans le modèle $K - \omega$ SST, l'un pour l'énergie cinétique de turbulence K , et l'autre pour le taux de dissipation spécifiques :

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \beta k^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 3\rho(1-F_1)\sigma_{k2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (2.44)$$

$$\rho \frac{D\omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 3\rho(1-F_1)\sigma_{\omega} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.45)$$

Les constantes empiriques de modèle SST sont montrées dans le tableau 2

α_{∞}^*	α_{∞}	β_{11}	β_{12}	β_{∞}^*	R_{β}	ζ^*	Mt_0	α_1	σ_{K1}	σ_{K2}	σ_{k1}	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 1}$	$\sigma_{\omega 1}$
1	0,52	0,075	0,0828	0,09	8	1,5	0,25	0,31	1,176	1	0,85	1	2	1,168

Tableau 8: Constantes turbulentes dans les équations gouvernantes du modèle $K - \omega$ SST

2.10.2.3.3-Traitement près de la paroi

Pour un fluide parfait, la condition limite à appliquer sur une surface rigide est une condition de glissement, et il n'y a pas de frottement. Mais aucun fluide n'est parfait : ils ont une viscosité. La condition limite sur une paroi est donc l'adhérence, ce qui est à l'origine de frottements.

La partie du fluide qui est infiniment proche d'une paroi a donc pour vitesse la vitesse de la paroi. Loin de la paroi, la vitesse de l'écoulement « externe » peut être différente. Il doit donc y avoir un raccord entre la paroi et l'écoulement externe. Cette zone de raccord est appelée couche limite.

Il s'agit (grossièrement) de la zone dans laquelle la vitesse de l'écoulement est comprise entre 0% et 99% de la vitesse externe. La couche limite conditionne directement la résistance de frottement du corps en mouvement dans le fluide.

C'est une zone où les effets visqueux dominent. De manière générale, plus le nombre de Reynolds est élevé, moins le fluide est visqueux *relativement* aux effets d'inertie (« d'élan » en quelque sorte), et plus la couche limite est fine *relativement* aux échelles du problème. Il s'agit donc d'une zone de forts gradients, à mailler finement. On peut faire face à deux situations :

- DNS, laminaire
- Turbulent, modèle statistique

La région d'écoulement près d'une paroi peut être divisée en trois couches. Dans la couche interne très mince, adjacente à la paroi, appelée sous-couche laminaire, l'écoulement est laminaire et l'interaction moléculaire est le mécanisme dominant de transport de masse, de chaleur et de quantité de mouvement. Dans la couche externe, l'écoulement est pleinement turbulent et est caractérisé par une zone logarithmique pour $30 < y^+ < 300$. Il existe une couche intermédiaire entre les deux précédentes, où les deux régimes coexistent (régime transitoire).

Les structures turbulentes sont fortement affectées par la présence de la paroi. Les modèles k- ϵ , est applicable dans les régions éloignées des parois.

Généralement deux types d'approche sont utilisés : les fonctions aux lois de paroi, et les modèles à faible nombre de Reynolds. Dans la première approche, les nœuds du maillage ne pénètrent pas dans la sous-couche laminaire ni la zone tampon. Des formules empiriques ou semi empiriques sont utilisées pour estimer les flux de quantité de mouvement, de chaleur et de masse à travers la paroi. Dans ce cas, les équations constituant les modèles à haut nombre de Reynolds sont utilisées sans aucune modification.

Dans la deuxième approche, le maillage est très raffiné près de la paroi de sorte qu'un grand nombre de nœuds pénètre dans la zone tampon et la sous-couche laminaire. Dans ce cas, il est nécessaire d'utiliser des modèles de turbulence à faible nombre de Reynolds (versions modifiées des versions à haut nombre de Reynolds).

Le paramètre le plus important est la distance de la première maille à la paroi. De manière succincte, afin d'avoir un critère « universel », on définit une distance adimensionnée

$$y^+ = \frac{y\rho u_\tau}{\mu} \quad (2.46)$$

Où y est l'ordonnée de la première maille. C'est cette dimension que nous cherchons à connaître, u_τ est la vitesse de frottement, avec τ_w est la contrainte de cisaillement pariétale

$$u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho} \quad (2.47)$$

Pour l'évaluer on doit connaître la contrainte de frottement pariétal τ_w . A cette fin on peut utiliser des expressions empiriques (loi de Colebrook par exemple) ou des tables (Moody chart) pour le coefficient de frottement pariétal

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (2.48)$$

Donc pour calculer C_f on utilise le diagramme de Moody qui fournit les valeurs du coefficient de frottement, on a dans l'axe des abscisses le nombre de Reynolds et dans l'axe des ordonnées le rapport entre le diamètre et la rugosité

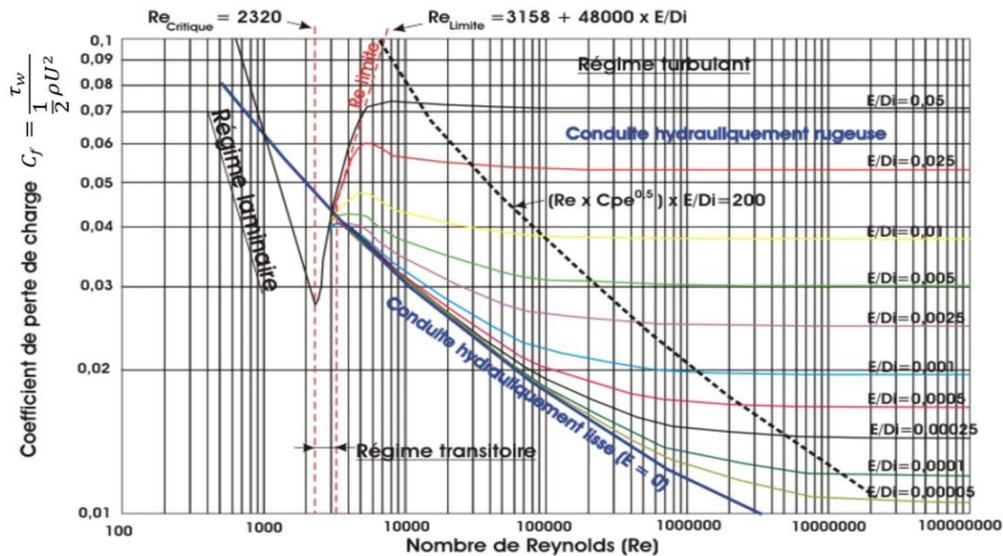


Figure 2.14 : Diagramme de Moody

Ou bien, on utilise la corrélation de Schlichting qui donne la valeur de C_f , on trouve

$$C_f = [2 \log_{10}(R_{ex}) - 0.65]^{-2.3} \text{ Pour } R_{ex} < 10^9 \quad (2.49)$$

On utilise ce qu'on appelle des lois de paroi pour modéliser les couches limites, ces lois étant valables pour des plages de valeurs de y^+ différentes. C'est avec cette valeur que l'on choisira la taille de la première maille de couche limite.

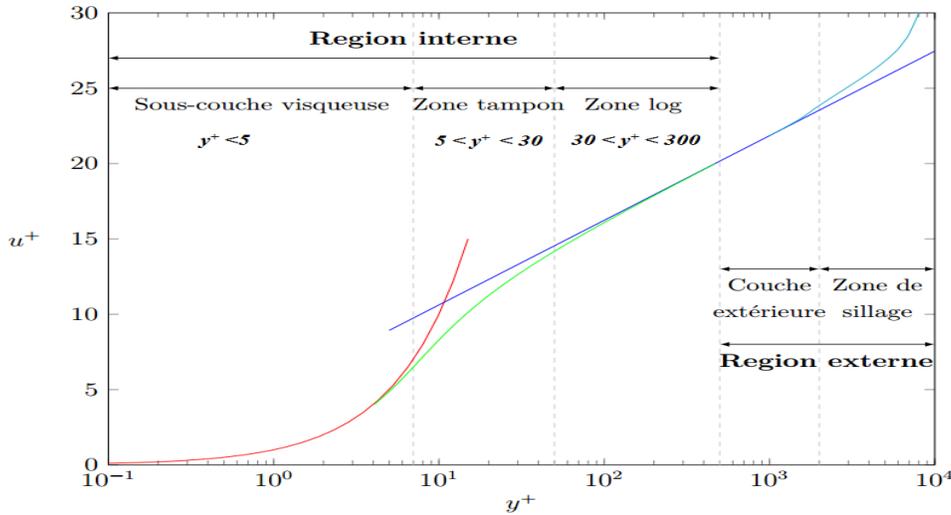


Figure 2.15: Profil de vitesse dans une couche limite turbulente et différentes sous couche

2.10.2.4 –Modélisation de la turbulence lors du changement de phase

Dans le cadre des écoulements diphasiques qui nous intéressent, nous serons amenés à simuler l'évolution d'interfaces entre phases continues, ce qui rend intrinsèquement l'écoulement étudié instationnaire. Pour des raisons de coût en temps de calcul nous écartons la simulation directe.

Dans la présente étude la turbulence a été modélisée uniquement pour la phase liquide en utilisant le modèle (Shear Stress Turbulence, SST). La turbulence dans la phase vapeur est négligeable. Cependant les bulles apportent une contribution importante à l'intensité de la turbulence liquide globale à travers le terme de bulle induite. En effet, dans les écoulements diphasiques à bulles, une production supplémentaire de turbulence du liquide est générée par le détachement de la bulle entraînant du liquide froid dans son sillage. La turbulence de la bulle induite est prise en compte par le terme de viscosité supplémentaire dans l'équation de quantité de mouvement selon l'hypothèse de Sato et al. [26] :

$$\mu_l^{eff} = \mu_l + \mu_l^{turb} + \mu_l^b \quad (2.50)$$

Où μ_l^{eff} , μ_l , et μ_l^{turb} et μ_l^b représentent la viscosité effective, moléculaire, la viscosité de cisaillement induite et de la bulle provoquée par du liquide respectivement. La viscosité de la bulle induite dépend de la fraction volumique de phase vapeur α , le diamètre d_b de la bulle locale et la vitesse relative entre les phases:

$$\mu_l^b = C_s \cdot \rho_l \cdot d_b \cdot \alpha \cdot |\vec{u}_g - \vec{u}_l| \quad (2.51)$$

Pour les expériences considérées, une valeur constante de diamètre des bulles, $d_b = 1$ mm, a été estimée à partir des observations expérimentales et $C_s = 0,6$ a été utilisé. La viscosité turbulente a été calculée à partir de l'équation (2.40):

$$\mu_l^{turb} = C_\mu \cdot \rho_l \cdot \frac{k^2}{\varepsilon_L} \quad (2.52)$$

Où $C_\mu = 0,09$, la turbulence des bulles induites peut être calculé par les équations (2.39) et (2.40)

$$k_B = \sqrt{\frac{\varepsilon_L \cdot \mu_l^b}{C_s \cdot \rho}} = \sqrt{\varepsilon_L \cdot \alpha \cdot d_b \cdot |\vec{u}_g - \vec{u}_l|} \quad (2.53)$$

Où ε_L représente le taux de dissipation de l'énergie turbulente.

Enfin, l'ensemble de turbulence apparaît comme une somme de cisaillement induite et la bulle de turbulences causées par:

$$k_{eff} = k_L + k_B. \quad (2.54)$$

2.11 -Conclusion

Après la description de la modélisation eulérienne à deux fluides et des lois de fermeture utilisées afin de simuler les écoulements diphasiques bouillants dans le code CFD ASYS-CFX et l'installation expérimentale utilisée pour notre étude. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux modèles mécanistes d'ébullition nucléée qui sont les seuls pouvant fournir les conditions limites à la paroi nécessaires aux codes de calcul de type CFD.

Nous présentons dans le chapitre suivant les principaux résultats obtenus que nous tenterons d'interpréter et de confronter aux données théoriques ou expérimentales fournies par la littérature.

Chapitre.3 – Résultats et interprétations

3.1 – Introduction

Après avoir décrit dans le chapitre précédent les aspects de modélisation adoptée et l'installation expérimentale sur laquelle les essais ont été réalisés, nous présenterons dans ce chapitre les principaux résultats obtenus en se basant sur la comparaison de différents fluides potentiellement choisis pour la substitution du R11. En effet, le choix du R11 comme fluide de travail a été dicté par ses caractères spécifiques proche de l'eau, de même couleur, ininflammable, et surtout sa chaleur latente relativement basse qui permet d'avoir des changements de phase avec des flux de chaleur et de pression très faible.

Lors de cette étude quatre fluides de travail autres que le R11 ont été sélectionnés sur la base d'une exploration de leurs propriétés thermo-physiques et leur similitude proche de l'eau, il s'agit du R123, R134a, R143a & R744. Les tendances qualitatives et quantitatives des comportements des fluides comparés sont appuyées par l'analyse des différents résultats issus de la simulation qui nous orientera aux choix appropriés du fluide qui substituera le R11.

Avant d'entamer la modélisation CFD, une étude d'analyse de sensibilité au maillage a été réalisée et surtout de vérifier l'indépendance de ce dernier par rapport aux résultats. Ensuite, nous avons présenté les résultats obtenus dans le cas d'un écoulement avec changement de phase. Nous avons étudié, en particulier, l'initiation à l'ébullition et la crise d'ébullition. Les données récoltées ont été aussi confrontées à celles de la littérature. Enfin, une transposition des données issues des fluides simulants vers leurs équivalents en eau a été effectuée en appliquant les lois de similitude disponibles dans la littérature.

3.2 – Analyse de la similitude des propriétés thermodynamiques

Sur une analyse de la mise à l'échelle des propriétés thermodynamiques, il est représenté sur les figures (3.1-3.5) les rapports des densités du liquide et du gaz en fonction des pressions normalisées par rapport à la pression critique pour les différents fluides et comparé aux rapports de densités de l'eau. Un léger écart de quelques pour cent dans le rapport de densité a été enregistré, les deux courbes sont pratiquement superposées hormis ceux du R744 qui enregistre

un écart conséquent dont les conditions de similitudes ne sont respectées qu'à des hautes pressions. Ceci est clairement illustré sur les figures. 3.5& 3.6.

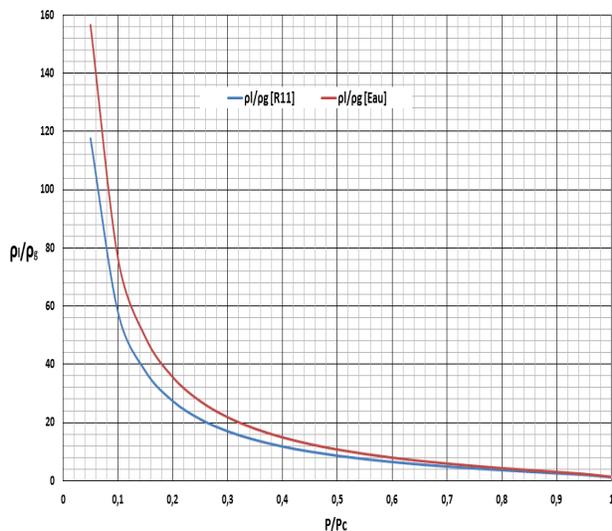


Figure 3.1: Rapports de densité liquide et gaz (R11-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique

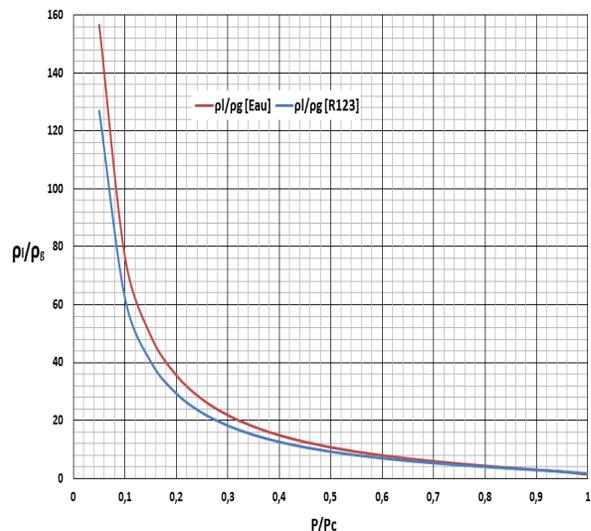


Figure 3.2: Rapports de densité liquide et gaz (R123-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique

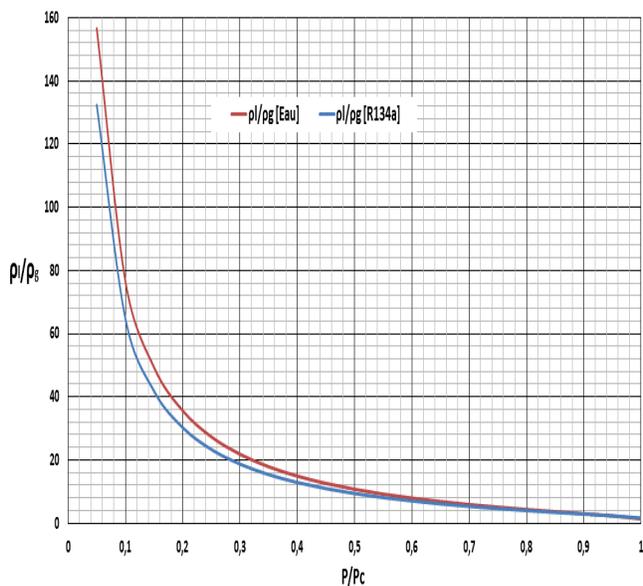


Figure 3.3: Rapports de densité liquide et gaz (R134a-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique

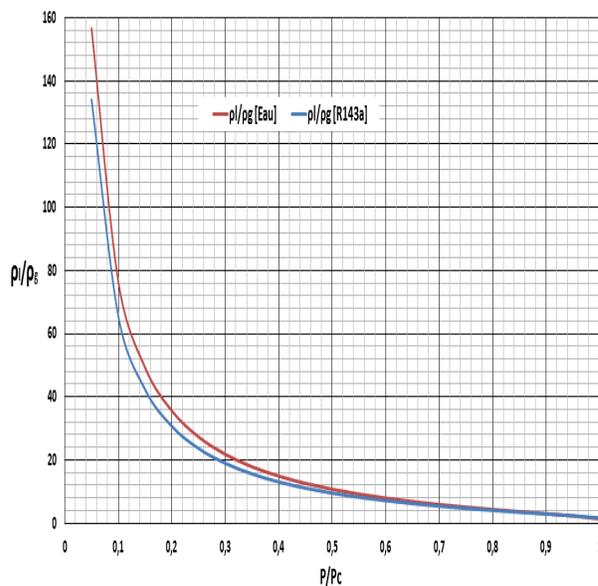


Figure 3.4: Rapports de densité liquide et gaz (R143a-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique

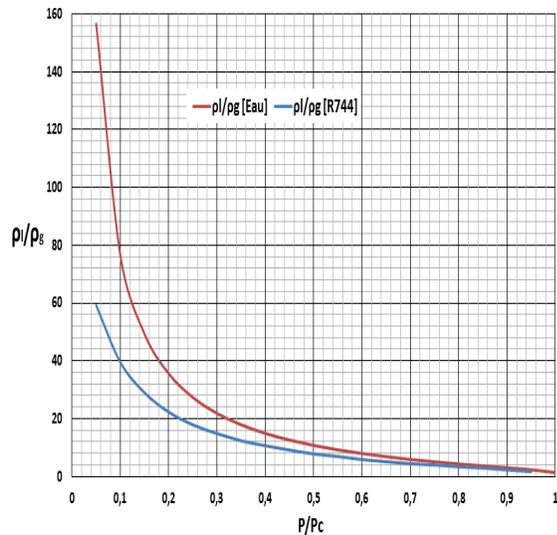


Figure 3.5: Rapports de densité liquide et gaz (R744-Eau) en fonction des pressions normalisées à la pression critique

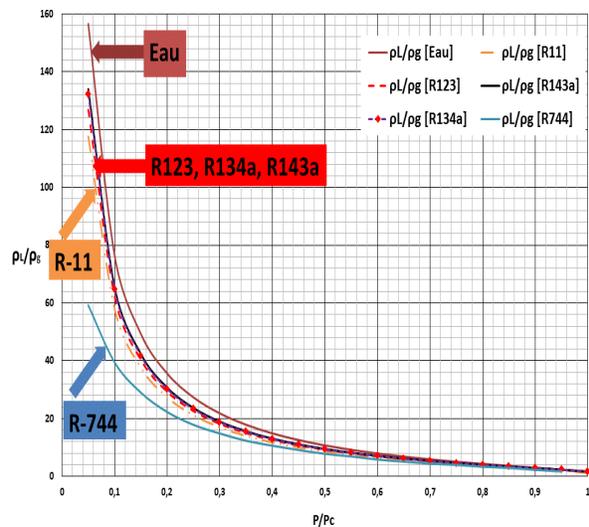


Figure 3.6: Rapports de densité liquide et gaz de l'ensemble des fluides simulant en fonction des pressions normalisées à la pression critique

3.3—Analyse de sensibilité au maillage

Une étude de sensibilité au maillage doit toujours être faite. Cela consiste à faire des simulations avec un nombre de mailles différent : si les résultats de simulation dépendent du maillage, il convient de resserrer celui-ci jusqu'à obtenir une indépendance entre maillage et solution. Si le maillage n'est pas assez dense, certains phénomènes locaux ne seront pas capturés (recirculations, décrochements de l'écoulement, points chauds, etc.). A cet effet, les grilles ont été raffinées dans les directions radiales et circonférentielles. Le secteur de 60° du passage annulaire a été subdivisé en 20 plans de coupe le long de la section chauffée. Pour notre étude trois plans situés respectivement à l'entrée, au milieu et à la sortie ont été sélectionnés.

Le profil radial des températures de liquide a été tracé dans trois sections situées respectivement à 50 [mm], 500 [mm] et 950 [mm] de l'entrée pour une pression de 1,5 [bar], une vitesse massique de 1000 [kg /m²s] et un flux de chaleur de 3.6 [W/cm²], et ce pour six grilles de maillage (Fig. 3.7). La distribution radiale des températures du R11 pour les différentes grilles sont à 0.5°C d'écart entre le maillage grossier 10x10 et le plus raffiné 70x70. Ceci est tout à fait raisonnable du fait que première cellule de calcul dans la grille de maillage couvre toute l'épaisseur de la couche limite.

Les températures du liquide le long de la section d'essai calculées à la première cellule près de la paroi pour les cinq grilles de maillage (10x10, 20x20, 40x40, 60x60 et 70x70) sont présentées sur la figure (Fig.3.8). Un très bon accord entre le calcul CFD et les valeurs issus du bilan thermique a été enregistré, ce qui confirme l'indépendance du maillage des résultats de calcul numérique.

Pour les mêmes conditions, les résultats comparatifs de ces essais sont présentés à la figure (Fig.3.9) on y retrouve le maillage dans le plan du domaine et les contours avec nuance de couleurs qui donne une meilleure illustration des gradients dans le profil radial. Les résultats obtenus pour le profil de température dans la section transversale située à 950 [mm] de l'entrée sont similaire à ceux présentés dans la figure(Fig.3.7)

<i>Maillage</i>	<i>10x10x100</i>	<i>20x20x200</i>	<i>40x40x400</i>	<i>50x50x500</i>	<i>60x60x500</i>	<i>70x70x500</i>
<i>Caractéristique</i>						
<i>Centre de la première cellule [mm]</i>	<i>0.5</i>	<i>0.25</i>	<i>0,125</i>	<i>0,1</i>	<i>0,0833</i>	<i>0,0714</i>
<i>y⁺</i>	<i>174.36</i>	<i>87.18</i>	<i>43.59</i>	<i>34.87</i>	<i>29.04</i>	<i>24.89</i>
<i>Nombre de nœuds</i>	<i>10000</i>	<i>80000</i>	<i>640000</i>	<i>1250000</i>	<i>1800000</i>	<i>2450000</i>
<i>Nombre d'éléments</i>	<i>8019</i>	<i>71839</i>	<i>606879</i>	<i>1198099</i>	<i>1737019</i>	<i>2375739</i>
<i>Nombre d'hexaèdres</i>	<i>8019</i>	<i>71839</i>	<i>606879</i>	<i>1198099</i>	<i>1737019</i>	<i>2375739</i>
<i>Nombre de surfaces</i>	<i>3726</i>	<i>15846</i>	<i>65286</i>	<i>102606</i>	<i>124726</i>	<i>147246</i>
<i>Nombre d'itérations</i>	<i>1500</i>	<i>3000</i>	<i>2000</i>	<i>1200</i>	<i>1500</i>	<i>2000</i>
<i>La durée</i>	<i>31min et 14s</i>	<i>2h et 46min</i>	<i>24h et 18m</i>	<i>66h et 45min</i>	<i>69h et 6min</i>	<i>94h et 35min</i>

Tableau 9 : les propriétés des différents maillages avec y⁺

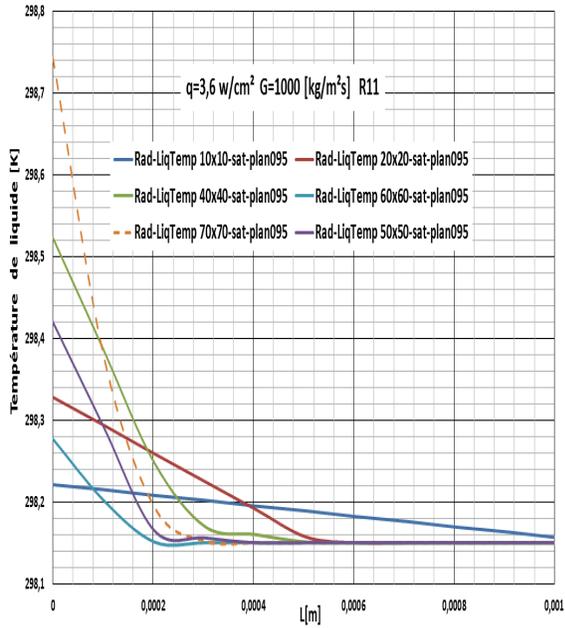


Figure 3.7 : Distributions radiales des températures du R11 pour différentes grilles de maillages

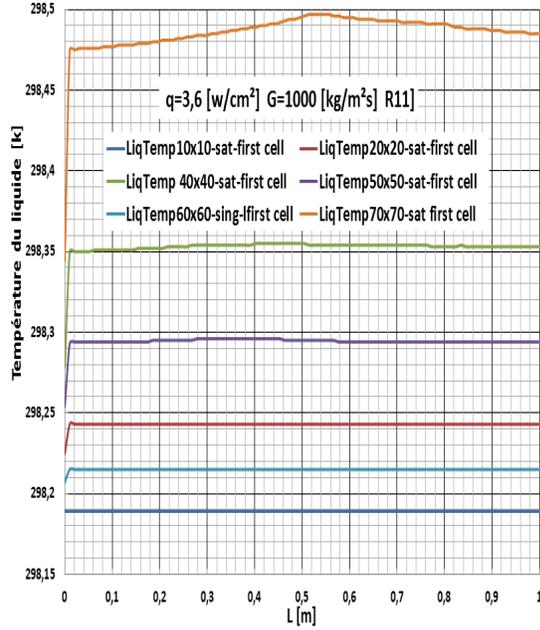


Figure 3.8 : Evolution des températures de paroi chauffée le long de la section d'essai pour différentes grilles de maillages

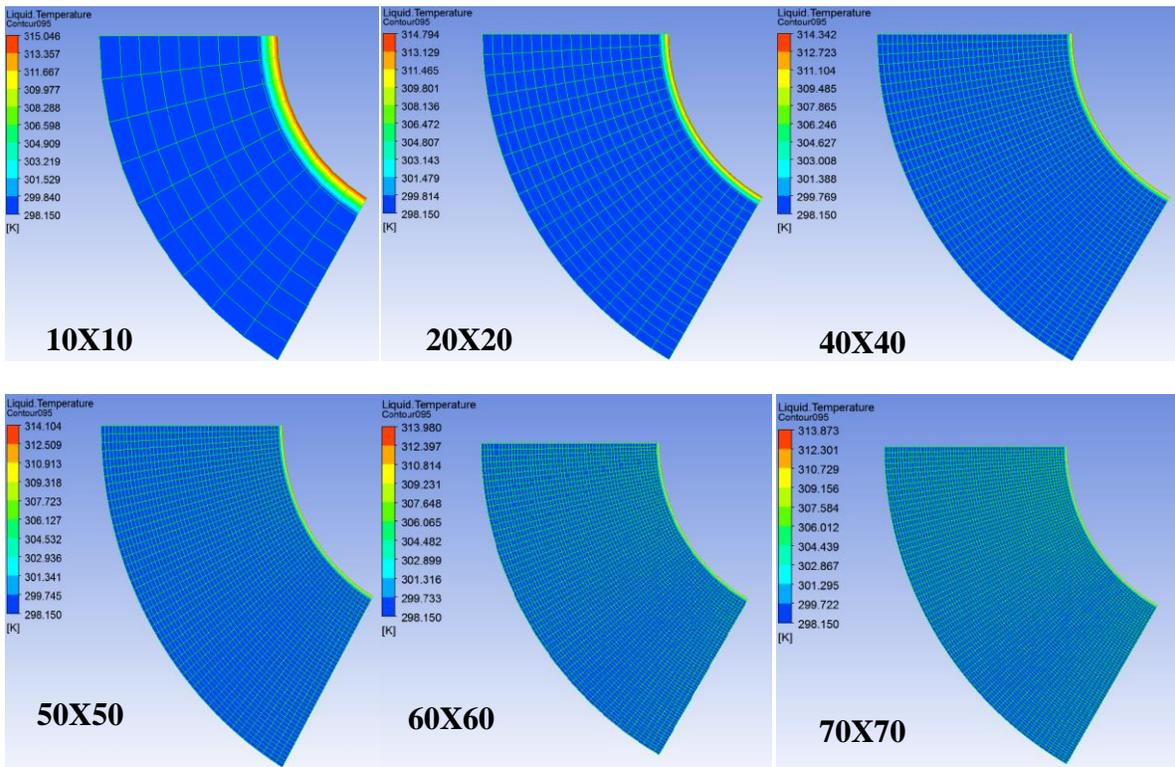


Figure 3.9:(Couleur) Contours de la température du R11 pour six(06) grilles de maillage à une section transversale situé à 950 mm de l'entrée

La comparaison des distributions radiales de taux de vide a enregistré une différence relativement importante pour les différents maillages par rapport à ceux obtenus pour les profils de températures. Ceci est attribué au fait que dans le maillage le plus raffiné la première cellule pénètre le centre de la bulle naissante au niveau de la paroi enregistrant un taux de vide relativement supérieur par rapport au maillage grossier. Ceci nous a conduits à choisir pour la suite de ce travail le maillage (50x50x500) qui est suffisamment fiable pour obtenir la précision numérique acceptable dans un temps de calcul CPU raisonnable.

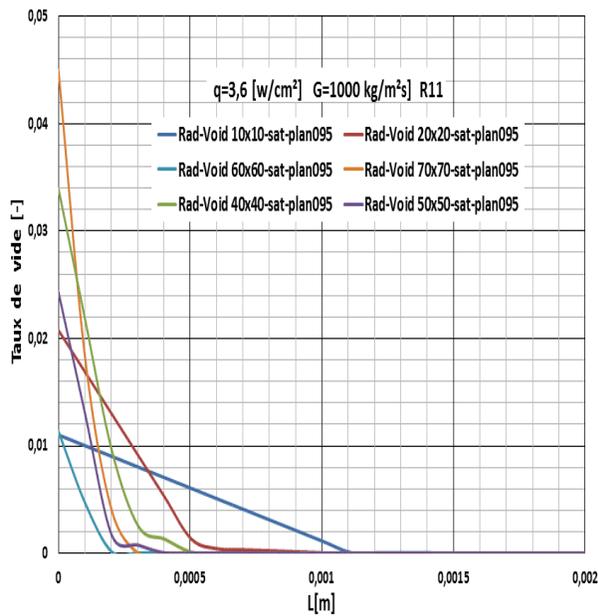


Figure 3.10 : Evolution du taux de vide le long de la section d'essai pour différentes grilles de maillages

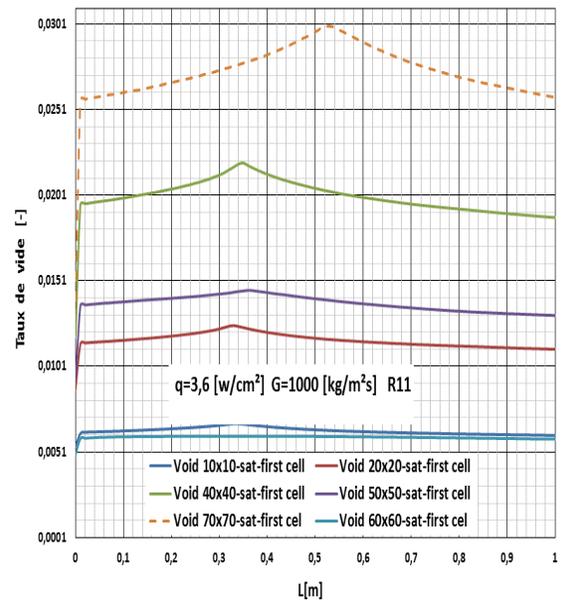


Figure 3.11: Evolution des températures de paroi chauffée le long de la section d'essai pour différentes grilles de maillages

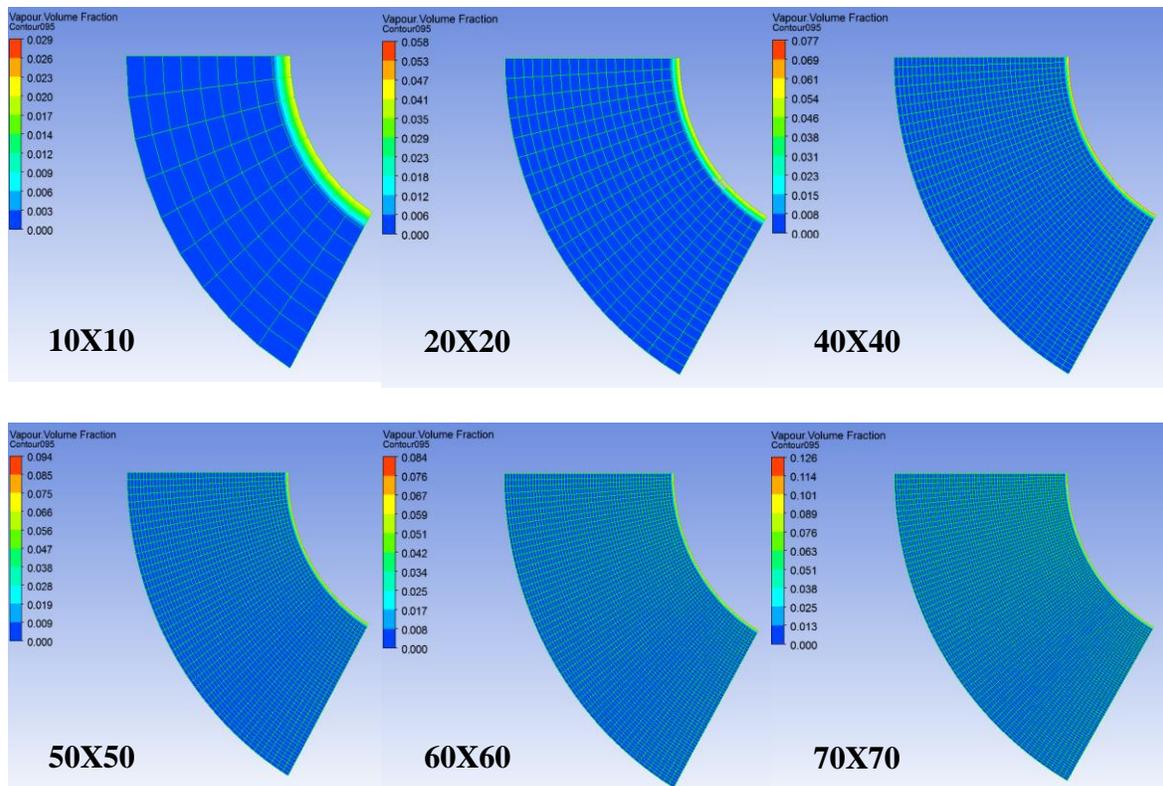


Figure 3.12: (Couleur) Contours de la température du R11 pour six(06) grilles de maillage à une section transversale situé à 950 mm de l'entrée

3.4–Etude d'un écoulement monophasique

Lors de l'étude des écoulements lors du changement de phase, il est souvent utilisé les conditions d'écoulement monophasique, où des lois théoriques éprouvées existent. A cet effet, l'étude de l'écoulement monophasique représente pour nous une manière de valider nos résultats qui constitue un préalable à l'étude des conditions d'ébullition convective. En effet, l'écoulement monophasique est considéré comme une frontière inférieure et supérieure d'un écoulement diphasique, la première région d'échange thermique rencontrée au sein d'un écoulement forcé liquide entrant dans un canal chauffant.

Dans cette partie, il s'agit essentiellement de déterminer l'évolution des coefficients d'échanges locaux. En effet, pour la réalisation des conditions monophasique, il a été procédé avec des faibles puissances de chauffés afin d'éviter l'apparition des bulles de vapeur dans l'écoulement. Les coefficients d'échange thermiques ont été calculés par le code de calcul ANSYS-CFX et comparés aux corrélations empiriques disponibles dans la littérature.

Nous avons enregistré les températures de paroi et de fluide le long de la section d'essai et ce, pour différents fluide et nous avons également estimé les coefficients d'échanges locaux.

3.4.1–Estimation du coefficient de transfert de chaleur expérimental

Pour une géométrie et des conditions d'écoulement données et un flux de chaleur connu, le coefficient d'échange de chaleur local en un point situé à une distance x de l'entrée peut être calculé au moyen de loi de newton.

$$h_{fc} = \frac{\phi_w}{(T_w - T_{l,bulk})} \quad (3.1)$$

Le coefficient de transfert de chaleur peut être calculé après l'estimation de la température moyenne du liquide $T_{l,bulk}$ et la mesure de la température de la paroi ou calculé dans le cas de la simulation

La corrélation de **Dittus-Bölder** est la plus répandue que nous l'avons comparé avec nos résultats de

simulation
$$h_{fc_{av}} = 0,023 \frac{k_l}{D_{hyd}} Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4} \quad (3.2)$$

Et en utilisant aussi la *Corrélation de Gnielinski* :

$$Nu = 0.0214(Re^{0.8} - 100) Pr^{0.4} \quad (3.3)$$

Elle est valable pour :

$$0.5 \leq Pr \leq 1.5 \quad , \quad 10^4 \leq Re \leq 5 \cdot 10^6$$

Et la corrélation de Petukhov et Popov

$$Nu = \frac{(cf / 2) R_e P_r}{C + 12.7(cf / 2)^{1/2} (P_r^{2/3} - 1)} \quad (3.4)$$

$$C = 1.07 + \frac{900}{R_e} - \frac{0.63}{1 + 10P_r} \quad \text{Pour } 10^4 < Re < 5 \cdot 10^6$$

200 < Pr < 200 6 % de précision

200 < Pr < 2000 10 % de précision

$$cf = (1.82 \log(R_e) - 1.64)^{-2}$$

3.5–Résultats et discussion

On a représenté sur la figure 3.13 & 3.14 respectivement l'évolution de la température de la paroi et les températures du liquide à la première cellule près de la paroi pour le maillage 50x50 déduite du calcul CFX, et ce pour différents fluides. Les paramètres thermohydrauliques de vitesse massique $G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, de flux de chaleur de 1.2 W/cm^2 et de sous saturation à l'entrée de 10°C ont été fixés relatives aux conditions d'un écoulement monophasique. L'évolution des températures de paroi et de liquide reste pratiquement constante le long du canal avec des valeurs issues du fluide HCFC R123 très proche du R11. Un écart de 0.5°C a été enregistré entre la température de paroi lors de l'utilisation du R11 par rapport au R123. L'écart le plus élevé de 6°C a été enregistré entre la température de paroi du R123 et R744. Par contre aucun écart n'a été enregistré au niveau des températures du liquide calculées par CFX à la première cellule adjacente de la paroi.

La figure 3.15 montre la variation axiale du coefficient de transfert de chaleur calculé par CFX pour différents fluides. En effet, les coefficients oscillent autour de $1200 \text{ W/m}^2\text{C}$ pour les différents fluides à l'exception du R-744 qui montre une efficacité de transfert importante. En effet, les mêmes calculs des coefficients de transfert de chaleur ont été effectués par les corrélations les plus répondus. Il s'est avéré que la corrélation de *Dittus-Bölder* (Figure 3.16) prédit mieux le coefficient de transfert de chaleur pour la plupart des fluides étudiés. Les écarts enregistrés sont imputés au domaine de validité de ces corrélations notamment les propriétés des fluides exprimés en nombre de Prandtl. Il y a lieu de noter que la corrélation de Dittus-Bölder est établie pour des tubes circulaire qui couvre la plage de validité de : $Re \geq 10000$, $0.7 \leq Pr \leq 100$ et $L/D \geq 60$.

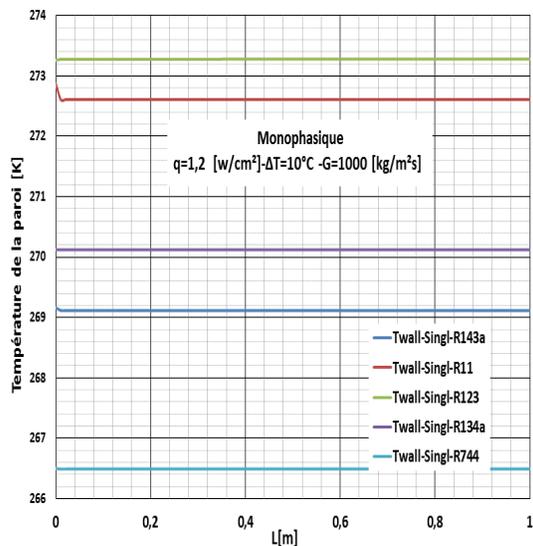


Figure. 3.13 Evolution de la température du paroi chauffée le long de la section d'essai

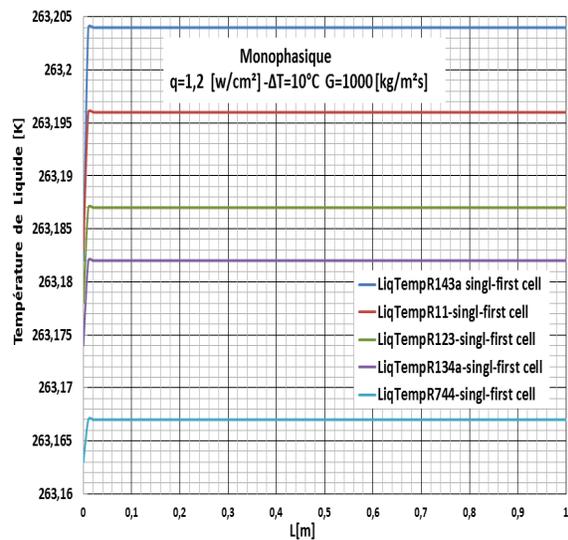


Figure. 3.14 Evolution de la température du liquide le long de la section d'essai

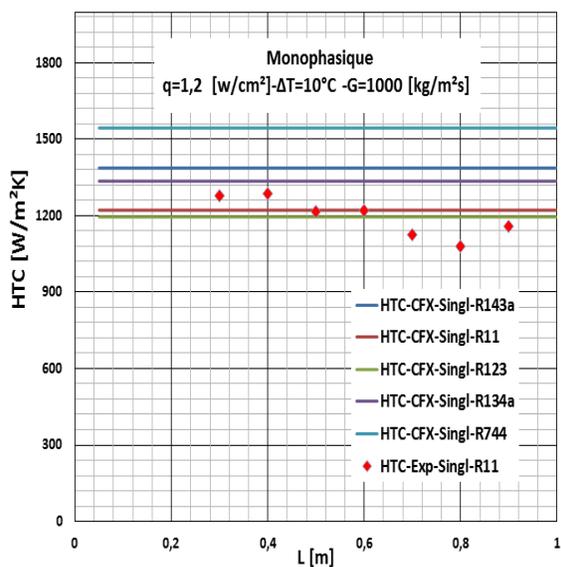


Figure. 3.15 Evolution du coefficient d'échange le long de la section d'essai calculé par CFX

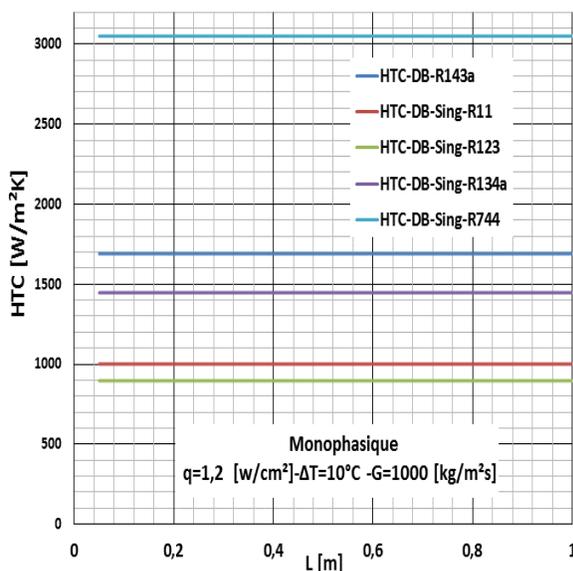


Figure. 3.16 Evolution du coefficient d'échange le long de la section d'essai calculé par corrélation de Dittus-Bölder

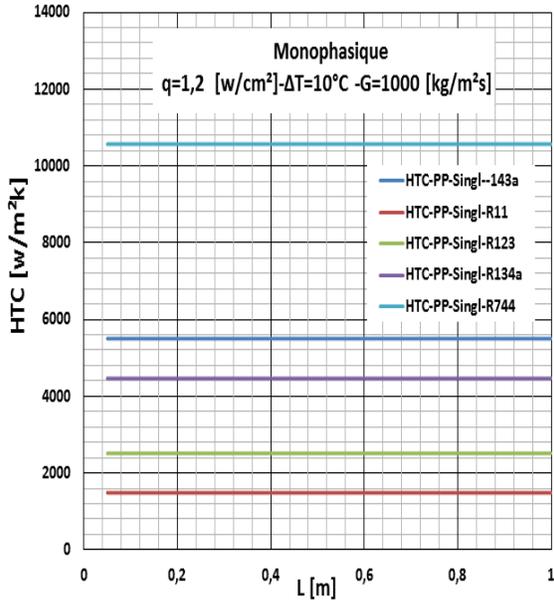


Figure. 3.17 Evolution du coefficient d'échange le long de la section d'essai calculé par corrélation de Petukhov et Popov

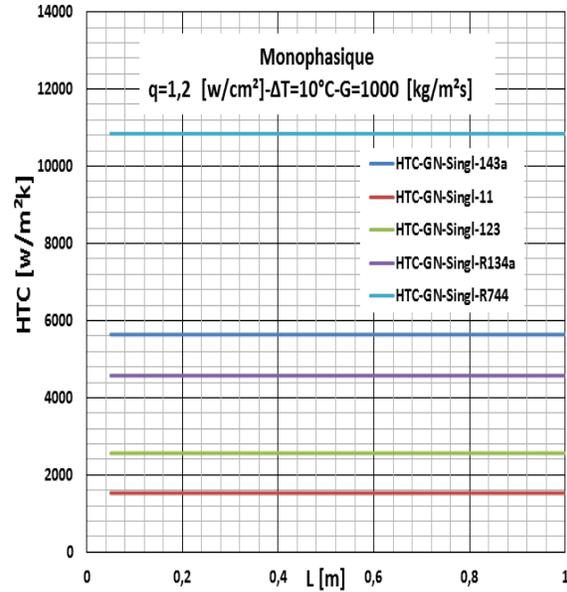


Figure. 3.18 Evolution du coefficient d'échange le long de la section d'essai calculé par corrélation de Gienlenski

3.6–Etude comparative de différents fluides lors du changement de phase

Dans cette partie, nous avons présenté les résultats obtenus dans le cas d'un écoulement avec changement de phase. Nous avons étudié, en particulier, l'initiation à l'ébullition (ONB) et la crise d'ébullition (DNB) et ce pour différents fluides. Les résultats obtenus pour chaque fluide ont été transposés vers leurs équivalents en eau et confrontés à celles de la littérature.

3.6.1–Initiation de l'ébullition l'ONB et l'OSV

Dans un canal de réacteur utilisant souvent de l'eau comme fluide caloporteur, la création de bulles de vapeur sur la surface extérieure de la gaine du combustible a des conséquences néfastes sur l'intégrité des éléments combustibles. L'initiation d'ébullition est considérée comme la première limite de sureté dans un réacteur nucléaire et la prédiction de cote de transition z entre la région monophasique et la région de l'ébullition locale, est indispensable pour l'estimation des flux de transfert de chaleur. En effet, lorsque la température de la paroi est supérieure à la température de saturation, des bulles de vapeur peuvent se former, même si le liquide au cœur de l'écoulement est toujours sous-refroidi. La position à laquelle les premières bulles se produisent à la paroi est notée comme étant le début de l'ébullition nucléée (ONB). Comme est illustré sur la

Figure 3.19, la région d'ébullition sous-refroidie d'un écoulement ascendant uniformément chauffé est généralement divisée en deux grandes régions, à savoir «très sous-refroidis» et «faible sous-refroidis» (Collier, 1981). Juste en aval de l'ONB, les bulles sont encore assez petits pour qu'ils restent attachés à la surface de chauffe. Plus en aval, avec l'augmentation de température du liquide, les bulles grossissent et commencent à se détacher de leurs sites d'origine. Lorsque les bulles atteignent certaines tailles glissent puis décollent de la paroi chauffant. L'endroit où les bulles commencent à se détacher de la paroi chauffée est appelé le point d'apparition significative de la vapeur (OSV). Dans la région entre ONB et l'OSV, la fraction de taux de vide est faible mais augmente rapidement en aval de l'OSV.

Dans cette partie, nous nous sommes fixés pour objectif principal le comportement des fluides de substitution candidats au remplacement de R11 sur l'apparition du phénomène de l'initiation de l'ébullition et son effet sur l'efficacité du transfert de chaleur en convection forcée.

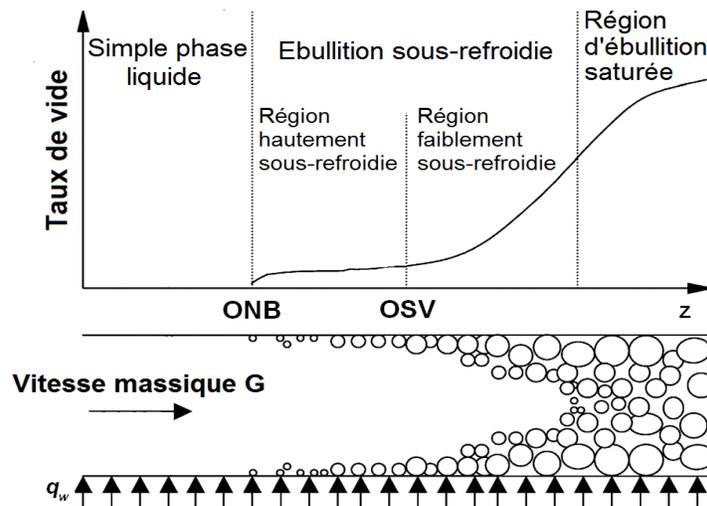


Figure 3.19: Description schématique du profil du taux de vide axial lors de l'ébullition sous-refroidis pour un écoulement vertical ascendant

3.6.1.1– Analyse des résultats relatifs à l'ONB et l'OSV

Les températures de paroi déduites de la surchauffe pariétale ($\Delta T_{sup} = T_p - T_{sat}$) par le code ANSYS-CFX décroît progressivement dans les conditions de saturation (Fig.3.20 à gauche) et reste constante dans le cas d'un écoulement pleinement diphasique (Fig.3.20 à droite). Ceci peut être attribué à la transition de l'écoulement vers l'ONB ou l'initiation de l'ébullition favorise le transfert de chaleur qui se manifeste par la diminution de la température de la paroi. Pour confirmer cette hypothèse, il a été procédé à la présentation de l'évolution du taux de vide le long du canal pour les conditions de saturation (Fig.3.21 à gauche) et diphasique (Fig.3.21 à droite). En effet, lorsque l'ébullition se développe, la température de paroi diminue et entraîne cette réduction de la surchauffe de paroi qui est visible sur la figure (Fig.3.20) à gauche. Les résultats obtenus montrent que le taux de vide prend une valeur maximale 0.019 dans les conditions de saturation à la cote $z = 0.35$ m de l'entrée pour le R11. Cette même tendance est reproduite pour le R123 qui a enregistré une valeur de 0.016 dans les conditions de saturation à la cote $z = 0.15$ m de l'entrée pour le R11.

Pour cela nous avons tracé l'évolution radiale de la température du liquide et du taux de vide dans trois plans situés à l'entrée, au milieu et à la sortie du canal, et ce dans les conditions de saturation (Fig.3.22 & Fig.3.23) et lors d'un écoulement diphasique (Fig.3.24 & Fig.3.25). Une tendance qualitative a été constaté qui respecte un certain ordre mettant le R11 au premier lieu suivi du R123 et R744 à la dernière position. En effet, le flux pariétal engendre des valeurs maximales au niveau de la paroi qui s'atténuent au cœur de l'écoulement, et ce pour les températures du liquide et le taux de vide. Pour un flux de chaleur modéré de 3.6 W/cm^2 (saturation) la température du liquide à la première cellule près de la paroi a enregistré une valeur maximale de $263 \text{ }^\circ\text{C}$ pour les quatre fluides en différents plans. Toutefois, ces températures enregistrent des valeurs plus élevées et différent en écoulement diphasique avec forte flux de chaleur pariétal. En ce qui concerne le taux vide radial, il a été constaté qu'il dépend fortement du flux de chaleur avec une évolution qualitative qui reste inchangé par rapport aux conditions de saturation.

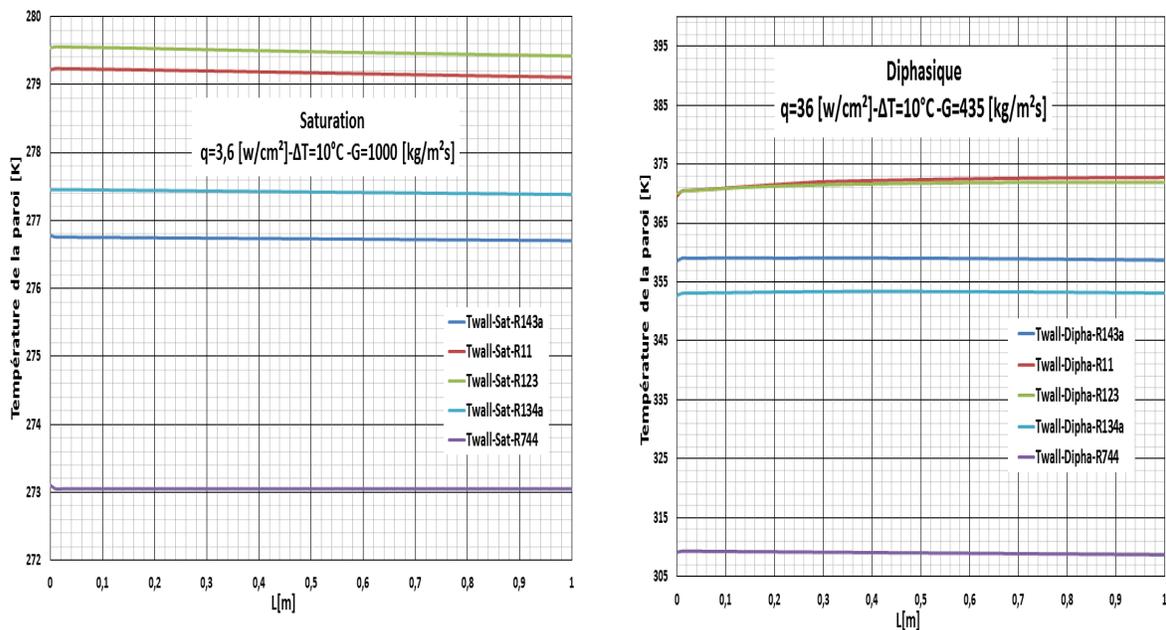


Figure 3.20: Evolution axiale de la surchauffe pariétale (à gauche) et l'évolution 3D du taux de vide (à droite)

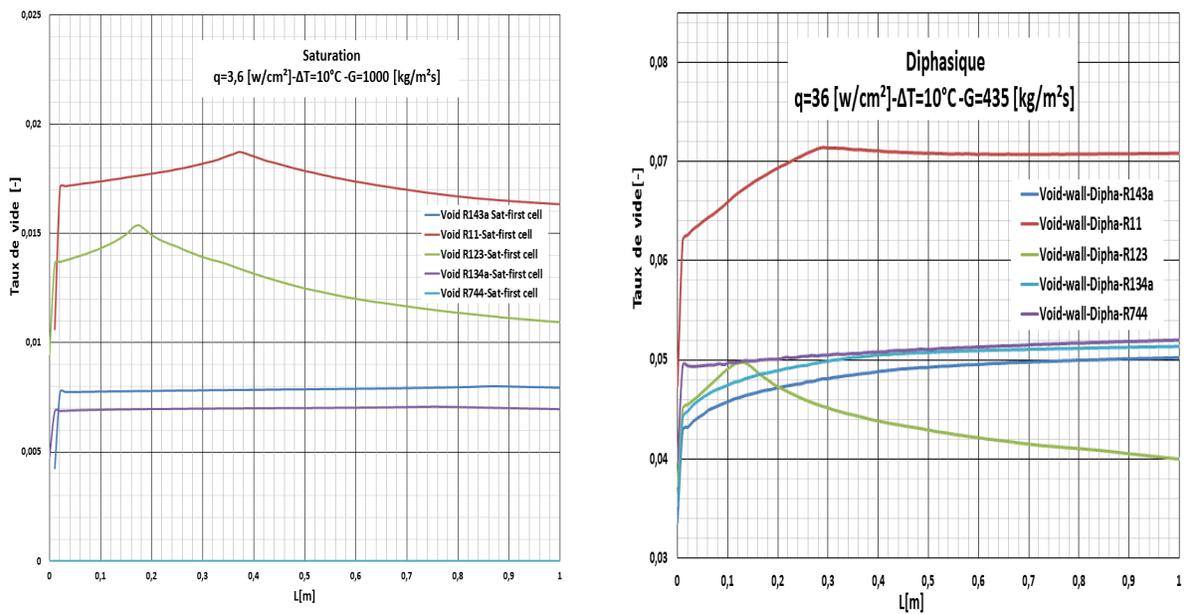


Figure 3.21: Évolution axiale du taux de vide calculé par CFX pour les conditions de saturation (à gauche) et diphasique (à droite)

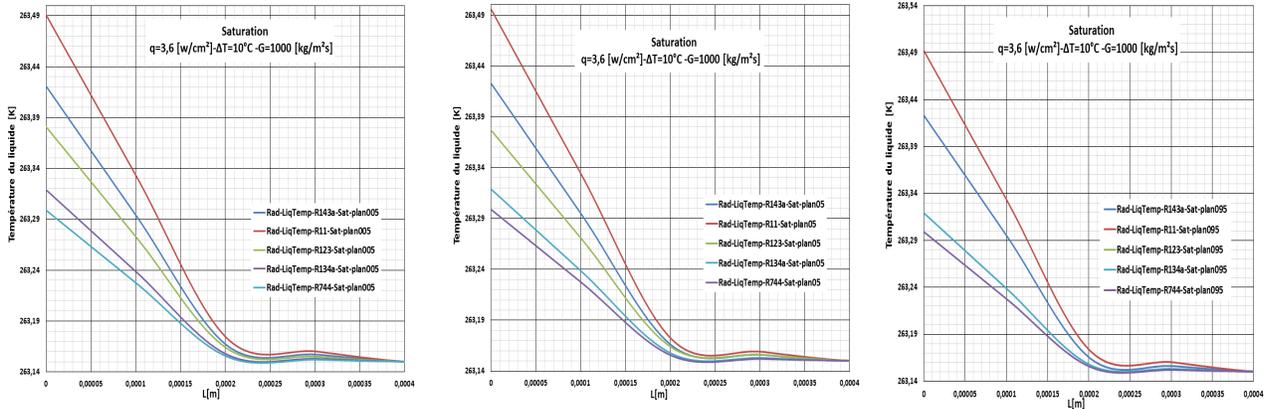


Figure 3.22: Évolution radiale de la température du liquide en conditions de saturation relative au différents fluides et différents plans

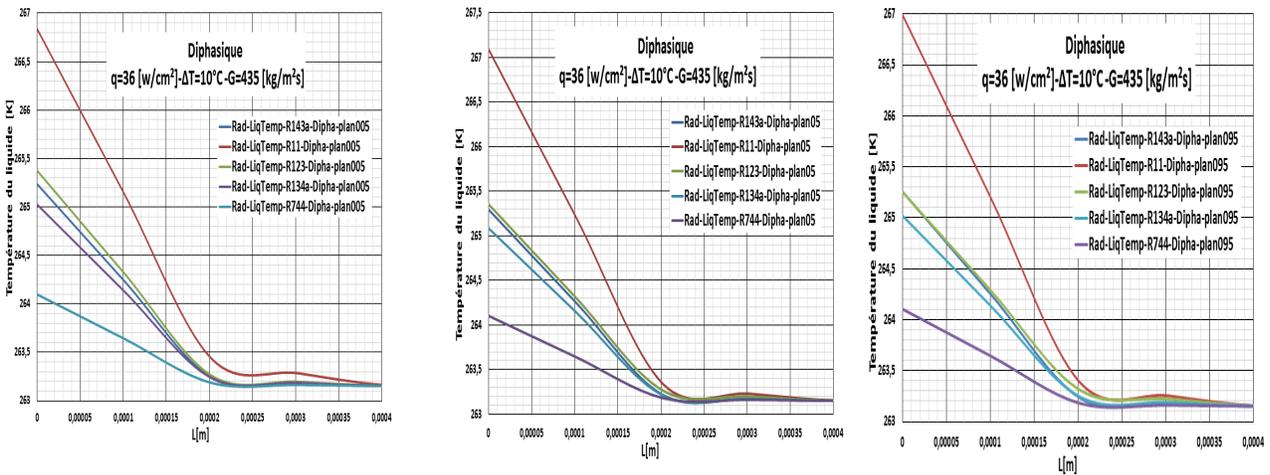


Figure 3.23: Évolution radiale de la température du liquide en conditions diphasique relative au différents fluides et différents plans

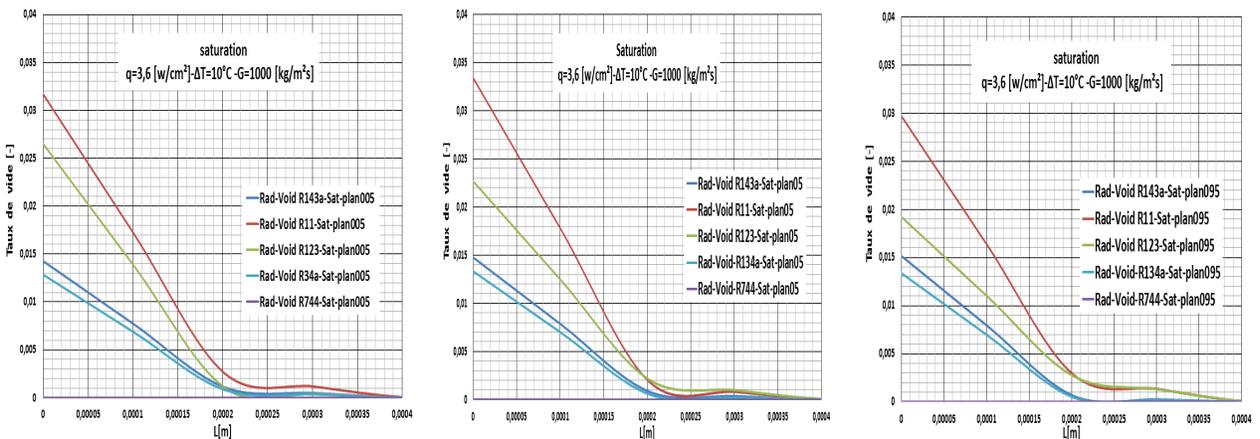


Figure 3.24: Évolution radiale du taux de vide en conditions de saturation relative au différents fluides et différents plans

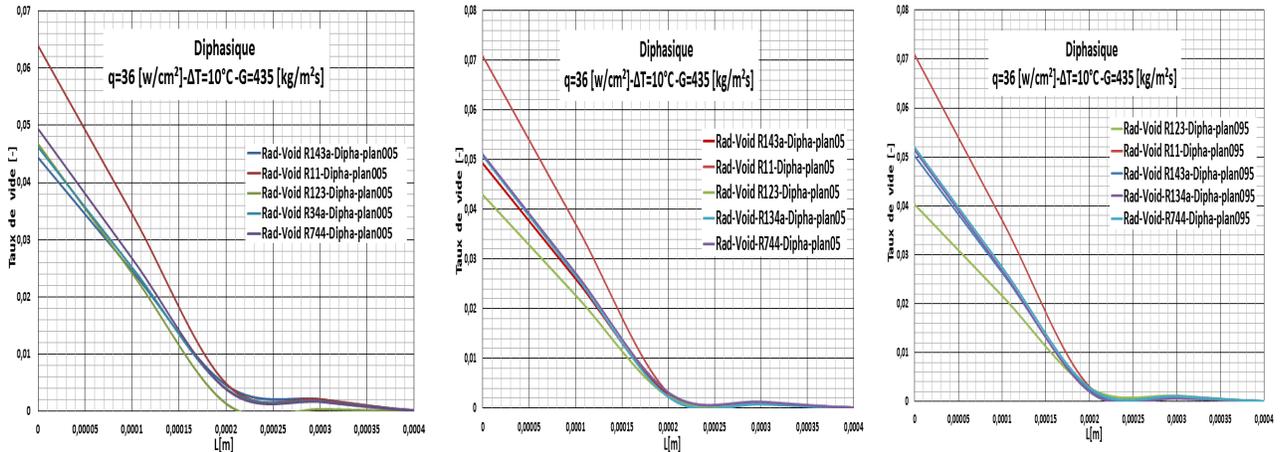


Figure 3.25: Évolution radiale du taux de vide en conditions de saturation relative au différents fluides et différents plans

3.6.1.2– Analyse de résultats relatifs aux paramètres d'ébullition

Pour une analyse approfondie du comportement de différents fluides utilisés, il a été procédé aux traçages des courbes relatives à l'évolution axiale des paramètres d'ébullition. Il y'a lieu de noter que les simulations réalisées pour chaque fluide ont été transposées vers leur équivalent en utilisant les lois de similitude pour le flux de chaleur et la pression équivalent pour une simulation avec de l'eau. A cet effet, il a été procédé à l'introduction de la table thermodynamique de l'eau et définir le flux de chaleur et pression équivalent dans la mise en œuvre de la simulation.

Les figures 3.26 & 3.27 montrent l'évolution du flux de chaleur associé à la convection forcée monophasique et le flux d'évaporation respectivement pour un écoulement en condition de saturation (Fig. 3.26 & 3.27 à gauche), en diphasique (Fig. 3.26 & 3.27 au milieu) et sur la figure (3.26 & 3.27 à droite) il est représenté le flux de chaleur en convection monophasique issu de la transposition Fluide – Fluide.

Sur ces figures il apparait clairement la dominance du flux de convection par rapport au flux d'évaporation calculé par le modèle de répartition du flux de Kurul-Podowski. Cette dominance du flux de convection monophasique peut être expliquée par la grande différence entre la chaleur spécifique du liquide et de vapeur où la majeure partie du flux de chaleur pariétal sert à réchauffer le liquide et une infime partie contribue au changement de phase.

Un autre paramètre d'ébullition issu du modèle de Kurul-Podowski qui est l'évolution des sites actifs de nucléations représenté pour les mêmes conditions précédentes de saturation ($q=3.6$ [W/cm²] et $G=1000$ [kg/m²s]), de diphasique ($q=36$ [W/cm²] et $G=435$ [kg/m²s]) et de transposition avec les flux et pression équivalents. En fait, dans les conditions de saturation, le flux est suffisant pour initier l'ébullition à l'entrée, ceci explique la diminution des sites actifs de nucléation (N_a) le long du canal suite au phénomène de l'ébullition qui favorise le transfert de chaleur provoquant la diminution de la température de paroi et par conséquent la densité de sites de nucléation (Fig.3.28 à gauche). Cette tendance ne s'est pas reproduite dans le cas diphasique car le flux de chaleur est assez important induisant une augmentation linéaire de la température de paroi et par conséquent les sites actifs de nucléation (Fig.3.28 au milieu). La même tendance qualitative a été enregistrée dans les conditions de transposition du fluide simulé vers son équivalent en eau en condition diphasique (Fig.3.28 à droite).

Dans les conditions de saturation la fréquence de détachement des bulles représentée sur la figure (3.29 à gauche) reste constante le long du canal avec une tendance à la baisse enregistrée dans le cas diphasique (Fig.3.29 au milieu) et son équivalent transposé (Fig.3.29 à droite). En effet, les fréquences sont importantes dans les conditions OSV en aval de l'ONB ou les bulles commencent à se détacher de la paroi. Le flux de chaleur étant important en diphasique, ceci a engendré le dépassement de la zone OSV sans être ou la fréquence de détachement a tendance à se rétracter en post-OSV. Avec une fréquence en diminution, la bulle prend plus de temps pour se former, ce qui explique l'augmentation du temps d'attente sur la figure (Fig.3.30), tandis que le sous-refroidissement réduit engendre l'augmentation des diamètres des bulles (fig. 3.31).

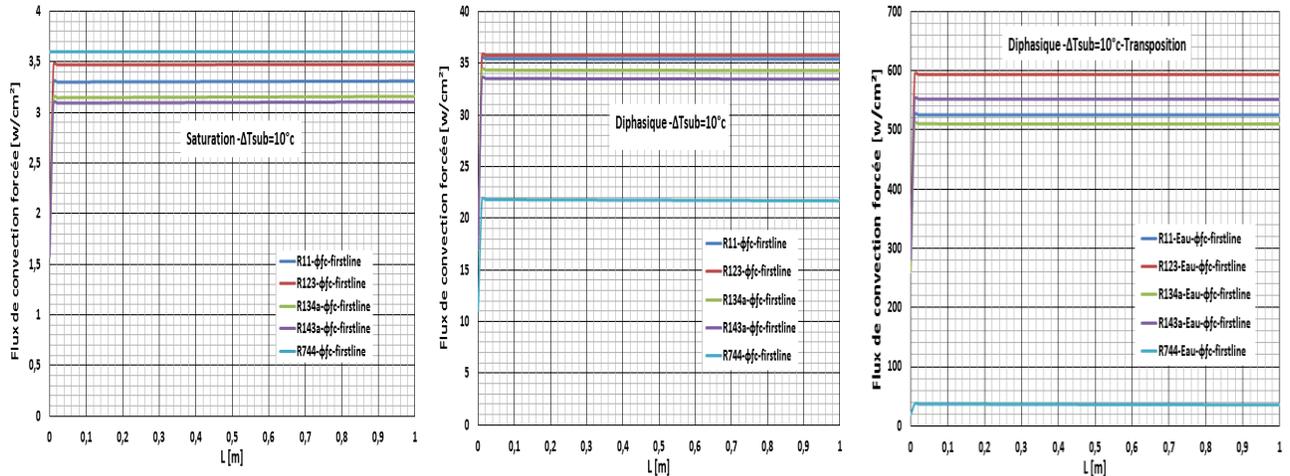


Figure 3.26: Evolution axiale de flux de convection en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite)

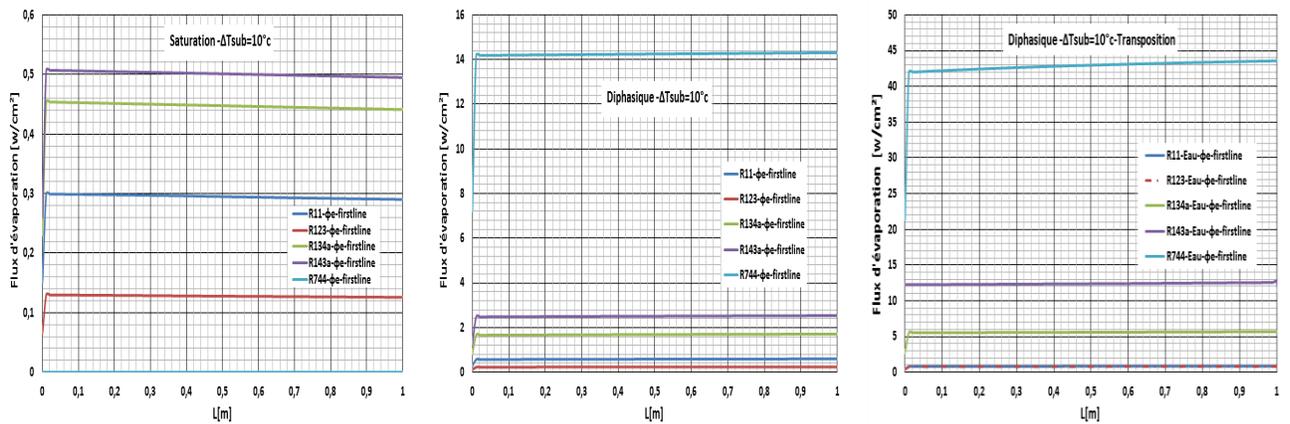


Figure 3.27: Evolution axiale de flux d'évaporation en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite)

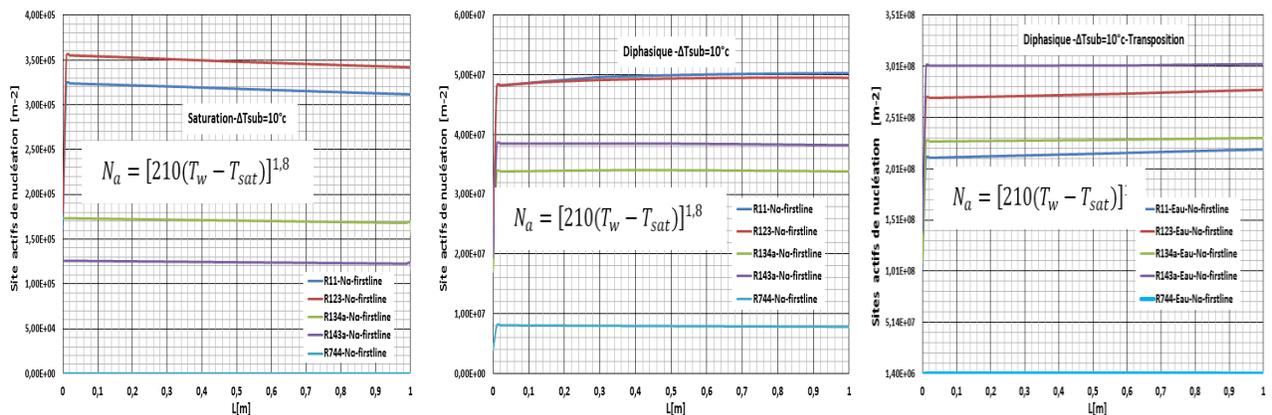


Figure 3.28: Evolution axiale de site actifs de nucléation en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite)

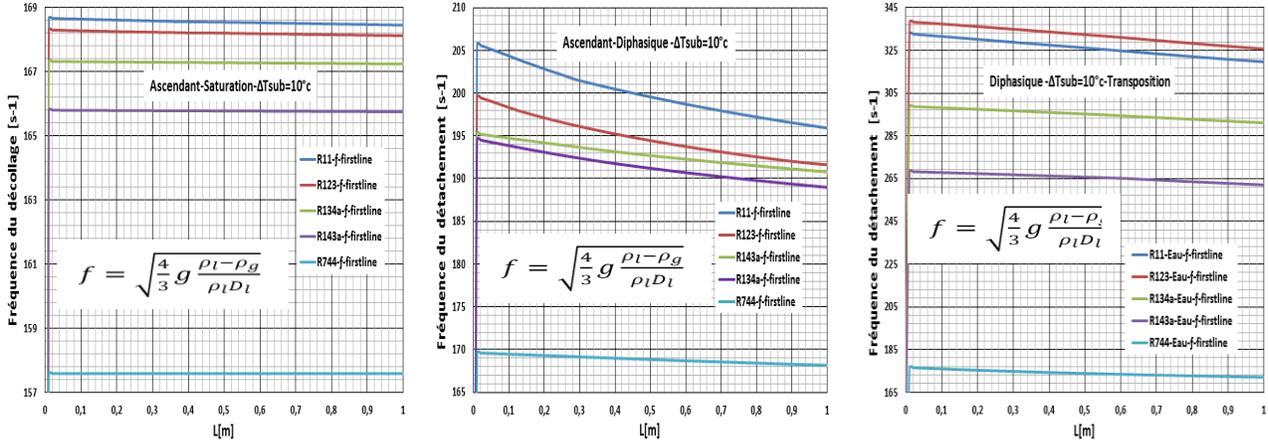


Figure 3.29: Evolution axiale de la fréquence de détachement en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite)

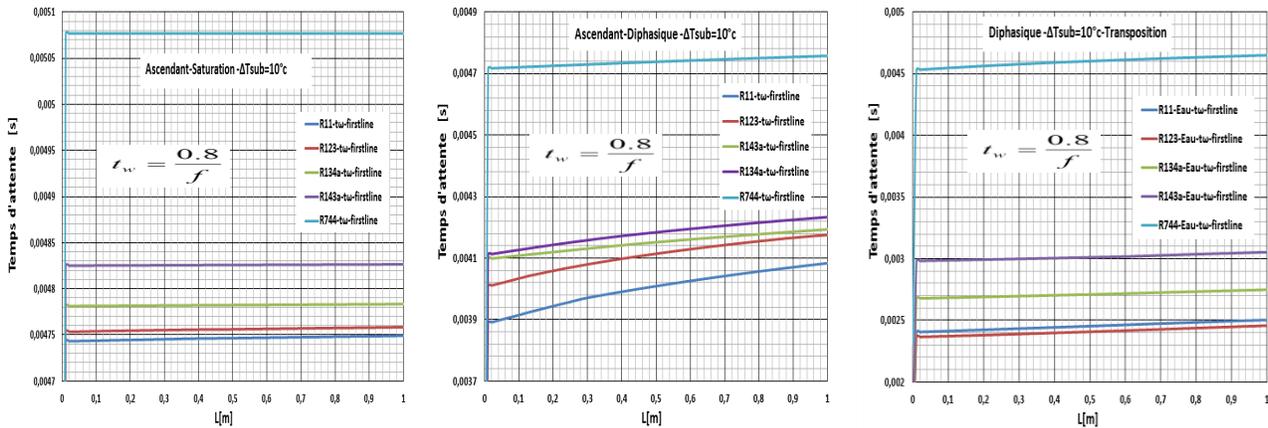


Figure 3.30: Evolution axiale du temps d'attente en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite)

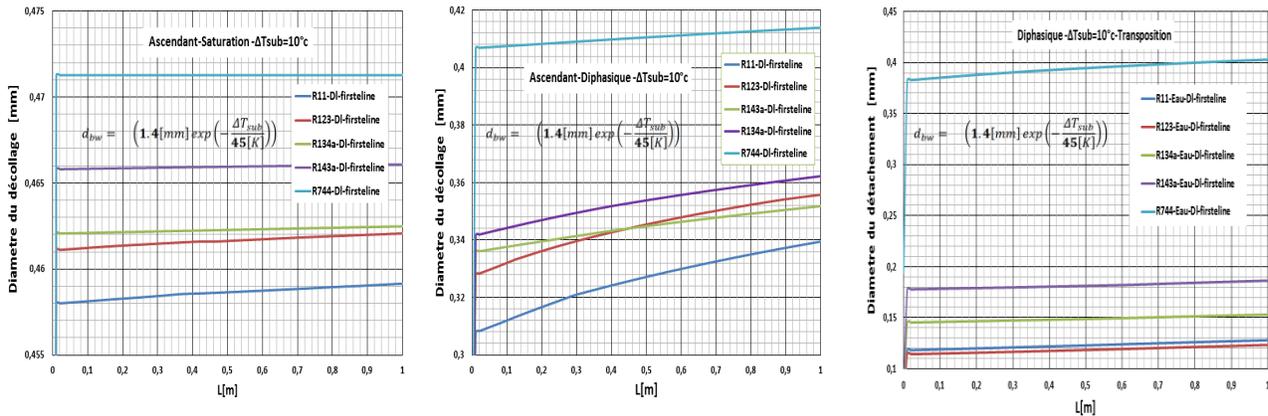


Figure 3.31: Evolution axiale du diamètre de détachement en saturation (à gauche), en diphasique (centre) et transposé vers l'eau (à droite)

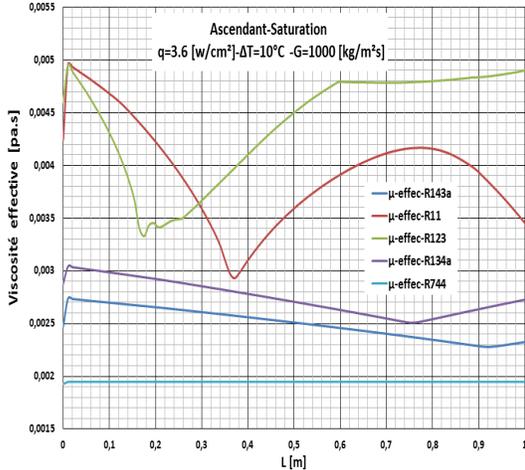


Figure 3.32: Evolution de la viscosité effective

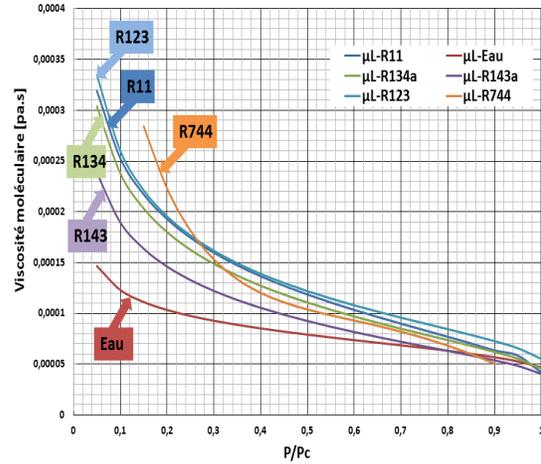


Figure 3.33: Evolution de la viscosité moléculaire.

3.6.1.3– Analyse du choix préliminaire du R123 comme substituant du R11

Une grande ressemblance qualitative et quantitative entre le R11 et R123 a été constatée en raison de leur point d'ébullition très proche ($R11 = 23^\circ C$ et $R123 = 27^\circ C$). Ce rapprochement entre ces deux fluides nous a conduits à explorer davantage le comportement du R123 comme candidat potentiel à la substitution du R11.

Pour ne pas anticiper les conclusions concernant ce rapprochement qualitatif et quantitatif des paramètres thermohydraulique, nous avons procédé au traçage de l'évolution de la température de paroi et du taux de vide calculé à la première cellule de la paroi par ANSYS CFX, et ce pour le R11 et le R123 représentés sur les figures (3.34 et 3.35). Le taux de vide, dans ce cas, est proportionnel au flux pariétal avec un point commun relatif au taux de vide axial maximum enregistré à la cote $Z = 0.3$ m (fig 3.35). Ceci coïncide avec l'occurrence de l'ONB lors de l'expérience représentée sur la fig(3.21). Néanmoins, le taux de vide axial a tendance à diminuer en aval du point $Z=0.3$ m dans le calcul CFD, probablement dû à l'inversion de la répartition du flux de chaleur à cet endroit. Ceci nous a conduits à tracer la distribution des paramètres d'ébullition pariétale présentés dans les figures du (3.26 à 3.30).

Une fois les conditions OSV ont été atteintes, les bulles en se détachant de la paroi vont agiter le fluide et la turbulence induite devienne importante.

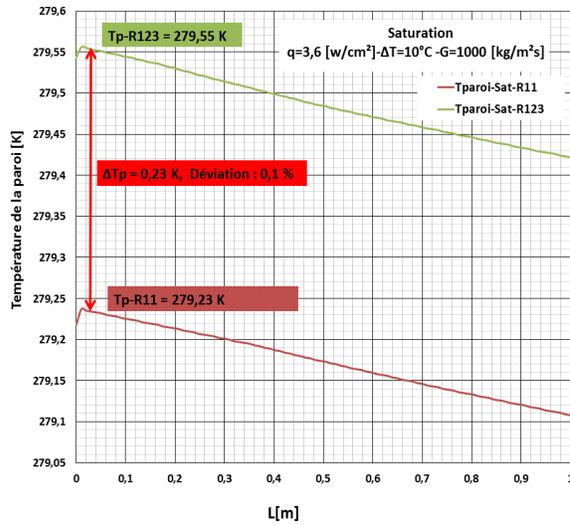


Figure 3.34: Evolution de la température suivant la direction axiale pour le R11 & R123

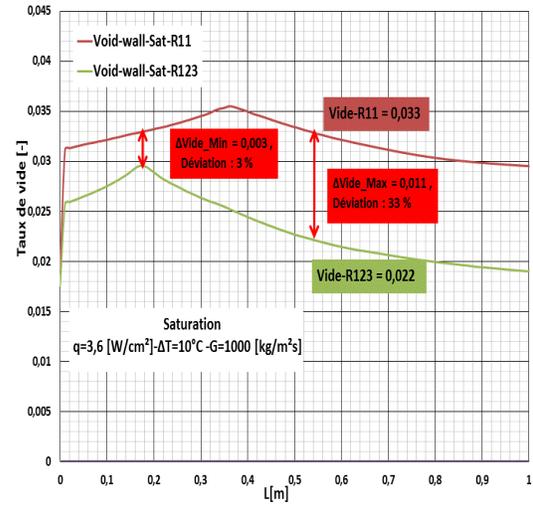


Figure 3.35: Evolution du taux de vide suivant la direction axiale pour le R11 & R123

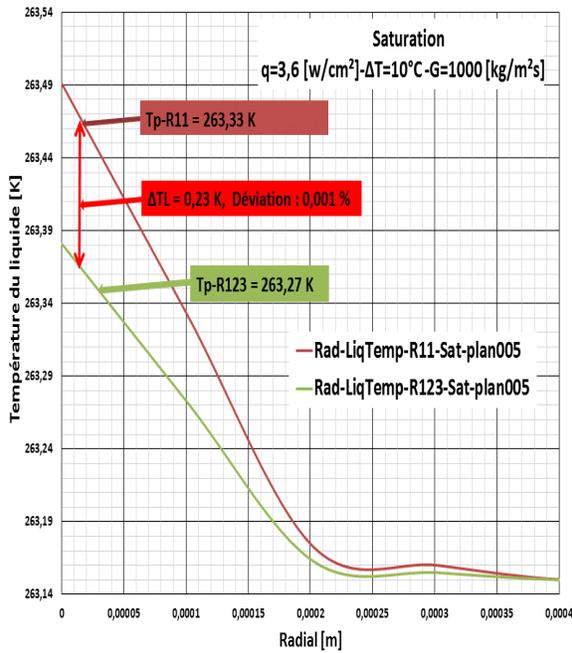


Figure 3.36: Evolution radiale des température du liquide du R11 & R123 au plan situé à 5 cm de l'entrée

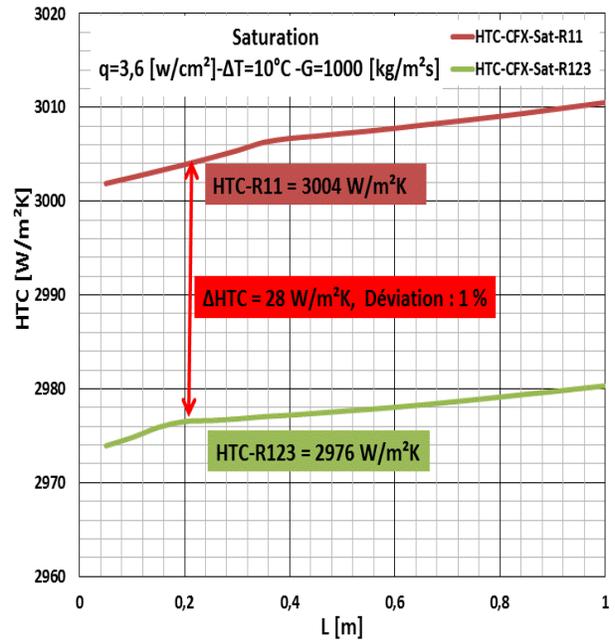


Figure 3.37: Evolution du coefficient d'échange de chaleur suivant la direction axiale pour le R11 & R123

3.6.2–Crise d'ébullition

Des travaux antérieurs que nous exploitons pour notre étude relatifs à la mise en évidence de la crise d'ébullition (appelée communément "DeparturefromNucleateBoiling – DNB") au niveau de la première section d'essai du circuit primaire. La répartition de plusieurs thermocouples le long de la canne chauffante offre la possibilité de déterminer avec précision la position dans la section d'essai où l'échauffement critique se produit et ce, pour différentes conditions de fonctionnement. La figure (3.38) décrit l'évolution, durant un même essai, de la température de paroi en 4 points situés successivement à (55cm), (65cm), (85cm) et (105cm) de l'entrée du canal. Lorsque la puissance atteint 8.8kW, le premier thermocouple enregistre une température relativement basse comparée aux autres. Par contre, le deuxième et le troisième thermocouple décèlent, chacun, un saut brutal de température de 225°C et 410 °C et 500°C respectivement. Ceci signifie que les conditions de l'échauffement critique sont atteintes à 65 cm de l'entrée du canal.

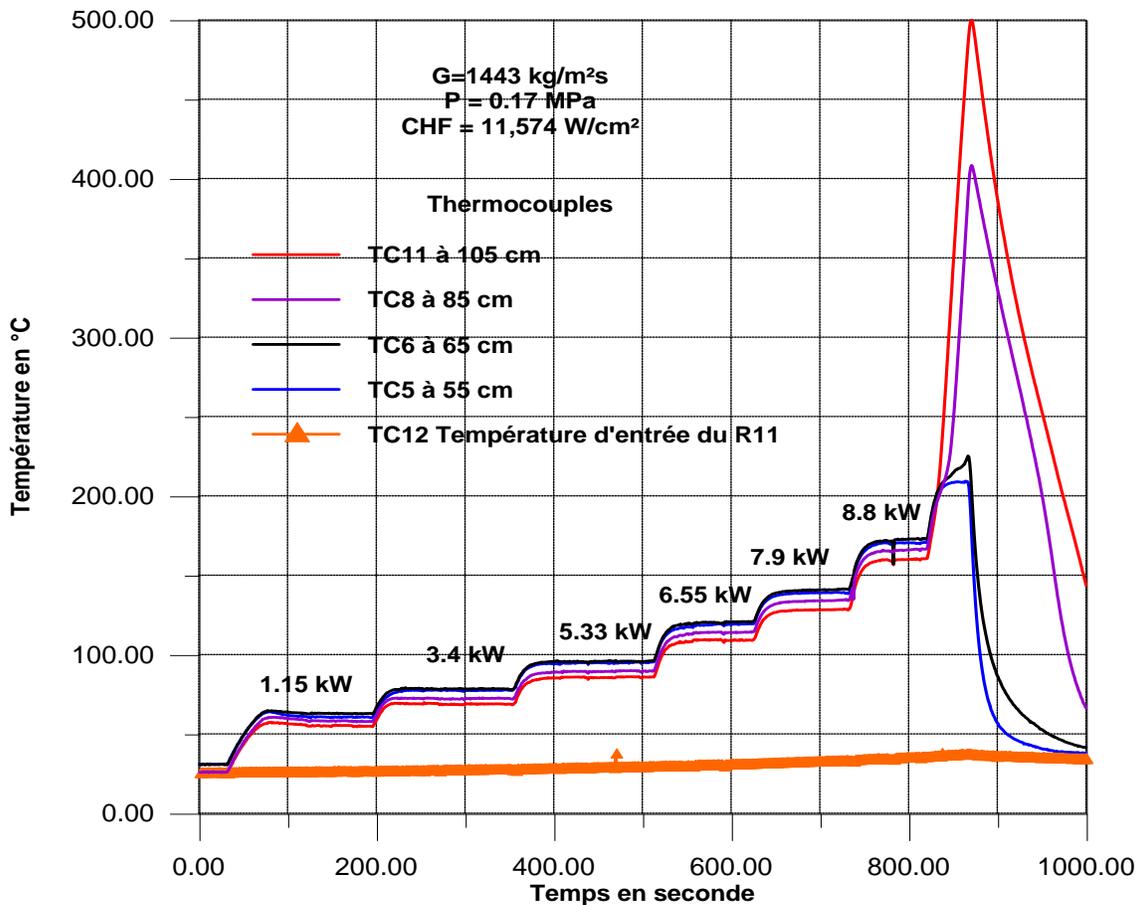


Figure 3.38: Approche expérimentale de la crise d'ébullition.

Des essais similaires ont été réalisés pour différentes vitesses massique, les résultats obtenus par le R11 ont été transposé vers leurs équivalents en eau pour être comparés avec les looks up table.

3.6.2.1- Transposition du CHF du R11 vers les fluides de substitution candidats et leurs équivalents en eau

3.6.2.1.1 -Mise à l'échelle R11-Fluide équivalent

Pour réduire le cout élevé des essais d'écoulement thermique critique dans les réacteurs de puissance à eau bouillant, on a tout intérêt à recourir à des modèles fluide à fluide. Une méthode très employée consiste à remplacer l'eau par un fluide ayant une plus faible chaleur latente de vaporisation. Cette méthode est largement utilisé dans la conception thermohydraulique des réacteurs nucléaires (Ahmad et al. 1973, Katto 1978).

La méthode de Katto a été adoptée lors de la mise à l'échelle dans nos calculs CHF. Elle consiste à convertir les données du CHF obtenus pour le R-11 à leurs équivalents en eau en respectant les lois de similitude mentionné dans le chapitre (1) et déterminer les facteurs multiplicateurs correspondants.

3.6.2.1.2-Evaluation des Facteurs de mise à l'échelle

En se référant aux tables de propriétés physiques fournies par l'Institut National des Standards et Technologies (NIST) [18], l'ensemble des facteurs ont été estimés. A partir du rapport des masses volumiques du liquide à la vapeur, le facteur multiplicateur de pression peut être calculé par l'équation 3.5

$$F_P = \frac{P_M}{P_{R11}} \quad (3.5)$$

Le facteur du rapport des vitesses massiques est calculé suivant l'équation (3.6).

$$F_G = \frac{G_P}{G_M} = \frac{\left(\sqrt{\frac{\sigma p}{D}}\right)_M}{\left(\sqrt{\frac{\sigma p}{D}}\right)_{R11}} \quad (3.6)$$

Calcul du facteur de mise à l'échelle des chaleurs latentes

$$F_{\Delta h} = \frac{(h_{fg})_M}{(h_{fg})_{R11}} \quad (3.7)$$

Calcul du facteur de mise à l'échelle de flux thermique en multipliant le facteur de mise à l'échelle des vitesses massiques et le facteur de la chaleur latente

$$F_Q = F_G \times F_{\Delta h} \quad (3.8)$$

Calcul du flux de chaleur critique

$$(q_{CHF})_{Eau} = F_Q \times (q_{CHF})_{R11} \quad (3.9)$$

Les facteurs de mise obtenus pour les conditions expérimentale de CHF réalisés sur la boucle à Fréon sont résumés dans le tableau ci-dessous

Fluides Paramètres	R11-R718	R11-R123	R11-R143a	R11-R134a	R11-R744
Coefficient multiplicateur de la pression FP	5	1,2	1,17	1,08	0,61
Coefficient multiplicateur de la vitesse massique FG	1.26	1,15	1,38	1,13	0,64
Coefficient multiplicateur de la chaleur la tente FAH	11.62	1,09	0,81	0,84	0,51
Coefficient multiplicateur du flux Fφ	15.1	1,25	1,12	0,95	0,32

Tableau 10 : Facteurs multiplicateurs de transposition R11-Fluide simulant

CHF Transposés du R11 vers leurs équivalents en eau							CHF Look up table (2006)						
Exp	P [bar]	G [kg/sm ²]	X	φ _{cr,exp,R11} [kw/m ²]	Fφ	φ _{cr,Eau} equivalent [kw/m ²]	F _P	P [bar]	F _G	G [kg/m ² s]	X [-]	φ _{cr,eau} [kw/m ²]	φ _{cr,eau} [kw/m ²] annulaire x fl
Exp 1	2	166,14	0,1	210,93	15,1	3185,043	5	10	1,26	209,3364	0,1	2542,65	928,06725
Exp 2	1,8	250,69	0,1	234,37		3538,987		9		315,8694	0,1	3708,38	1353,5587
Exp 3	1,8	343,26	0,1	262,5		3963,75		9		432,5076	0,1	3886,53	1418,58345
Exp 4	1,7	419,13	0,1	273,43		4128,793		8,5		528,1038	0,1	4013,96	1465,0954
Exp 5	1,7	1443	0,1	137,5		2076,25		8,5		1818,18	0,1	4669,35	1704,31275
Exp 6	1,7	996	0,1	65,7		992,07		8,5		1254,96	0,1	4478,48	1634,6452
Exp 7	1,5	506,88	0,1	283,93		4287,343		7,5		638,6688	0,1	4104,57	1498,16805
Exp 8	1,3	594,47	0,1	306,26		4624,526		6,5		749,0322	0,1	2994	1092,81
Exp 9	1,2	682,46	0,1	328,12		4954,612		6		859,8996	0,1	3128,29	1141,82585

Tableau 11 : Comparaison entre les valeurs expérimentales du CHF déduites de l'installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents en Eau avec celles obtenus des look-up table (2006)

CHF Transposés du R123 vers leurs équivalents en Eau							CHF Look up table (2006)						
Exp	P [bar]	G [kg/sm ²]	X	$\phi_{cr,exp,R123}$ Equivalent [kw/m ²]	F ϕ	$\phi_{cr,Eau}$ equivalent [kw/m ²]	F _P	P [bar]	F _G	G [kg/m ² s]	X [-]	$\phi_{cr,eau}$ [kw/m]	$\phi_{cr,eau}$ [kw/m ²] annulaire x fl
Exp 1	2,4	191,061	0,1	263,6625	16,5	4353,067	6	14,4	1,36	259,8429	0,1	2945,05	1074,94325
Exp 2	2,16	288,2935	0,1	292,9625		4836,810		12,96		392,0791	0,1	3826,12	1396,5338
Exp 3	2,16	394,749	0,1	328,125		5417,343		12,96		536,8586	0,1	4025,21	1469,20165
Exp 4	2,04	481,9995	0,1	341,7875		5642,911		12,24		655,5193	0,1	4090,55	1493,05075
Exp 5	2,04	1659,45	0,1	171,875		2837,656		12,24		2256,852	0,1	4750,23	1733,83395
Exp 6	2,04	1145,4	0,1	82,125		1355,883		12,24		1557,744	0,1	4616,2	1684,913
Exp 7	1,8	582,912	0,1	354,9125		5859,605		10,8		792,7603	0,1	4224,95	1542,10675
Exp 8	1,56	683,6405	0,1	382,825		6320,440		9,36		929,7510	0,1	4308,56	1572,6244
Exp 9	1,44	784,829	0,1	410,15		6771,576		8,64		1067,367	0,1	4381,35	1599,19275

Tableau 12 : Comparaison du CHF expérimental déduit de l'installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents R123 puis en Eau avec le CHF obtenu à partir des look-up table (2006)

CHF Transposés du R134a vers leurs équivalents en Eau							CHF Look up table (2006)						
Exp	P [bar]	G [kg/sm ²]	X	$\phi_{cr,exp,R134a}$ Equivalent [kw/m ²]	F ϕ	$\phi_{cr,Eau}$ equivalent [kw/m ²]	F _P	P [bar]	F _G	G [kg/m ² s]	X [-]	$\phi_{cr,eau}$ [kw/m ²]	$\phi_{cr,eau}$ [kw/m ²] annulaire x fl
Exp 1	2,16	187,7382	0,1	200,3835	14,3	2871,495	5,4	11,66	1,47	275,97	0,1	3386,51	1236,07615
Exp 2	1,944	283,2797	0,1	222,6515		3190,595		10,49		416,42	0,1	3861,73	1409,53145
Exp 3	1,944	387,8838	0,1	249,375		3573,543		10,49		570,18	0,1	4012,45	1464,54425
Exp 4	1,836	473,6169	0,1	259,7585		3722,339		9,914		696,21	0,1	4151,72	1515,3778
Exp 5	1,836	1630,59	0,1	130,625		1871,856		9,914		2396,9	0,1	4770,66	1741,2909
Exp 6	1,836	1125,48	0,1	62,415		894,4069		9,914		1654,4	0,1	4634,34	1691,5341
Exp 7	1,62	572,7744	0,1	269,7335		3865,281		8,748		841,97	0,1	4242,81	1548,62565
Exp 8	1,404	671,7511	0,1	290,947		4169,270		7,581		987,47	0,1	4339,09	1583,76785
Exp 9	1,296	771,1798	0,1	311,714		4466,861		6,998		1133,63	0,1	3371,51	1230,60115

Tableau 13 : Comparaison du CHF expérimental déduit de l'installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents R134a puis en Eau avec le CHF obtenu à partir des look-up table (2006)

CHF Transposés du R143a vers leurs équivalents en Eau							CHF Look up table (2006)						
Exp	P [bar]	G [kg/sm ²]	X	$\phi_{cr,exp,R143a}$ Equivalent [kw/m ²]	F ϕ	$\phi_{cr,Eau}$ equivalent [kw/m ²]	F _P	P [bar]	F _G	G [kg/m ² s]	X [-]	$\phi_{cr,eau}$ [kw/m ²]	$\phi_{cr,eau}$ [kw/m ²] annulaire x fl
Exp 1	2,34	229,2732	0,1	236,2416	15,68	3704,2682	5,86	13,7	1,69	387,47	0,1	3809,41	1390,43465
Exp 2	2,106	345,9522	0,1	262,4944		4115,9121		12,3		584,65	0,1	4056,3	1480,5495
Exp 3	2,106	473,6988	0,1	294		4609,92		12,3		800,55	0,1	4227,17	1542,91705
Exp 4	1,989	578,3994	0,1	306,2416		4801,8682		11,6		977,49	0,1	4333,05	1581,56325
Exp 5	1,989	1991,34	0,1	154		2414,72		11,6		3365,36	0,1	4881,22	1781,6453
Exp 6	1,989	1374,48	0,1	73,584		1153,7971		11,6		2322,87	0,1	4760,70	1737,6555
Exp 7	1,755	699,4944	0,1	318,0016		4986,2650		10,2		1182,14	0,1	4419,17	1612,99705
Exp 8	1,521	820,3686	0,1	343,0112		5378,4156		8,91		1386,42	0,1	4546,59	1659,50535
Exp 9	1,404	941,7948	0,1	367,4944		5762,3121		8,22		1591,63	0,1	4622,59	1687,24535

Tableau 14 : Comparaison du CHF expérimental déduit de l'installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents R143a puis en Eau avec le CHF obtenu à partir des look-up table (2006)

CHF Transposés du R744 vers leurs équivalents en Eau							CHF Look up table (2006)						
Exp	P [bar]	G [kg/sm ²]	X	φ _{cr,exp,R744} Equivalent [kw/m ²]	Fφ	φ _{cr,Eau} équivalente [kw/m ²]	F _P	P [bar]	F _G	G [kg/m ² s]	X [-]	φ _{cr,eau} [kw/m ²]	φ _{cr,eau} [kw/m ²] annulaire x f _l
Exp 1	1,22	106,3296	0,1	67,4976	2,2	148,4947	3,05	3,721	0,4	42,53184	0,1	1261,3	460,3745
Exp 2	1,098	160,4416	0,1	74,9984		164,9964		3,3489		64,17664	0,1	867,13	316,50245
Exp 3	1,098	219,6864	0,1	84		184,8		3,3489		87,87456	0,1	1210,52	441,8398
Exp 4	1,037	268,2432	0,1	87,4976		192,4947		3,16285		107,29728	0,1	2005,77	732,10605
Exp 5	1,037	923,52	0,1	44		96,8		3,16285		369,408	0,1	2624,46	957,9279
Exp 6	1,037	637,44	0,1	21,024		46,2528		3,16285		254,976	0,1	2410,93	879,98945
Exp 7	0,915	324,4032	0,1	90,8576		199,8867		2,79075		129,76128	0,1	2065,27	753,82355
Exp 8	0,793	380,4608	0,1	98,0032		215,6070		2,41865		152,18432	0,1	2110,86	770,4639
Exp 9	0,732	436,7744	0,1	104,9984		230,9964		2,2326		174,70976	0,1	2190,78	799,6347

Tableau 15 : Comparaison du CHF expérimental déduit de l'installation pour le R-11 transposées vers leurs équivalents R744 puis en Eau avec le CHF obtenu à partir des look-up table (2006)

3.6.2.2 - Flux de Chaleur Critique dans un tube de 8 mm tirés de « Look-up Table »

L'Académie des sciences de Russie a produit une série de tables standard de flux de chaleur critique, largement adoptée par les codes d'analyse de sûreté des réacteurs nucléaires, 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. Le domaine de validité de la table (annexe1 tableau A) est le suivant :

- pression : 1 - 200 [bar],
- débit spécifique : 0 - 8000 [kg/m²s]
- titre thermodynamique : -0,5 - 1

Les valeurs du CHF déduites des LUT pour le cas spécifique d'un diamètre de 8 mm devaient être corrigées par des facteurs afin d'être appliqué à d'autres géométries et d'autres conditions.

La géométrie annulaire a été prise en compte par le facteur f_l selon l'Equation ci-dessous et en utilisant le diamètre équivalent chauffée d_{he} chauffée

$$\dot{q}_{CHF,f1} = \dot{q}_{CHF,8} f_1 = \dot{q}_{CHF,8} \left(\frac{d_{he}}{8} \right)^{-1/2} \quad (3.10)$$

L'évolution du flux critique en fonction du titre thermodynamique, de la pression, de la vitesse massique et de diamètre est représentée sur les figures ci-dessous. Sur la même courbe les valeurs du flux critique sont rapportées à leurs équivalents en géométrie annulaire. En effet, la valeur du CHF déduite du LUT est proportionnelle à la vitesse massique et à la pression et inversement par rapport au titre thermodynamique et du diamètre de tube.

3.6.2.3-Comparaison des CHF_{R11} transposés aux fluides de substitution puis comparés à leurs équivalents en eau par rapport aux valeurs tirées de « look-up table 2006 »

Après avoir transposé les données du CHF obtenus expérimentalement par le R-11 vers leurs équivalents en fluides équivalents et en eau en utilisant les facteurs de mise à l'échelle, les résultats présentés sur la figure (3.39) montrent l'évolution du CHF de l'eau issus des résultats expérimentaux du R11 transposés vers les fluides de substitution étudiés (R123, R134a, R143a & R744), et ce en fonction de la vitesse massique. On y trouve sur la même courbe les valeurs du CHF obtenus à partir des look-up tables en utilisant la méthode de substitution directe (DSM) relatif aux tubes de 8mm, et en fin les valeurs du CHF corrigés par rapport à la géométrie annulaire en utilisant la méthode des facteurs de corrections. Il y'a lieu de noter que pour couvrir les conditions expérimentales de pression qui nous sont pas présentes dans les looks –up tables, il a été procédé à une interpolation linéaire des données de la table par rapport aux pressions correspondantes.

La figure (3.39) montre que la CHF expérimental issus de la transposition des différents fluides évolue d'une manière qualitative similaire avec un décalage proportionnel à la vitesse massique. En effet, ceux de look-up table augmente d'une façon exponentielle avec la vitesse massique dans la plage de 0 à 750 kg/m²s où nos résultats coïncide aux valeurs de look-up table relatif aux tube circulaire de 8 mm de diamètre. Néanmoins, à partir de la vitesse massique de 750 kg/m²s nos résultats se rapprochent des valeurs CHF corrigés par rapport à la géométrie annulaire en utilisant la méthode des facteurs de corrections. Cette tendance a été rapportée par Groeneveld et al [19] en précisant dans son article que les erreurs élevés enregistrées dans les LUT 2006 étaient principalement trouvés à des pressions relativement faible et des vitesses massiques moins de 750 kg/m²s. En outre, les auteurs ont attribué la très grande dispersion entre les données expérimentales dans cette plage de faible pression et de vitesse massique à des instabilités de

débit provoqué par l'ébullition. C'est pour cette raison que des données limitées sont disponibles dans ces conditions de faible débit et de pression. Une exception a relevée concernant le R744 qui sort de la plage de look-up table, ceci est sans doute attribué aux conditions de similitude illustré sur la figure 3.6 exprimé en termes de rapport de densité qui sont vérifié uniquement à des très hautes pressions pour ce fluide.

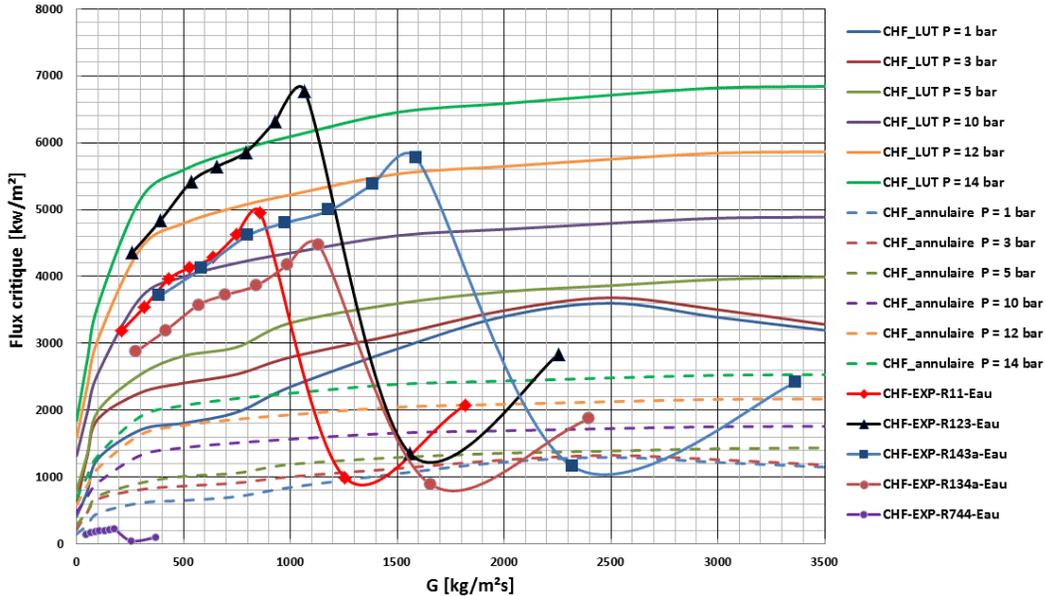


Figure 3.39: Comparaison du CHF expérimental du R11 transposé vers les fluides de substitution et vers l'eau par rapport à look-up table en utilisant la méthode de substitution directe et la méthode de correction de la géométrie annulaire.

3.6.2.4-La détermination de la configuration de l'écoulement lors de l'occurrence de la crise d'ébullition pour différents fluides

Les valeurs expérimentales des CHF issues du R11 transposées vers les autres fluides étudiées exprimées par rapport à l'eau en été positionnées sur des cartes d'écoulements de « Hewitt et Roberts ». figures. (3.40, 3.41, 3.42, 3.43 & 3.44). Pour rappel la carte de « Hewitt et Roberts 1969 » a été établie à l'origine pour des écoulements eau-air parcourant une conduite de diamètre 31.2 mm, à des pressions allant de 1.4 à 5.4 bar et vérifiée pour les écoulements eau-vapeur jusqu'à 69 bar. Cette carte utilise en abscisse la grandeur :

$$\rho_L J_L^2 = G^2 \frac{(1-x)^2}{\rho_L}$$

Et en ordonnée la grandeur :

$$\rho_G J_G^2 = G^2 \frac{x^2}{\rho_G}$$

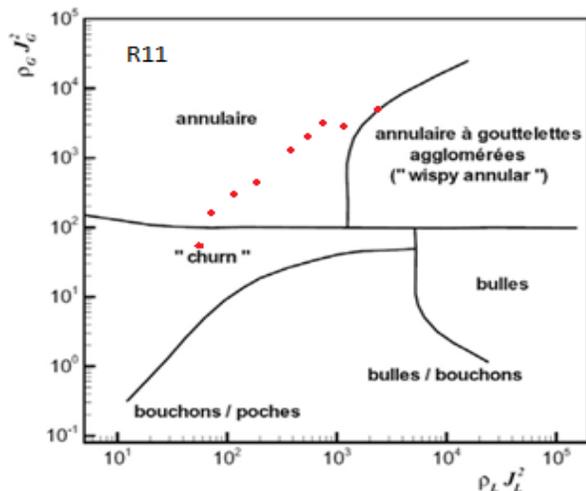


Figure 3.40 Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R11 transposé vers l'eau

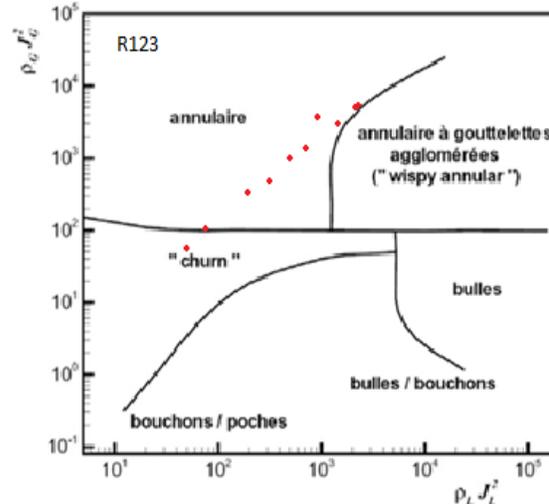


Figure 3.41 Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R123 issu du CHF-R11 transposé vers l'eau

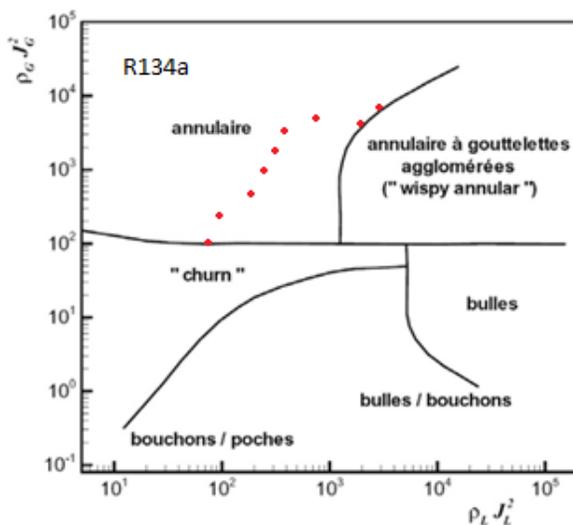


Figure 3.42 Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R134a issu du CHF-R11 transposé vers l'eau

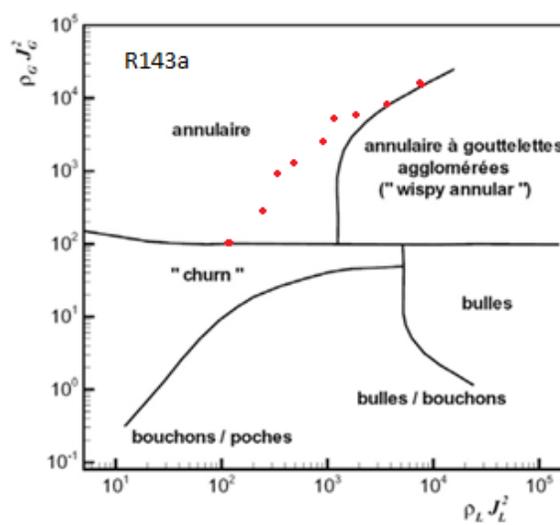


Figure 3.43 Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R143a issu du CHF-R11 transposé vers l'eau

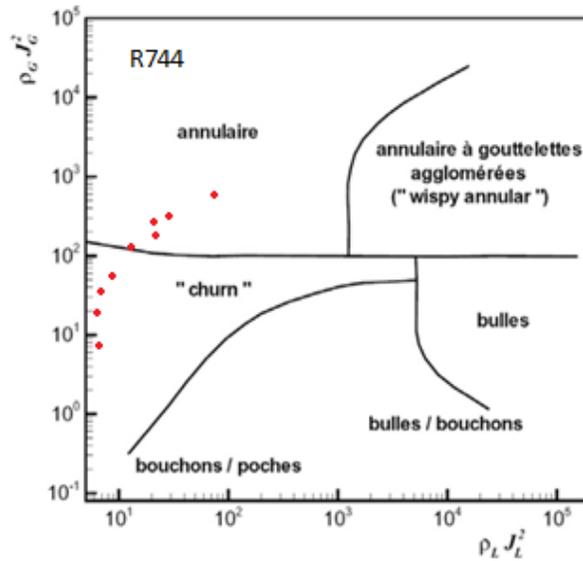


Figure 3.44 : Configuration de l'écoulement lors de l'occurrence du CHF-R744 issu du CHF-R11 transposé vers l'eau

Exemple de détermination du régime d'écoulement lors de l'occurrence du CHF pour le R123 transposé vers l'eau, $X_{eq} = 0.1$

- ✓ Vitesse massique : $G = 259,842[\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}]$
- ✓ Pression: $P = 14,4[\text{bars}]$
- ✓ Masse volumique du l'eau: $\rho_l = 868,87 [\text{kg}/\text{m}^3]$
- ✓ Masse volumique du vapeur: $\rho_v = 7,299 [\text{kg}/\text{m}^3]$

Les coordonnées de la carte d'écoulement de Hewitt & Roberts sont calculées comme suit :

$$\rho_l \{j_l\}^2 = \frac{G^2(1-X)^2}{\rho_l} = \frac{(259.84)^2 \cdot 0.9^2}{868.87} \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2} = 62.94 \left[\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2} \right]$$

$$\rho_v \{j_v\}^2 = \frac{G^2 X^2}{\rho_v} = \frac{(259.84)^2 \cdot 0.1^2}{7.29} \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2} = 92.50 \left[\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2} \right]$$

Notre écoulement se situe dans l'annulaire dispersé. Ceci implique qu'on est dans la crise d'ébullition de type assèchement.

3.6.2.5 – Cas particulier d'un écoulement horizontal

Les résultats comparatifs d'un écoulement horizontal sont présentés pour la géométrie annulaire et circulaire. En effet, la gravité a tendance à rendre l'écoulement dissymétrique, le film de liquide se vaporise en priorité sur la paroi inférieure lors d'un écoulement dans un tube concentrique avec chauffage interne fig (3.45).

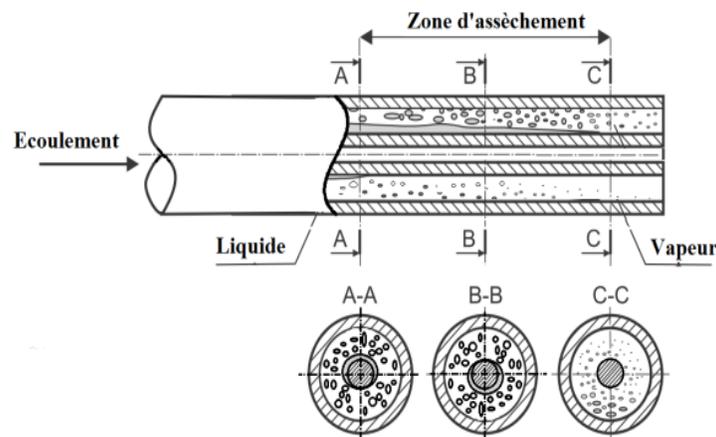


Figure 3.45: Ecoulement horizontal dans un tube annulaire avec chauffage interne

Pour mettre en évidence l'effet de l'horizontalité, une étude comparative a été réalisée par biais de la simulation pour le cas de notre section d'essais. Le profil de l'évolution 3D du taux de vide est représenté sur la fig (3.46.), la figure montre clairement que le taux de vide sur la surface supérieure est moins important que sur les autres surfaces en adéquation avec la fig (3.47) et la figure (3.48) relatif à la comparaison exclusif et R11 & R123. En effet, pour des raisons de dissymétrie en écoulement horizontal, le taux de vide a été calculé à la première cellule de la paroi par ANSYS CFX le long du canal est représenté sur les deux figures sur une ligne supérieure et une autre inférieure

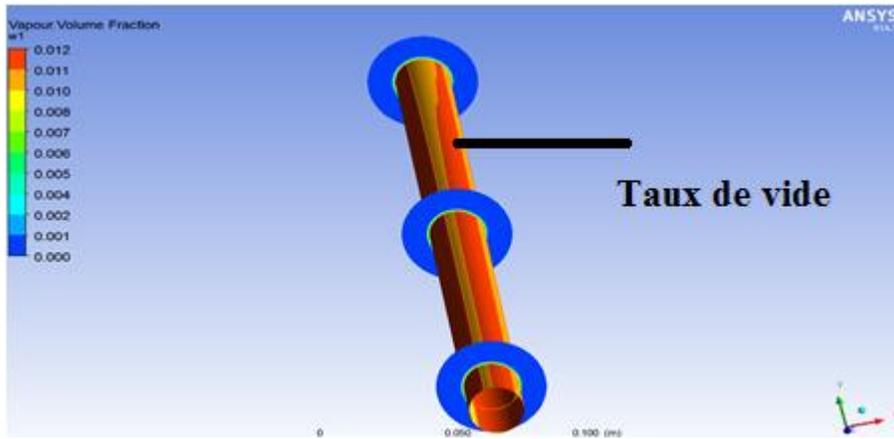


Figure 3.46: Distribution 3D du taux de vide du R11 en écoulement horizontal

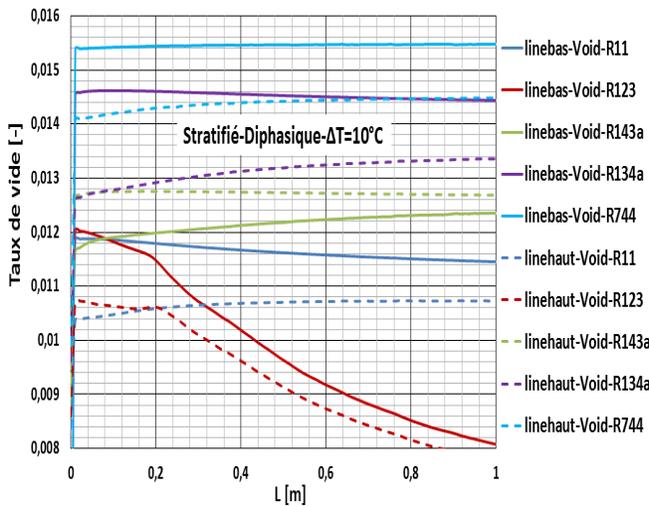


Figure 3.47: Fraction de vide axiale en écoulement horizontal pour les cinq gaz

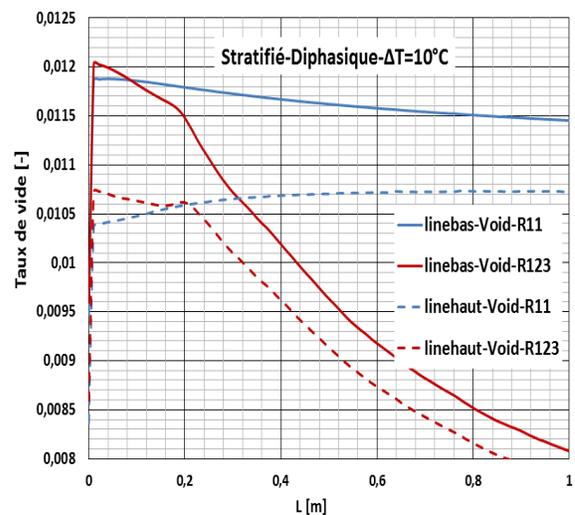


Figure 3.48: Fraction de vide axiale en écoulement horizontal pour R11 et R123

3.7 - Conclusion

Ce dernier chapitre est consacré à une analyse exhaustive des principaux résultats de simulation obtenus. Cinq fluides de travail ont été sélectionnés sur la base d'une exploration de leurs propriétés thermo-physiques et de similitude proche de l'eau, à savoir le R11, R123, R134a, R143a & R744. Cette étude couvre une large gamme de conditions thermohydraulique, elle prédit les taux de transfert de chaleur et les limites de transition pour chaque régime d'écoulement. Les résultats ont été transposés vers leur équivalent en eau et comparés à ceux déduit de l'expérimentation et des corrélations disponibles dans la littérature.

Sur le plan qualitatif l'ensemble des paramètres qui gouvernent les phénomènes étudiés suivent les mêmes tendances pour les différents fluides, à l'exception du R744 qui montre des différences importantes tant sur le plan quantitatif que qualitatif.

En outre, la confrontation des résultats issus de la simulation numérique obtenus par le code CFD a permis de montrer la capacité du code ANSYS CFX à fournir des données locales relativement fiables. En effet, les températures de la paroi et les paramètres thermohydraulique sont assez bien prédites par les modèles mécanistes implémentés dans le code ANSYS-CFX notamment celui de la répartition du flux pariétal de Kurul et Podowski.

Conclusion générale

L'utilisation du réfrigérant primaire R11 dans la boucle thermohydraulique expérimentale permet de travailler avec des gammes de flux de chaleur et de pression nettement plus faibles par rapport à l'échelle réelle et de simuler les différentes phases de l'initiation de l'ébullition jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition. Néanmoins, l'interdiction progressive des CFC dans le monde et la ratification de l'Algérie au protocole de Montréal relatif à l'élimination progressive des différentes substances appauvrissant la couche d'Ozone peut pénaliser le laboratoire de thermohydraulique expérimental du CRNB dans ces travaux de recherche que ce soit par l'indisponibilité du produit sur le marché et surtout le refus de la communauté scientifique nationale et internationale de la production scientifique faisant usage de cette substance formellement interdite. Dans cette optique est initiée cette étude visant la substitution du R11 par un autre fluide non-CFC lequel sera adapté à l'installation sans apporter de nouvelle modification.

A cet effet, une modélisation CFD a été mise en œuvre pour simuler, à l'aide du code CFD ANSYS CFX-14.5, cinq fluides de travail qui ont été sélectionnés sur la base d'une exploration de leurs propriétés thermo-physiques et de similitude proche de l'eau, à savoir le R11, R123, R134a, R143a & R744. Cette étude couvre une large gamme de conditions thermohydrauliques, elle prédit les taux de transfert de chaleur et les limites de transition pour chaque régime d'écoulement. Les résultats ont été transposés vers leur équivalent en eau et comparés à ceux déduits de l'expérimentation et des corrélations disponibles dans la littérature.

Cette étude a permis d'atteindre un triple objectif :

- Le premier est la maîtrise d'un domaine aussi complexe traitant les écoulements avec changement de phase. En effet, la réalisation de ce projet au niveau du Département de Thermohydraulique du Centre de Recherche Nucléaire de Birine m'a permis de consolider la formation universitaire et savoir aborder un thème de recherche dans toutes ses étapes dans le domaine de la thermohydraulique. Ce résultat a été concrétisé par les moyens mis à ma disposition par la Structure d'accueil tant sur le plan encadrement que celui de la logistique.

- Le second concerne la maîtrise de l'outil de calcul mis à ma disposition à savoir le code ANSYS-CFX qui nécessite une certaine compétence allant de l'implémentation de la géométrie et l'insertion des conditions aux limites, la détermination du maillage approprié, l'utilisation des modèles physiques traduisant les phénomènes étudiés, le traitement, l'analyse et l'interprétation des données, sans omettre la familiarisation avec les lois de similitude lors de la transposition des résultats du modèle au prototype.
- Le troisième objectif est d'avoir sélectionné le HCFC R123 comme fluide de substitution du R11 par leurs points d'ébullition très proches et surtout l'évolution quantitative et qualitative similaire à celle du R11. Bien que le R123 soit un HCFC qui n'est interdit qu'à partir de 2040 peut être utilisé à moyen terme dans la boucle thermohydraulique sans aucun investissement supplémentaire. De même que le R134a et R143a qui ont montré des critères de similitude relativement proche mais qui ont des points d'ébullition très basses (R134a = -27 °C et R143a = -48 °C).

REFERENCES

- [1] Journal Officiel de la République Algérienne N°43 du 1 juillet 2007
- [2] ANSYS Inc., ANSYS CFX 12.0: Users Manual, 2009
- [3] J.R.Lamarsh, 'Introduction to nuclear engineering' Second edition, *Addison-Wesley publishing company* 1983
- [4] Rapport CEA N°6 (de la recherche à l'industrie), le fonctionnement d'un réacteur nucléaire, sept 2002
- [5] Govan, A. H., Hewitt, G. F., Owen, D. G., and Bott, T. R. An improved chf modelling code. In 2nd U.K. National Heat Transfer Conference (Glasgow, U.K., 1988).
- [6] Bricard, P. Modélisation de l'ébullition sous-saturée et de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée. PhD thesis, Ecole centrale Paris, France, 1995.
- [7] John G. Collier and John R. Thome Convective boiling and condensation, *International Book Company*, Third Edition 2001
- [8] J.M Delhaye, M. Giot, M.L Riethmuller "Thermohydraulics of Two-Phase Systems for industrial design and Nuclear Engineering", *Series in Thermal and fluids Engineering*, McGraw hill Book Company, 1981.
- [9] Bergles, A. et Rohsenow, W.: The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer. *Journal of heat transfer*, 86:365–372, 1964.
- [10] Bouaichaoui, Y., Kibboua R., Bousbia-Salah, A and Belkaid, A., 2009 "Theoretical and experimental study of the forced convection with phase change in annular channel" Proc .2nd International Symposium on Nuclear Energy ,Amman, Jordan
- [11] J.F Hewitt, J.M Delhaye, A.E Bergles, J.G Collier "Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries", Hemisphere Publishing Corp, 1981
- [12] Seung Jun Kim, An Experimental Study Of Critical Heat Flux With Surface Modification And Its Analytic Prediction Model Development, University of Illinois at Urbana-Champaign, 2012
- [13] S.Y.Ahmad, Fluid To fluid Modeling Of Critical Heat Flux: A Compensated Distortion Model, *Journal Of heat Mass transfer* Vol. 16, p. 641-662, 1973

[14] C. Coquelet, Etude des fluides frigorigènes : Mesures et Modélisations. Thèse de Doctorat, Ecole des Mines de Paris, France, 2003.

[15] Gopinath R, Basu N, Dhir VK (2002) Interfacial heat transfer during subcooled flow boiling. Int J Heat Mass Transf 45:3947–3959

[16] Lemmert M, Chwala JM (1977) Influence of flow velocity on surface boiling heat transfer coefficient. Heat Transf Boil 237–247

[17] Van Stralen SJD, Cole R, Sluyter WM, Sohal MS (1975) Bubble growth rates in nucleate boiling of water at sub atmospheric pressures. Int J Heat Mass Transf 18:655–669

[18] <https://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/index.html.fr>

[19] D.C. Groeneveld, S.C. Cheng, T. Doan, 1986 AECL-UO critical heat flux lookup table, Heat Transfer Eng. 7 (1986) 46–62