



Titre: Analyse du transfert de chaleur et de la perte de pression pour des écoulements supercritiques dans le réacteur CANDU-SCWR
Title:

Auteur: Sarra Zoghlami
Author:

Date: 2013

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Zoghlami, S. (2013). Analyse du transfert de chaleur et de la perte de pression pour des écoulements supercritiques dans le réacteur CANDU-SCWR [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/1110/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1110/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alberto Teysedou
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ANALYSE DU TRANSFERT DE CHALEUR ET DE LA PERTE DE PRESSION
POUR DES ÉCOULEMENTS SUPERCRITIQUES DANS LE RÉACTEUR
CANDU-SCWR

SARRA ZOGHLAMI

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

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

AVRIL 2013

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

ANALYSE DU TRANSFERT DE CHALEUR ET DE LA PERTE DE PRESSION
POUR DES ÉCOULEMENTS SUPERCRITIQUES DANS LE RÉACTEUR
CANDU-SCWR

présenté par : ZOGLAMI Sarra

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

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

M. KOCLAS Jean, Ph.D., président

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

M. MARLEAU Guy, Ph.D., membre

DÉDICACE

Je dédie ce modeste travail à mes parents. Toutes les lettres ne sauraient trouver les mots qu'il faut pour exprimer mon respect, mon amour éternel et ma considération pour les sacrifices que vous avez consenti pour mon instruction et mon bien être.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier mon directeur de recherche Pr. Alberto Teyssedou, pour son soutien, ses conseils, son encouragement, sa patience et surtout pour ses qualités humaines et son sens de l'humour.

Au terme de ce travail, je souhaite adresser mes sincères remerciements à tous les membres de l'Institut de Génie Nucléaire, et à toutes les personnes qui ont contribué à sa réalisation et ont permis par leur soutien et leurs conseils de le mener à bien.

Je tiens à remercier le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la recherche scientifique en Tunisie et la Mission Universitaire de la Tunisie en Amérique du Nord, qui m'ont soutenue financièrement tout au long de ma maîtrise.

Enfin, ma profonde reconnaissance va à mes parents, qui par leurs amours, leurs soutiens et leurs efforts ont beaucoup contribué à ma réussite et à mon épanouissement.

RÉSUMÉ

Le réacteur refroidi à eau supercritique est l'un des six concepts retenus par le Forum International Génération IV. Le Canada a choisi de mener des recherches avancées sur ce type de réacteur. Pour la conception et l'analyse de sûreté de ce réacteur, le développement des codes de simulations numériques est nécessaire. Le code ARTHUR est un code de calcul thermohydraulique développé par Fassi-Fehri (2008), à l'École Polytechnique de Montréal, pour l'analyse du réacteur CANDU-6. Le but de ce projet est de modifier ce code de calcul afin qu'on puisse l'utiliser pour traiter les réacteurs du type CANDU-SCWR.

Dans le but de calculer les propriétés thermohydrauliques du caloporteur dans le canal de combustible d'un réacteur CANDU-SCWR, on a supposé que l'écoulement de l'eau dans des conditions supercritiques est monophasique. Ainsi à l'intérieur de ce code, on a développé les équations de conservation monophasique.

La perte de pression par frottement et le transfert de chaleur par convection forcée sont deux aspects importants dont il faut tenir compte dans la modélisation d'un canal de combustible d'un réacteur nucléaire. Pour le choix de la corrélation utilisée dans le calcul du coefficient de la perte de pression par frottement, on a comparé des calculs numériques, utilisant différentes corrélations trouvées dans la littérature, à des données expérimentales. On a conclu que la corrélation de Garimella (2008) est la plus cohérente pour l'incorporer par la suite dans le code ARTHUR_SCWR. Ainsi, on a démontré que le choix de corrélation pour l'estimation de la perte de pression par frottement a une faible influence sur le comportement des différentes propriétés thermohydrauliques dans le canal de combustible.

Dans les conditions supercritiques, l'eau est caractérisée par des variations importantes des propriétés thermophysiques dans la région pseudocritique. Cette variation influence le phénomène du transfert de chaleur par convection forcée. Dans le cadre de détermination de la corrélation qui a été utilisée afin de calculer le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée, on a comparé des calculs numériques avec les valeurs expérimentales et on a déduit que la corrélation de Mokry et al. (2010) donne l'écart type le plus faible sur l'ensemble des expériences.

Lors de la simulation du canal de combustible, on a eu recours à des simplifications géométriques en supposant que l'écoulement dans le canal est représenté par l'écoulement autour du crayon au centre délimité par les crayons de la première couronne. Ce modèle simplifié a été utilisé pour effectuer des calculs couplés avec les codes neutroniques, DRAGON/DONJON (Varin et al., 2005), pour l'analyse du comportement thermohydraulique du canal de combustible dans un réacteur de type CANDU-SCWR.

Ainsi, on a constaté que la densité du caloporteur à la surface de la gaine au niveau de la sixième grappe est 3.5 fois plus faible que la densité moyenne du caloporteur dans le canal. Ces résultats mettent en question l'hypothèse de considérer l'écoulement de l'eau supercritique comme étant homogène et la possibilité de construire un réacteur nucléaire à l'eau supercritique de type CANDU, c'est à dire, avec des canaux de combustible placés horizontalement.

Dans le cadre de la validation de nos résultats, on a comparé les résultats obtenus par le code ARTHUR_SCWR à celle obtenue par le code SUBCHAN (Jiang et al., 2009), qui est un code thermohydraulique développé pour analyser le CANDU-SCWR. On a observé que les deux codes donnent les mêmes allures et les mêmes ordres de grandeurs pour la température moyenne du caloporteur et la température à la surface extérieure de la gaine. Toutefois, la distribution de la température le long de l'axe du combustible diffère. Cette observation s'explique par le fait que la distribution de la puissance thermique diffère, car les calculs effectués par le code SUBCHAN ne sont pas couplés avec un code de calcul neutronique.

Nous avons observé que la variation du débit massique influence la distribution des propriétés thermophysiques dans le canal. En fait, suite à une panne de pompage, si le débit massique diminue de 50% par rapport au débit massique de fonctionnement nominal, la température de la gaine dépasse le point de fusion qui se situe entre 1400°C et 1455°C. Ce phénomène peut entraîner une contamination radioactive à l'environnement.

ABSTRACT

The supercritical water reactor is one of the six concepts of generation IV nuclear reactors that has been selected by the International Generation IV Forum (GIF). Canada has chosen to conduct advanced research on this type of reactor. For the design and safety analysis of the reactor concept, the development of numerical simulation codes is needed. The ARTHUR code is a thermal-hydraulic computer code developed by Fassi-Fehri (2008), at the École Polytechnique de Montréal, to analyse the CANDU-6 reactor. The purpose of this project is to modify this numerical code so that it can be used to treat the CANDU-SCWR.

To calculate the coolant thermal-hydraulics properties in the fuel channel of a CANDU-SCWR, it was assumed that the water flows under supercritical conditions is a one-phase flow. Thus within this code, we developed the conservation equations for one-phase flow.

Hydraulic resistance and heat transfer at supercritical pressure are two important aspects to be considered in the modeling of a fuel channel in a nuclear reactor. To choose the accurate correlation to predict the pressure friction factor, we compared numerical calculations, using different correlations found in literature, to experimental data. We concluded that the Garimella (2008) correlation is the most consistent, to be incorporated in the ARTHUR_SCWR code. We proved that the choice of the friction factor correlation affects slightly the distribution of thermal-hydraulic properties in the fuel channel.

Under supercritical conditions, water thermal-physical properties are characterized by significant variations in the pseudo-critical region. This behavior influences the forced convection heat transfer phenomena. To choose the adequate correlation to calculate the forced convection heat transfer coefficient, we compared numerical results to experimental data, and we found that the standard deviation given by Mokry et al. (2010) correlation is the lowest.

In order to model the fuel channel, some geometrical simplifications are made. In fact, we assumed that the coolant flow in the fuel channel is represented by the flow around the fuel rod, bounded by the first crown. This simplified model was used for neutronic/thermal-hydraulic coupled calculation performed with neutronic codes DRAGON/DONJON (Varin et al., 2005), to analyse the thermal-hydraulic behavior of the fuel channel in CANDU-SCWR.

We observed that the coolant density at the fuel rod external surface, at the sixth fuel bundle is 3.5 times lower than the average coolant density in the fuel channel. This puts into question the assumption of considering the supercritical water flow as an homogeneous flow and the ability to build a supercritical water nuclear reactor in CANDU type, i.e., with horizontal fuel channels.

In order to validate ARTHUR_SCWR code, we compared our results to SUBCHAN code (Jiang et al., 2009), which is a thermal-hydraulic code developed to analyze CANDU-SCWR. Both codes give the same shapes and orders of magnitude for the coolant average temperature and the cladding-surface temperature. The axial distribution of the centerline temperature in the fuel rod is different. This is due to the fact that the calculations performed by the SUBCHAN code are not coupled to a neutronic code. For this reason, the thermal power distributions differs in the two codes.

The variation of the mass flow influences the forced convective heat transfer, so, the distribution of thermal-physical properties in the channel. In fact, if the mass flow is reduced by 50% compared to the nominal mass flow rate, following a pump failure, the external fuel rod surface temperature exceeds the melting point, which is between 1400°C and 1455°C . This phenomenon may results in the radioactive contamination of the environment.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUME.....	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES TABLEAUX.....	xii
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xviii
LISTE DES ANNEXES.....	xx
INTRODUCTION.....	1
Chapitre 1 LES RÉACTEURS REFROIDIS À EAU SUPERCRITIQUE.....	4
1.1 Réacteurs de IV génération.....	5
1.2 Les propriétés thermophysiques de l'eau supercritique	10
1.3 Le Concept des canaux de combustible pour un réacteur de type CANDU-SCWR.....	15
1.4 Les codes de simulation pour l'analyse des réacteurs refroidit à l'eau supercritique.....	18
Chapitre 2 MODELISATION D'UN CANAL D'UN REACTEUR NUCLÉAIRE	20
2.1 Modélisation thermohydraulique.....	20
2.1.1 Forme générale de l'équation de conservation	21
2.1.2 Équation de conservation pour un écoulement monophasique	22
2.1.3 Modèle à écart de vitesse	24
2.2 Transfert de chaleur dans le crayon de combustible.....	27
Chapitre 3 Le CODE ARTHUR	31
3.1 Hypothèses et simplifications géométriques	31

3.2	Validation de la partie thermohydraulique du code ARTHUR	33
3.3	La partie transfert de chaleur du code ARTHUR	40
3.3.1	Hypothèses et simplifications.....	40
3.3.2	Modélisation numérique et validation.....	41
3.4	Les limites des modèles utilisés dans le code ARTHUR	44
Chapitre 4 PERTE DE PRESSION PAR FROTTEMENT ET TRANSFERT DE CHALEUR PAR CONVECTION FORCÉE POUR L'EAU SUPERCRITIQUE.....		45
4.1	Perte de pression par frottement	45
4.1.1	Les corrélations pour la prédiction de la perte de pression par frottement	45
4.1.2	Validation et choix de corrélation	50
4.2	Transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique	53
4.2.1	Les corrélations pour la prédiction du transfert de chaleur par convection forcée : .	54
4.2.2	Validations des corrélations	61
Chapitre 5 LE CODE ARTHUR_SCWR		70
5.1	Simplifications géométriques	71
5.2	Validation de calculs des propriétés thermophysiques de l'eau supercritique.....	73
5.3	Calcul de l'écoulement dans le code ARTHUR_SCWR	76
5.4	Calcul du transfert de chaleur dans le code ARTHUR_SCWR	78
5.5	Algorithme de calcul	79
Chapitre 6 SIMULATIONS COUPLÉES POUR DES GRAPPES DE TYPE CANFLEX DANS UN CANAL CANDU_SCWR.....		83
6.1	Conditions d'opération nominale d'un réacteur de type CANDU-SCWR.....	83
6.2	Simulation couplée d'un canal de combustible pour un réacteur de type CANDU- SCWR.....	84
6.3	Comparaison avec les codes SUBCHAN.....	94
6.4	Étude de sensibilité.....	101

6.4.1	Influence du choix de la corrélation de la perte de pression par frottement	101
6.4.2	Influence du choix de la corrélation de transfert de chaleur	104
6.4.3	Effet de la variation du débit massique	108
6.4.4	Effet de la variation de la température à l'entrée	111
CONCLUSION		113
BIBLIOGRAPHIE		115
ANNEXES		128

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1 : Les conditions d'opération pour les expériences d'Aubé (1996).....	34
Tableau 4.1 : L'écart type et l'écart moyen entre le calcul numérique et les valeurs expérimentales pour le calcul de la perte de pression par frottement pour l'eau supercritique.....	51
Tableau 4.2 : Paramètres d'entrée pour les expériences.....	61
Tableau 4.3 : Écarts types et écarts moyens pour chaque expérience, pour la prédiction de la température de la surface interne du tube de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique.....	63
Tableau 4.3 : Écarts types et écarts moyens pour chaque expérience, pour la prédiction de la température de la surface interne du tube de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique.....	64
Tableau 4.4 : Écarts types et écarts moyens pour tous les expériences, pour la prédiction de la température de la surface interne du tube de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique.....	65
Tableau 5.1 : Les entrées du code ARTHUR-SCWR.....	81
Tableau 6.1 : Paramètres géométriques pour une grappe de type CANFLEX utilisée dans un réacteur de type CANDU-SCWR.....	84
Tableau 6.2 : Conditions d'opération nominales d'un réacteur de type CANDU-SCWR.....	85
Tableau 6.3 : Les paramètres utilisés par les deux codes SUBCHAN pour la simulation du canal de combustible dans le réacteur CANDU-SCWR.....	93

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 :	Version américaine d'un réacteur refroidi à l'eau supercritique (GIF, 2002)	8
Figure 1.2 :	Diagramme de phase de l'eau (Trouillet, 2012).....	10
Figure 1.3 :	Diagramme (T,h) pour l'eau.....	11
Figure 1.4 :	Variation de la capacité calorifique en fonction de la température pour l'eau à des pressions supercritiques.....	12
Figure 1.5 :	Variation de la densité en fonction de la température pour l'eau à des pressions supercritiques.....	13
Figure 1.6 :	Variation de l'enthalpie en fonction de la température pour l'eau à des pressions supercritiques.....	14
Figure 1.7 :	Réacteur de type CANDU-SCWR (Khartabil, 2009).....	15
Figure 1.8 :	Tube de force à haute efficacité (Mokry et al., 2010).....	16
Figure 1.9 :	Tube de pression à écoulement réentrant (Samuel, 2011).....	17
Figure 2.1 :	Tube de force d'un réacteur nucléaire de type CANDU-6.....	20
Figure 2.2 :	Crayon de combustible.....	27
Figure 3.1 :	Réacteur CANDU (Cameco, 2013).....	31
Figure 3.2 :	Géométrie simplifié d'une grappe de combustible d'un réacteur CANDU....	32
Figure 3.3 :	Chute de pression dans l'expérience 19m.....	35
Figure 3.4 :	Chute de pression dans l'expérience 37m.....	35
Figure 3.5 :	Chute de pression dans l'expérience 38m.....	36
Figure 3.6 :	Chute de pression dans l'expérience 23.....	37
Figure 3.7 :	Variation du taux de vide dans l'expérience 23.....	37
Figure 3.8 :	Chute de pression dans l'expérience 31.....	38
Figure 3.9 :	Variation du taux de vide dans l'expérience 31.....	38
Figure 3.10 :	Chute de pression dans l'expérience 44v.....	39
Figure 3.11 :	Variation du taux de vide dans l'expérience 44v.....	39
Figure 3.12 :	Grappe de combustible d'un réacteur CANDU.....	40
Figure 3.13 :	Crayon de combustible.....	41
Figure 3.14 :	Distribution de la température dans un crayon de combustible.....	43

Figure 4.1 :	Comparaison entre la corrélation de Garimella (2008) et les valeurs expérimentales obtenues par Ishiga et al. (1976) pour la perte de pression par frottement pour l'eau supercritique.....	52
Figure 4.2 :	Variation du nombre de Prandtl en fonction de la température à la pression d'opération nominale du réacteur CANDU-SCWR.....	55
Figure 4.3 :	Profil de température le long du tube pour l'expérience 1.....	66
Figure 4.4 :	Profil de température le long du tube pour l'expérience 2.....	66
Figure 4.5 :	Profil de température le long du tube pour l'expérience 4.....	67
Figure 4.6 :	Profil de température le long du tube pour l'expérience 3.....	68
Figure 4.7 :	Profil de température le long du tube pour l'expérience 6.....	69
Figure 4.8 :	Profil de température le long du tube pour l'expérience 10.....	69
Figure 5.1 :	Grappe de combustible de type CANFLEX (Provost et al. 2010).....	71
Figure 5.2 :	Modèle simplifié d'une grappe de combustible dans un CANDU-SCWR.....	72
Figure 5.3 :	Erreur sur la densité de l'eau pour des pressions supercritiques.....	74
Figure 5.4 :	Erreur sur l'enthalpie de l'eau pour des pressions supercritiques.....	75
Figure 5.5 :	Erreur sur la viscosité dynamique de l'eau pour des pressions supercritiques.....	75
Figure 5.6 :	Erreur sur la conductivité thermique de l'eau pour des pressions supercritiques.....	76
Figure 5.7 :	Schéma de discrétisation du canal.....	76
Figure 5.8 :	Schéma de calcul couplé du code ARTHUR_SCWR avec les codes DRAGON et DONJON.....	82
Figure 6.1 :	Itérations pour le calcul du profil de la puissance thermique le long d'un canal de combustible dans un CANDU-SCWR.....	85
Figure 6.2 :	Profil de flux de chaleur axial le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.....	86
Figure 6.3 :	Distribution axiale de la densité du caloporteur le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.....	87
Figure 6.4 :	Distribution axiale de l'enthalpie du caloporteur le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.....	88

Figure 6.5 :	Distribution de la température du caloporteur et de la température à la surface extérieur de la gaine le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.....	89
Figure 6.6 :	Distribution axiale du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.....	90
Figure 6.7 :	Distribution axiale de la température moyenne de combustible le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.....	91
Figure 6.8 :	Distribution axiale de la température le long de l'axe de combustible dans un canal d'un CANDU-SCWR.....	91
Figure 6.9 :	Distribution de la température du combustible dans une tige de combustible dans un canal d'un CANDU-SCWR.....	92
Figure 6.10 :	Le rapport entre la densité moyenne du caloporteur et la densité du caloporteur à la surface de la gaine du combustible.....	93
Figure 6.11 :	Le modèle des sous-canaux d'une grappe de combustible de type CANFLEX.....	94
Figure 6.12 :	Le flux thermique relatif le long du canal dans le code SUBCHAN.....	96
Figure 6.13 :	Le flux thermique relatif le long du canal dans le code ARTHUR_SCWR.....	96
Figure 6.14 :	Température moyenne de combustible dans le canal par le code SUBCHAN.....	97
Figure 6.15 :	Température moyenne de combustible dans le canal par le code ARTHUR_SCWR.....	97
Figure 6.16 :	Coefficient de transfert de chaleur entre la surface de la tige 9 et le sous-canal 21 par le code SUBCHAN.....	98
Figure 6.17 :	Coefficient de transfert de chaleur entre la surface de la tige au centre de la grappe et le caloporteur par le code ARTHUR_SCWR.....	98
Figure 6.18 :	Température de la surface extérieure de la gaine de combustible du crayon 9 par le code SUBCHAN.....	99
Figure 6.19 :	Température de la surface extérieure de la gaine de combustible du crayon au centre de la grappe par le code ARTHUR_SCWR.....	99

Figure 6.20 : Distribution axiale de la température le long de l'axe de la tige 9 par le code SUBCHAN.....	100
Figure 6.21 : Distribution axiale de la température le long de l'axe de la tige au centre de la grappe par le code ARTHUR_SCWR.....	100
Figure 6.22 : Écarts relatifs sur la densité du caloporteur entre des calculs effectués par la corrélation de Garimella (2008), Kaji (1977) et Fang et al. (2012).....	103
Figure 6.23 : Écarts relatifs sur la température du caloporteur entre des calculs effectués par la corrélation de Garimella (2008), Kaji (1977) et Fang et al. (2012).....	103
Figure 6.24 : Écarts relatifs sur la densité du caloporteur entre des calculs effectués par la corrélation de Garimella (2008), Kaji (1977) et Fang et al. (2012).....	104
Figure 6.25 : Distribution de la température à la surface extérieure de la gaine le long du canal de combustible.....	106
Figure 6.26 : Distribution du coefficient de transfert de chaleur le long du canal de combustible.....	106
Figure 6.27 : Distribution de la température moyenne du combustible le long du canal de combustible.....	107
Figure 6.28 : Distribution de la température de la ligne centrale du combustible le long du canal de combustible.....	107
Figure 6.29 : Distribution de la température du caloporteur le long du canal de combustible.....	108
Figure 6.30 : Distribution de la densité du caloporteur le long du canal de combustible...	109
Figure 6.31 : Distribution de la température à la surface extérieure de la gaine le long du canal de combustible.....	109
Figure 6.32 : Distribution axiale de la température le long de l'axe de combustible dans un canal d'un CANDU-SCWR.....	110
Figure 6.33 : Distribution de la température à la surface extérieure de la gaine le long du canal de combustible.....	110
Figure 6.34 : Distribution de la température de la ligne centrale du combustible le long du canal de combustible.....	111

Figure 6.35 : Distribution de la température du caloporteur le long du canal de combustible.....	111
Figure 6.36 : Distribution de la température à la surface extérieur de la gaine le long du canal de combustible.....	112

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

η	Rendement
T	Température ($^{\circ}C$)
P	Pression (Pa)
h	Enthalpie (J/kg)
ψ	Propriété physique
V	Élément de volume (m^3)
τ	Temps (s)
A	Surface matériel (m^2)
\bar{j}	Flux
S	Source
\vec{n}	Vecteur unitaire normal
z	Position axiale (m)
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
G	Flux massique (kg/m^2s)
θ	Inclinaison (rad)
g	Constante de gravitation (m/s^2)
q''	Flux de chaleur (W/m^2)
q'''	Densité de chaleur (W/m^3)
u	Énergie interne (J/kg)
ε	Taux de vide
x_d	Titre dynamique
v_{gj}	Écart de vitesse (m/s)
C_0	Coefficient de distribution
r	Position radiale (m)
K	Conduction thermique ($W/m/K$)
h_{gap}	Conductance thermique du gap ($W/m^2/K$)
htc	Coefficient de transfert de chaleur par convection ($W/m^2/K$)
Re	Nombre de Reynolds
Pr	Nombre de Prandtl
F	Coefficient de perte de pression par frottement
μ	Viscosité ($Pa.s$)

D	Diamètre (m)
L	Longueur (m)
δ	Épaisseur (m)
ET	Écart type
EM	Écart moyen
α_{cal}	Valeur calculée
α_{exp}	Valeur expérimentale
N	Nombre de point

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 : Choix de corrélations pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique (Comparaisons graphique).....	128
ANNEXE 2 : Le code ARTHUR_SCWR.....	134

INTRODUCTION

Le forum international de génération IV (GIF), a classé les technologies des réacteurs en termes de six systèmes différents. Les réacteurs de génération I sont les premiers prototypes de réacteurs qui ont été construits entre les années 50 et les années 60, tels que le UNGG (*Uranium Naturel Graphite Gaz*) et le Chooz (situé à la commune de Chooz en France). Les réacteurs de la II^{ème} génération sont les réacteurs actuels, tels que le PWR (*Pressurized Water Reactor*) et le CANDU-6 (*CANada Deuterium Uranium-6*). Les réacteurs de génération III, sont les réacteurs avancés comme le EPR (*European Pressurised Reactor*). Et enfin les réacteurs de IV^{ème} génération, dont la conception a été basée sur le fait qu'ils soient plus respectueux de l'environnement, plus économiques en terme de ressources naturelles et en terme du coût, plus sûrs et fiables, plus résistants vis-à-vis les risques de prolifération, mieux protégés contre les agressions externes et minimisent les déchets (Tulkki, 2006).

Une centaine de concepts de réacteurs ont été présentés lors de ce forum, dont on a retenu seulement six pour une analyse en profondeur : les réacteurs à très haute température (VHTR), les réacteurs à sels fondus (MSR), les réacteurs rapides à caloporteur au plomb (LFR), les réacteurs rapides à caloporteur au sodium (SFR), les réacteurs rapides à caloporteur gazeux (GFR) et les réacteurs refroidis à eau supercritique (SCWR).

Le Canada est l'un des pays, comme les états Unis, la Russie, le Japon et la Corée, qui ont choisi d'appuyer le concept des réacteurs refroidis à l'eau supercritique (SCWR). L'utilisation de l'eau supercritique comme caloporteur nous permet d'atteindre des températures élevées sans le risque d'assèchement, i.e., le flux de chaleur critique. De ce fait, le rendement du réacteur est amélioré, i.e., il passe de 30%-35% vers 40%-45% (Pioro et Duffey, 2007). De plus, il s'agit d'un concept plus sécuritaire et permettant d'utiliser le caloporteur à la sortie pour produire de l'hydrogène. En outre, pour une même puissance thermique que dans les réacteurs actuels, suite à la conservation de l'énergie, le gradient important de l'enthalpie dans la région pseudocritique, permet l'emploi d'un débit massique du caloporteur plus faible, ce qui réduit la puissance de pompage. La densité du caloporteur à la sortie du canal de combustible est faible. On l'assimile au comportement d'un

gaz. Ce gaz (supercritique) passe directement dans la turbine, ce qui élimine la nécessité des générateurs de vapeur.

L'analyse du comportement thermohydraulique du réacteur nucléaire est très importante de point de vue de l'étude de sûreté nucléaire, ainsi que le choix des matériaux et la conception de la géométrie du réacteur. D'où la nécessité de développer des codes de calcul thermohydraulique et neutronique, pour la simulation du comportement du réacteur nucléaire.

Le but de ce mémoire est d'apporter les modifications nécessaires sur le code ARTHUR (Advanced Routines of Thermal-Hydraulic for Unsteady-states Reactors), qui est un code de calcul thermohydraulique écrit par Fassi-Fehri (2008) à l'École Polytechnique de Montréal. Ce code a été couplé numériquement avec le code neutronique DONJON-3, via une interface complexe CLÉ-2000 (Roy, 1999), afin d'analyser le réacteur CANDU-6. Ainsi, on se propose d'utiliser ce code de calcul pour effectuer l'analyse des futurs réacteurs de type CANDU-SCWR.

Dans le cadre de ce travail, on a commencé par découpler le code ARTHUR du code DONJON. Par la suite, on a validé les parties écoulement et transfert de chaleur du code original. Pour la partie écoulement, on a comparé des calculs numériques de la perte de pression le long du canal à des valeurs expérimentales obtenues dans les expériences d'Aubé (1996). Pour la partie transfert de chaleur, on a comparé le calcul numérique de la distribution de la température dans le crayon de combustible, à un calcul analytique simplifié.

Le calcul des propriétés thermophysiques de l'eau supercritique est nécessaire pour le développement du code. Ainsi, on a utilisé les fichiers Fortran du logiciel REFPROP (*NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties—REFPROP Version 9.0*) (Lemmon et al., 2010) et on a validé ces fonctions en comparant les calculs numériques aux valeurs de la table de Schmidt (1982).

Afin de prédire le comportement des différents paramètres thermodynamiques du caloporteur dans le canal de combustible, dans un réacteur de type CANDU-SCWR, on a développé les équations de conservations monophasiques. Pour le calcul de la distribution de la pression, donné par l'équation de conservation de la quantité de mouvement, le choix de la corrélation pour calculer le coefficient de la perte de pression par frottement est nécessaire. Dans ce cadre, on a comparé les différentes corrélations existantes dans la littérature pour la prédiction du coefficient

de la perte de pression par frottement, à des données expérimentales. Ainsi, on a choisi d'incorporer la corrélation de Garimella (2008) dans le code ARTHUR-SCWR. Par la suite, on a montré que le choix de la corrélation pour le calcul de la perte de pression par frottement, n'influence pas beaucoup les résultats de nos simulations. Ceci est dû à l'insensibilité des propriétés de l'eau supercritique suite à une variation légère de pression.

Les variations drastiques des propriétés de l'eau supercritique dans la région pseudocritique influencent considérablement le phénomène de transfert de chaleur par convection forcée. D'où l'importance du choix de la corrélation pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée. On a comparé les différentes corrélations existantes dans la littérature à des données expérimentales. La corrélation de Gorban et al. (1990) donne l'écart type le plus faible dans les cas des écoulements détériorés. La corrélation de Jackson (2002) donne l'écart type le plus faible dans le cas des écoulements non détériorés. Cependant, sur l'ensemble des expériences, c'est la corrélation de Mokry et al. (2010) qui donne l'écart type le plus faible et c'est pour cela qu'on a choisi de l'incorporer dans le code ARTHUR. En fait dans le canal de combustible, on s'attend à avoir un régime de transfert de chaleur détérioré à partir de la sixième grappe.

Pour la simulation du canal de combustible de type CANFLEX dans un réacteur de type CANDU-SCWR, des simplifications géométriques ont été effectuées. En coopération avec le Pr. Guy Marleau et l'étudiant à la maîtrise Baptiste Delattre, nous avons réalisé des calculs couplés du code ARTHUR-SCWR avec le code DONJON/DRAGON, qui sont deux codes de calcul neutronique développés à l'École Polytechnique de Montréal, pour simuler le comportement des différents paramètres thermohydrauliques d'un canal de combustible dans un état stationnaire. L'ensemble des résultats obtenus à partir de ces simulations sera discuté dans les prochains chapitres.

Chapitre 1

LES RÉACTEURS REFROIDIS À EAU SUPERCRITIQUE

Les réacteurs de quatrième génération sont un ensemble de réacteurs théoriques étudiés par des chercheurs de onze pays, dont le Canada fait partie. Leur but est d'améliorer la sûreté nucléaire, la résistance à la prolifération nucléaire et d'optimiser l'utilisation des ressources naturelles afin de minimiser les déchets nucléaires et respecter l'environnement.

Plus que cent réacteurs ont été présentés lors du Forum International Génération IV dont on a retenu seulement six pour une analyse en profondeur.

- Réacteur à très haute température (VHTR)
- Réacteur à sels fondus (MSR)
- Réacteur rapide à caloporteur au plomb (LFR)
- Réacteur rapide à caloporteur au sodium (SFR)
- Réacteur rapide à caloporteur gazeux (GFR)
- Réacteur à eau aux conditions supercritiques (SCWR)

Parmi ces six réacteurs, il y a seulement le réacteur à très haute température qui pourra être mis en fonction avant 2030 (e.g. prévu en 2021). En revanche, les autres ne verront le jour qu'en 2040 au plus tard (Bataille et Députés, 2003).

Finalement, il y a encore d'autres avantages de ces réacteurs, telles que la production de l'hydrogène, la combustion d'actinides (élément dont le numéro atomique est entre 89 et 103, notamment le plutonium 94) et la transmutation en convertissant un isotope en un autre dont la durée de demi-vie est beaucoup moins longue (GIF, 2002).

1.1 Réacteurs de IV génération

- **Réacteur à très haute température (VHTR)**

Anciennement nommé *High Temperature Gas-cooled Reactor (HTGR)*, ce réacteur a un cœur modéré au graphite et utilise un gaz comme caloporteur tel que l'hélium. On utilise l'uranium et/ou le plutonium comme combustible pour atteindre une température de sortie de 1000°C. Son efficacité peut atteindre une valeur de 50% et on peut produire de l'électricité et de l'hydrogène grâce à des hautes températures à l'aide d'un cycle thermochimique iode – soufre (CEA, 2007).

Une des motivations de la construction de ce type de réacteur est la production de l'hydrogène à partir de l'eau par un moyen non polluant en obtenant ce gaz à partir de la molécule d'eau. Ceci requiert une haute température (900°C) qu'on peut atteindre avec ce type de réacteur pour déclencher le procédé thermochimique. Un réacteur de ce type peut produire 60 000 t/an d'hydrogène sans émission de gaz à effet de serre donc sans nuire à l'environnement (GIF, 2002).

Il reste plusieurs défis à franchir, notamment la recherche des superalliages qui assureront une longévité raisonnable, car ceux qui sont à base de nickel, utilisés pour les réacteurs actuels, semblent inaptes pour supporter les contraintes de la température et de la pression élevées (GIF, 2002).

- **Réacteur à sels fondus (MSR)**

Le caloporteur de ce type de réacteur est constitué d'un sel liquide de matière fissile et fertile comme le Tétrafluorure d'uranium UF_4 . Ce liquide devient critique lorsqu'il circule à l'intérieur d'un cœur en graphite (modérateur). La particularité de ce type de réacteur, c'est qu'on peut traiter sur place les produits de fission ainsi que les déchets, ce qui améliore le facteur de capacité et réduit les coûts de retraitement (Renault et al., 2005).

Une particularité importante à mentionner ; le sel fondu est en même temps le combustible et le caloporteur. On peut avoir un haut rendement thermique, car ce sel peut atteindre une température de 950°C à basse pression (i.e., pression atmosphérique). Ceci nous permet d'utiliser une turbine à gaz (cycle de Brayton-Joule) dans une boucle thermique secondaire. De plus, le sel

de fluor est chimiquement et mécaniquement stable pratiquement avec tous les produits de fission, ce qui minimise la probabilité d'empoisonnement neutronique causé par la présence d'Xénon 135 (GIF, 2002).

Ce réacteur dispose de bouchons de sécurité qui éclatent sous l'augmentation de la pression en cas d'un accident pour laisser couler le sel dans une piscine de refroidissement. Aussi, il utilise efficacement le combustible nucléaire (97%) comparativement à 2% pour les réacteurs conventionnels et ne produit que 0.1% de déchets radioactifs de longue demi-vie. En plus, il peut accepter du thorium comme matière fertile qui est très abondant et beaucoup moins cher que l'uranium enrichi (Heuer, 2010).

En revanche, ce réacteur comporte plusieurs désavantages ; le graphite a un coefficient de réactivité au vide positif, donc on a un problème de refroidissement du cœur ce qui peut entraîner de hautes températures et par conséquent l'accroissement de la réactivité. Ainsi, une réaction en chaîne incontrôlée peut se déclencher et menacer la sécurité de ce réacteur, ce qui nécessite des précautions supplémentaires. De point de vue chimique, ce type de réacteur peut aussi produire du fluorure d'HF qui est très corrosif, même pour les alliages très résistants (Heuer, 2010).

- **Réacteur rapide à caloporteur au plomb (LFR)**

On trouve deux conceptions qui sont destinées à la recherche et au développement : le réacteur européen ELSY (*European Lead-cooled System*) qui peut générer une puissance de 600 MWe et le SSTAR (*Small Secure Transportable Autonomous Reactor*) développé par les États Unis et qui délivre une puissance de 20 MWe (Cinotti, 2009).

Ce type de réacteur utilise des neutrons rapides et peut consommer les actinides mineurs, utilise le plomb ou un mélange eutectique de plomb et bismuth (inerte et transparent aux neutrons rapides) comme caloporteur, ce qui augmente la sûreté, et un combustible métallique ou nitreux. Le caloporteur circule dans le réacteur par convection naturelle assurant une capacité thermique élevée. Finalement, la température de sortie est entre 550°C et 800°C (CEA, 2010).

- **Réacteur rapide à caloporteur gazeux (GFR)**

Ce réacteur permet de convertir l'uranium fertile en captant des neutrons ainsi que produire de l'électricité. Il utilise l'hélium comme caloporteur tandis que le combustible possède des configurations avancées pour augmenter l'efficacité du transfert de chaleur. Ainsi, la température du gaz à la sortie du réacteur est de 850°C. De plus, l'utilisation d'un cycle de Brayton assure une bonne efficacité thermique (GIF, 2002). Le rendement attendu dépassera 50% pour ce type de réacteur (Beauvy et al., 2006).

Ce type de réacteur n'utilise pas le même cycle de combustible que l'on trouve dans les réacteurs actuels. En fait, on ne sépare pas l'uranium et le plutonium ni même les actinides majeurs des actinides mineurs comme le neptunium et l'américium. Le combustible utilisé doit être tenu à une haute température et une pression de 70 bars. Le combustible est composé de 70% de carbures d'uranium mélangé avec du plutonium, inséré dans une matrice de 30% en carbure de silicium (GIF, 2002).

- **Réacteur rapide à caloporteur au sodium (SFR)**

Ce type de réacteur utilise la technologie à neutrons rapides. Ceci permet de consommer le thorium ainsi que les éléments radiotoxiques comme les actinides mineurs et le plutonium, ce qui réduit la prolifération militaire. Ces réacteurs peuvent transmuter aussi l'uranium 238 qu'on trouve abondamment dans les minerais d'uranium (99%) et le transformer en plutonium 239 (GIF, 2002).

Le caloporteur utilisé dans ce type de réacteur est le sodium. Le combustible, sous forme métallique ou sous forme d'oxyde, contient de l'uranium et du plutonium. Une particularité de ce type de réacteur est le fait qu'il ne nécessite pas l'utilisation d'un système modérateur. Les atomes de sodium agissent comme caloporteur, mais ralentissent peu les neutrons. Ceci est possible parce qu'un milieu multiplicateur critique de neutrons peut être obtenu avec un spectre épithermique et rapide, ne comportant que peu de neutrons thermiques. Les faibles sections efficaces de fission des noyaux lourds aux énergies épithermique et rapide sont compensées par l'augmentation du flux neutronique pour obtenir la puissance souhaitée (CEA, 2007).

- **Réacteur à eau aux conditions supercritiques (SCWR)**

Ce réacteur utilise l'eau légère dans des conditions supercritiques comme caloporteur. Il combine les deux types de réacteurs REP (réacteur à eau pressurisée) et REB (réacteur à eau bouillante). En fait, on a un cycle direct comme pour le REB (on n'a pas besoin de boucle secondaire) et le fluide utilisé est monophasique ainsi, on n'a pas de problème de changement de phase tel que dans le cas du REP (Tulkki, 2006).

L'efficacité prévue pour ce type de système est comprise entre 40% et 45% comparativement à 33% pour les REP actuels. On cherche une conception simplifiée où l'on utilise une seule boucle thermique sans la présence de générateurs de vapeur pour minimiser les coûts de production de l'énergie électrique. Mais d'une autre part, on a besoin d'alliages qui vont coûter plus cher et qu'on n'est même pas sûr qu'ils vont résister à des hautes pressions et des températures élevées, plus un bombardement ionique qui dégradera la surface interne du réacteur (Pioro et Duffey, 2007).

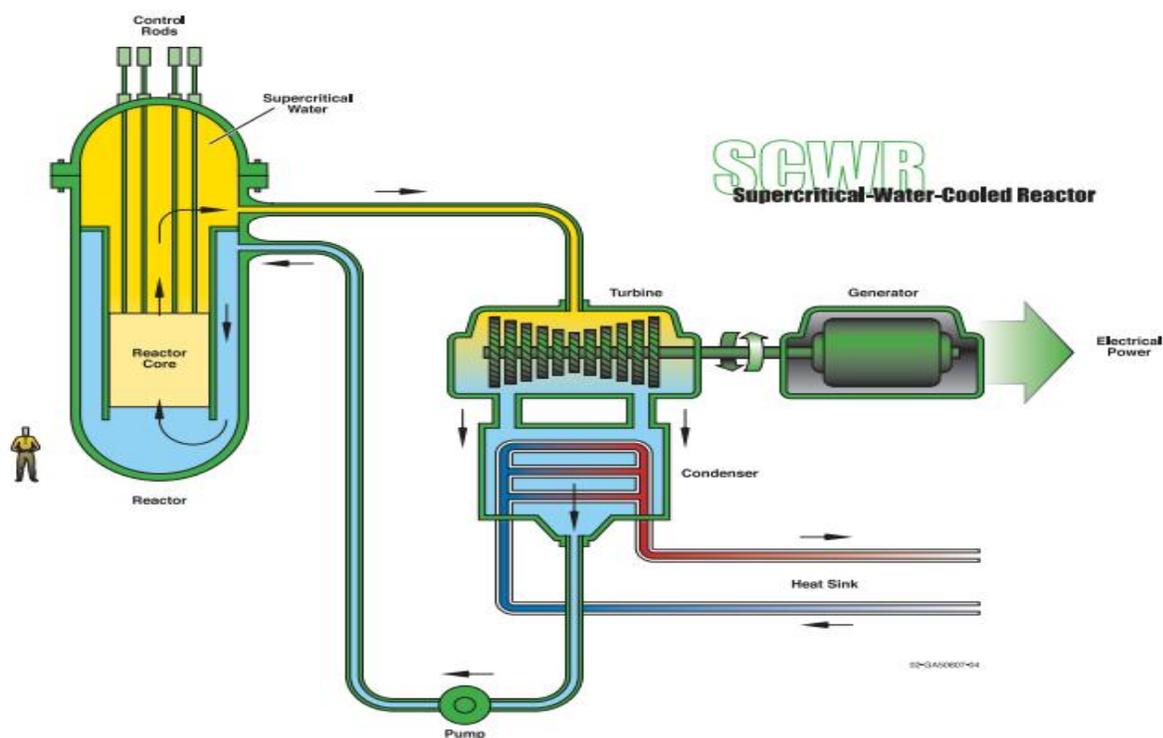


Figure 1.1 : Version américaine d'un réacteur refroidi à l'eau supercritique (GIF, 2002).

Le Canada a décidé de poursuivre des recherches sur le dernier type des réacteurs, c.à.d., les réacteurs refroidis en utilisant de l'eau supercritique (SCWR). Ce réacteur utilise l'eau lourde comme modérateur et l'eau légère à des pressions supercritiques comme caloporteur.

Le fait de fonctionner dans des conditions supercritiques permet d'augmenter le rendement thermique. La centrale nucléaire, comme toute autre machine thermique, transforme l'énergie de la source chaude vers la source froide. Dans la centrale nucléaire, la source froide est l'eau de refroidissement provenant d'une rivière ou d'une tour de refroidissement, et la source chaude c'est le caloporteur. Pour avoir un rendement plus élevé, on doit augmenter la chaleur fournie par la source chaude, i.e., la température de sortie du caloporteur (Glasston et Sesonske, 1981), tel que donné par l'équation suivante:

$$\eta = \frac{Q_{Chaude} - Q_{Froide}}{Q_{Chaude}} \quad (1.1)$$

Q_{Chaude} et Q_{Froide} sont respectivement la chaleur fournie par la source chaude et la chaleur fournie par la source froide.

L'utilisation de l'eau sous-critique est limitée par le phénomène d'ébullition et le risque d'assèchement, ce qui peut menacer la sûreté de la centrale nucléaire. L'eau supercritique, comme caloporteur, nous permet d'atteindre des températures très élevées sans le risque d'atteindre le flux de chaleur critique. Même si l'on peut rencontrer le problème de détérioration du transfert de chaleur, le risque est moins grave que celui de flux de chaleur critique. Ainsi, la température du caloporteur peut atteindre 850°C, ce qui permet la production de l'hydrogène et l'amélioration du rendement thermique de la centrale d'environ 10 points de pourcentage comparativement aux réacteurs actuels.

Le gradient d'enthalpie de l'eau supercritique est important. Pour la même puissance thermique, suite à la conservation d'énergie, le débit massique du caloporteur est plus faible comparativement aux réacteurs actuels et par la suite une réduction de l'énergie de pompage. De plus, l'eau supercritique peut faire fonctionner la turbine sans la présence des générateurs de vapeur impliquant ainsi une diminution du coût de construction de la centrale.

1.2 Les propriétés thermophysiques de l'eau supercritique

En raison de son moment dipolaire, résultant de la différence d'électronégativité entre l'oxygène et l'hydrogène et de sa capacité de former des liaisons hydrogène avec les autres molécules d'eau, les propriétés de l'eau et leurs comportements sont uniques (Leusbrock, 2011). Dans la nature l'eau existe sous forme de trois états physiques connus : solide, liquide et vapeur. Pour des températures et des pressions très élevées, comme celles dans des cheminées de volcans au fond des océans, l'eau prend une nouvelle forme, un état intermédiaire entre les états liquide et vapeur, qu'on appelle un état supercritique. En fait, au-dessus du point critique, caractérisé par la pression critique $P_{cr} = 22.12 \text{ MPa}$ et la température critique $T_{cr} = 374.15^\circ\text{C}$, l'eau présente un comportement intéressant et ses propriétés thermophysiques subissent un changement spectaculaire.

La figure 1.2 présente le diagramme de phase de l'eau. À la pression atmosphérique 1 bar, le point de l'ébullition est à 100°C . Lorsque la pression augmente, le point d'ébullition s'élève aussi. Le long de la ligne de saturation, la densité de l'eau diminue suite à l'augmentation de la température et la densité de vapeur augmente suite à l'augmentation de la pression. À partir du point critique (221 bar , 374°C), la distinction entre les deux phases devient impossible, et l'eau prend une nouvelle forme appelée supercritique.

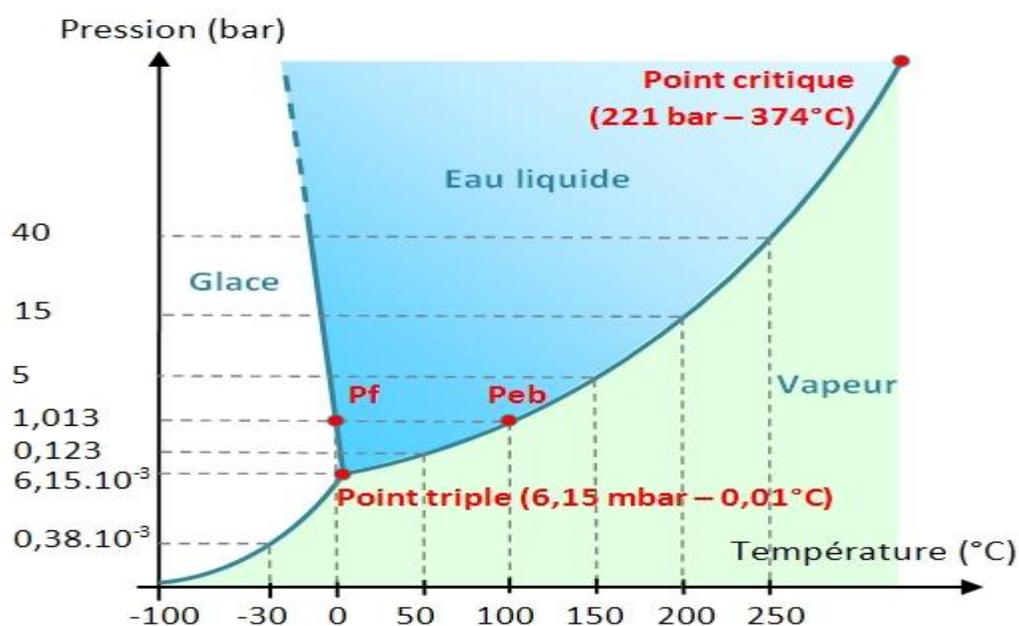


Figure 1.2 : Diagramme de phase de l'eau (Trouillet, 2012).

On présente sur la figure 1.3 le diagramme température-enthalpie de l'eau. Au dessous de point critique, pour une transformation isobare, lorsque la température de l'eau augmente, elle atteint une valeur de saturation où on remarque un palier d'équilibre de phases, où on a un passage d'un état liquide vers un état de vapeur. Au dessus du point critique, c.à.d. pour des pressions supercritiques, la courbe d'évolution de la température en fonction de l'enthalpie ne passe pas par un palier d'équilibre de phase. On n'a plus un changement de phase, mais l'eau prend une nouvelle forme intermédiaire caractérisée par une viscosité comme la viscosité du gaz et une densité comme la densité du liquide. Dans ces conditions, les propriétés thermophysiques de l'eau subissent une variation spectaculaire de leurs comportements.

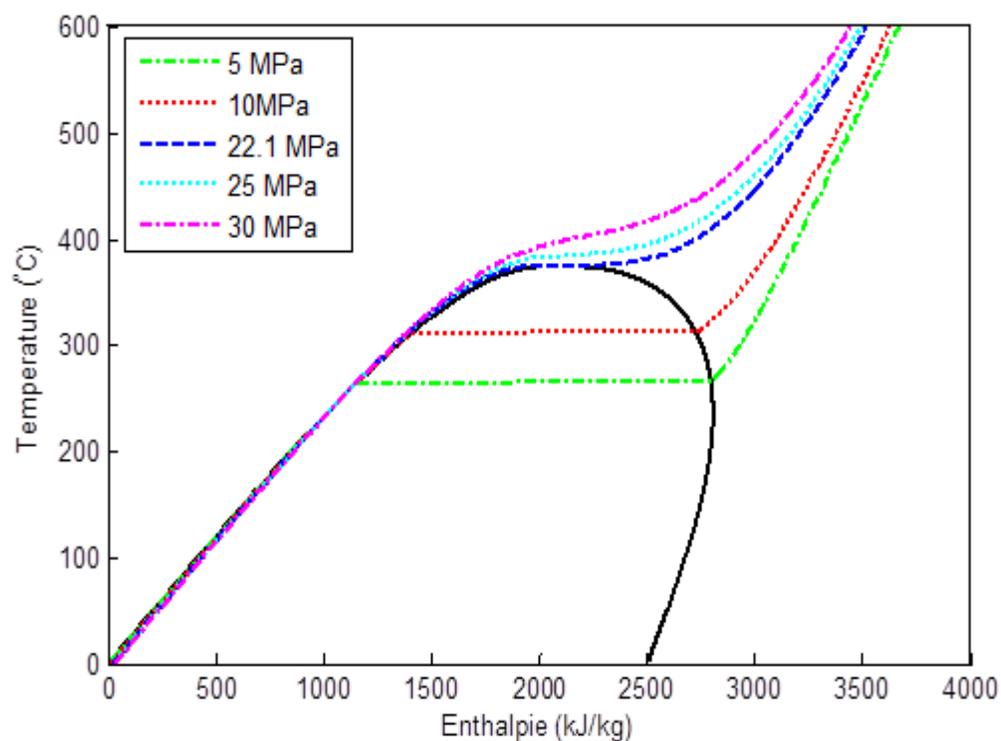


Figure 1.3 : Diagramme (T,h) pour l'eau.

L'idée de l'utilisation de l'eau supercritique comme caloporteur dans les réacteurs est due principalement à la variation significative de ses propriétés thermophysiques surtout au point critique et pseudocritique, ce qui influence d'une façon remarquable sa capacité du transfert de chaleur. De plus, on n'aura pas un phénomène d'ébullition dans le canal de combustible, ce qui élimine les risques dus au flux de chaleur critique.

La figure 1.4 présente la variation de la chaleur massique à pression constante en fonction de la température pour la pression critique et des pressions supercritiques. La chaleur massique à pression constante présente au point critique, un pic infini. La région au voisinage de ce pic est appelée la région critique. À des pressions supercritiques, la chaleur massique présente des maximums locaux. Pour les pressions 25 MPa et 30 MPa, les pics sont respectivement à 384.9°C et 402°C. Les températures 384.9°C et 402°C, là où la capacité calorifique présente des pics, sont appelées des températures pseudocritique et la région au voisinage de ces températures est appelée la région pseudocritique.

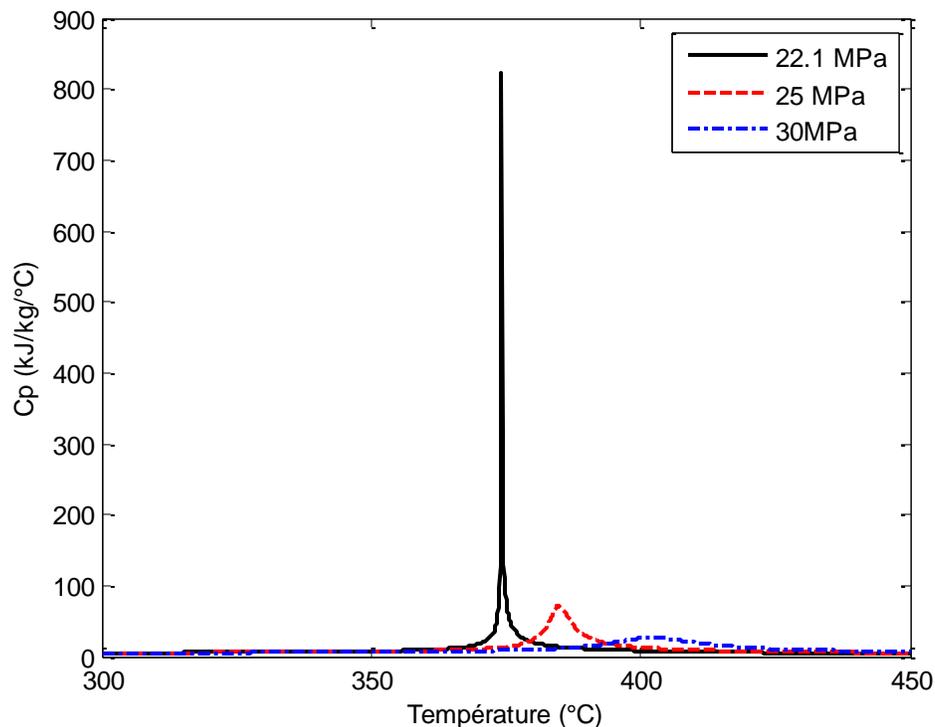


Figure 1.4 : Variation de la capacité calorifique en fonction de la température pour l'eau à des pressions supercritiques.

Sur la figure 1.5, on observe la variation de la densité de l'eau en fonction de la température, pour la pression critique et des pressions supercritiques. Lorsque la température augmente, la masse volumique diminue, et l'évolution de la densité présente un gradient important dans la région critique et pseudocritique. Dans notre modèle de réacteurs CANDU-SCWR, la densité du caloporteur à la sortie est huit fois plus faible à la densité du caloporteur à l'entrée. Cette variation de masse volumique affecte le ralentissement des neutrons, donc la distribution de puissance dans le canal, ce qui exige un couplage thermohydraulique neutronique pour l'analyse des réacteurs supercritiques.

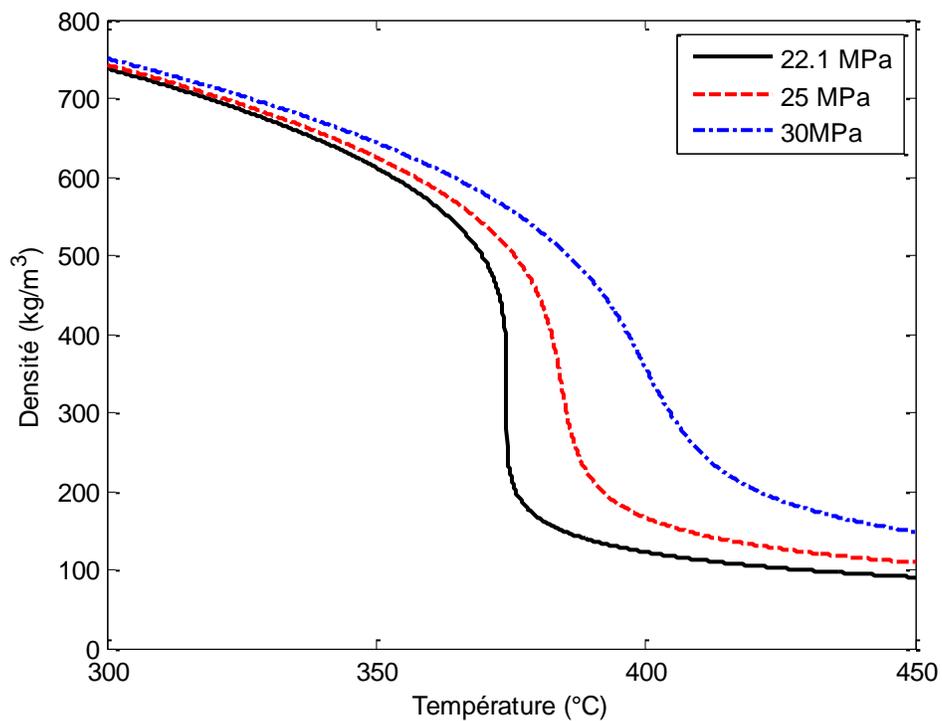


Figure 1.5 : Variation de la densité en fonction de la température pour l'eau à des pressions supercritiques.

La figure 1.6 montre la variation de l'enthalpie en fonction de la température pour des pressions supercritiques. On note une variation significative de l'enthalpie dans les régions critique et pseudocritique. Ce changement spectaculaire est l'une des raisons principales d'utiliser l'eau supercritique comme caloporteur dans le réacteur nucléaire. En effet, ce gradient important d'enthalpie justifie le besoin d'un flux massique faible dans les canaux du réacteur, pour une même puissance thermique équivalente à celles des réacteurs nucléaires actuels. Ce qui réduit la puissance de pompage.

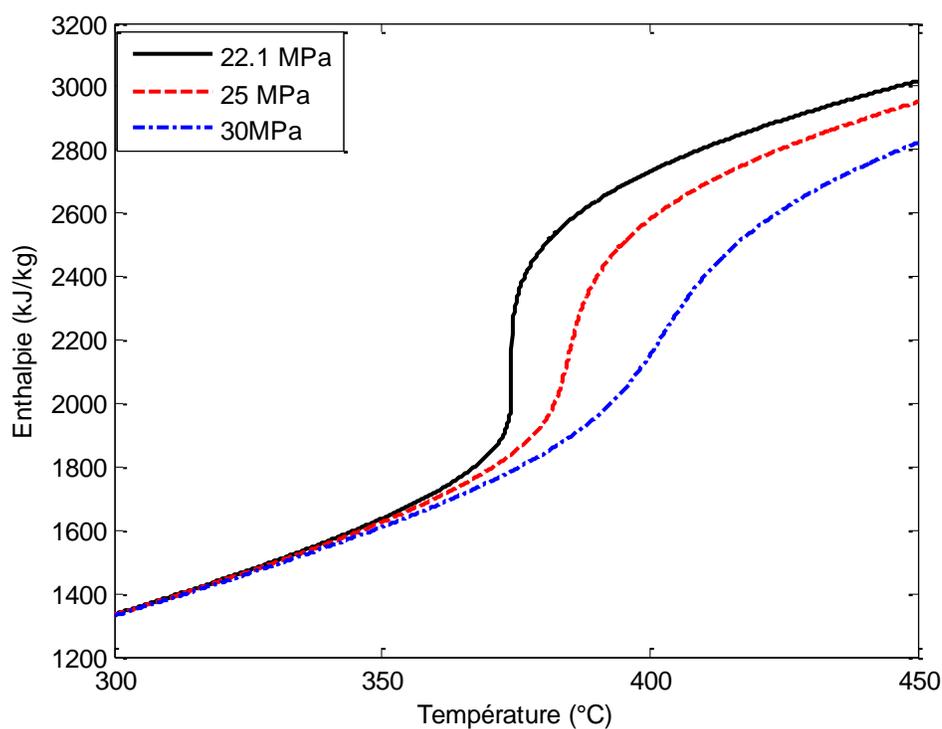


Figure 1.6 : Variation de l'enthalpie en fonction de la température pour l'eau à des pressions supercritiques.

1.3 Le Concept des canaux de combustible pour un réacteur de type CANDU-SCWR

Les réacteurs refroidis à l'eau supercritique sont des réacteurs à hautes températures et à hautes pressions. Les recherches sur ce type de réacteur sont principalement concentrées sur deux concepts : les réacteurs à cuve sous pression (*pressure vessel*) comme il a été montré à la figure 1.1 et les réacteurs à tube de force (*pressure tube*) utilisés dans le réacteur CANDU. La figure 1.7 montre la conception préliminaire du réacteur CANDU-SCWR qui a été proposée à partir du concept actuel des réacteurs CANDU-6.

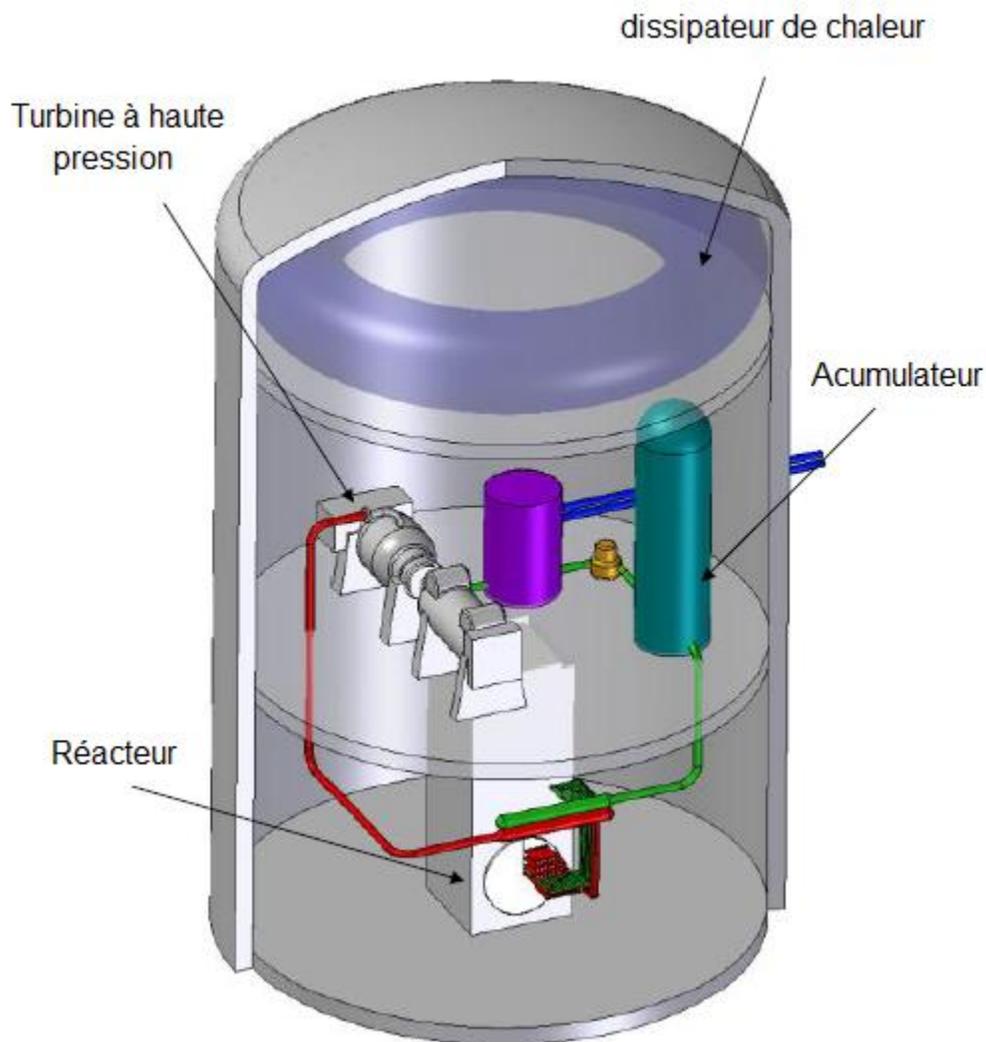


Figure 1.7 : Réacteur de type CANDU-SCWR (Khartabil, 2009).

De cette manière le réacteur de type CANDU-SCWR utilisera des tubes de pression où l'eau supercritique entre dans le canal de combustible, à une pression égale à 25 MPa , avec une température égale à 350°C et sort à une température égale à 625°C . La masse volumique du caloporteur à la sortie du canal est très faible. Il passe ensuite directement dans la turbine pour engendrer un travail mécanique suffisant à la faire fonctionner, ensuite, il retourne au système de pompage.

La température du caloporteur et la pression d'opération nominale du réacteur CANDU-SCWR, sont des paramètres très importants. Ceci exige des nouveaux concepts du tube de pression, différents des tubes de pression utilisés dans le réacteur CANDU-6. Il existe deux conceptions préliminaires de tubes de pression qui sont actuellement à l'étude. Le premier c'est le tube à haute efficacité thermique, et le deuxième est le tube de pression à écoulement réentrant (Khartabil et al., 2005).

Le tube de force à haute efficacité thermique, illustré à la figure 1.8, est utilisé dans nos calculs. Il est constitué d'un tube de force qui est en contact direct avec le modérateur. La température du modérateur est de l'ordre de 80°C alors que la température du caloporteur atteint 625°C , c'est pour cela qu'un isolant en céramique est nécessaire pour assurer un faible transfert thermique du caloporteur vers le modérateur. Une chemise métallique perforée, sépare l'isolant du caloporteur pour le protéger lors de l'insertion des grappes de combustibles et de la corrosion qui peut être provoquée par le caloporteur (Chow et Khartabil, 2008).

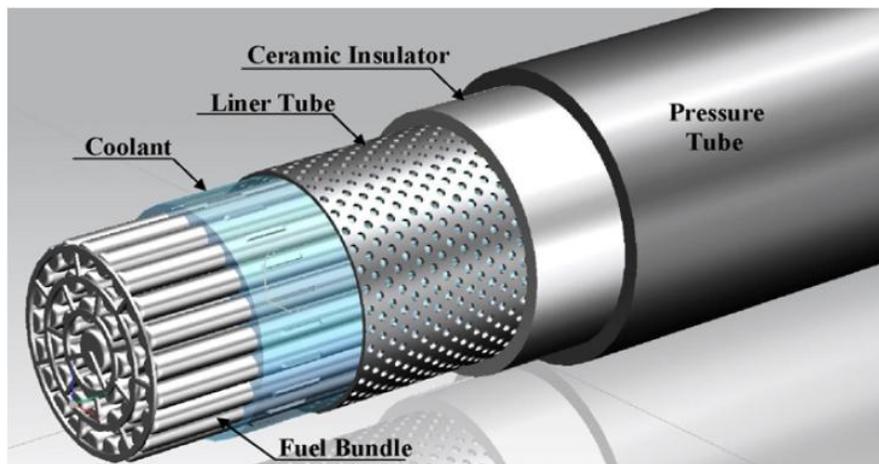


Figure 1.8 : Tube de force à haute efficacité thermique (Mokry et al., 2010).

Le problème majeur de ce type de design est lorsque la couche en céramique se brise, il est difficile de la réparer ou de la remplacer. Si cela se produit, la barrière thermique entre le caloporteur et le modérateur se détruit et on aura un gradient de température élevé, ce qui peut entraîner l'hydratation. Pour cette raison un autre type de tube de force a été proposé (Samuel, 2011).

Le tube de pression à écoulement réentrant, montrée à la figure 1.9, assure que la température du tube de force soit proche de la température d'entrée du caloporteur. Il est constitué d'un tube de force et un tube interne concentrique. Le caloporteur coule entre le tube de pression et le tube intérieur, puis il se retourne vers le tube intérieur où se trouvent les crayons de combustibles (Chow et Khartabil, 2007). Ce type de tube de force peut être utilisé dans une configuration horizontale ou verticale. L'avantage de ce type de tube de pression est que l'isolateur en céramique n'est pas à l'intérieur, donc il n'est pas en contact avec le caloporteur, ce qui élimine la possibilité d'avoir des particules de céramique dégradées dans le caloporteur. De plus il est plus facile de l'entretenir en cas de besoin. Le seul inconvénient est qu'en raison de ses dimensions, il serait nécessaire d'utiliser une cuve plus grande que celle utilisée dans les cœurs des réacteurs actuels (Samuel, 2011).

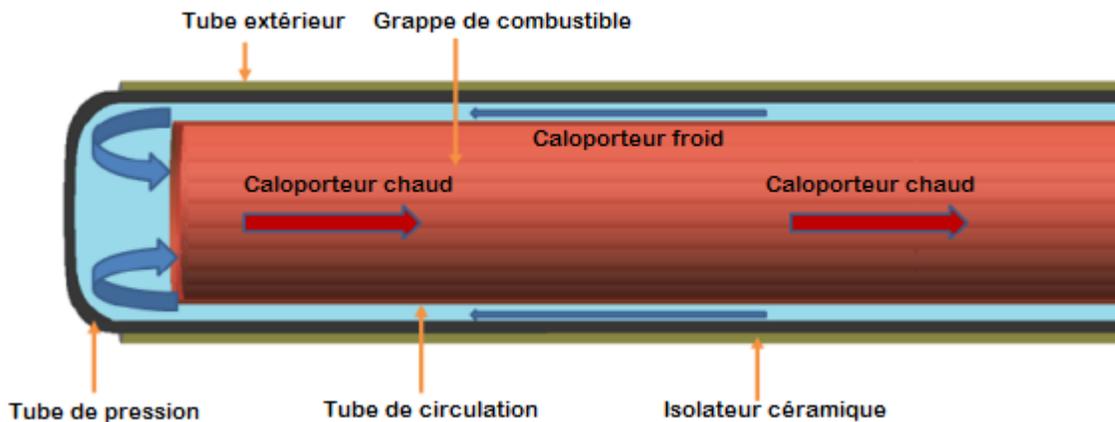


Figure 1.9 : Tube de pression à écoulement réentrant (Samuel, 2011).

1.4 Les codes de simulation pour l'analyse des réacteurs refroidit à l'eau supercritique

Plusieurs codes de simulation numérique ont été développés dont le but consiste à étudier et d'analyser le comportement des réacteurs refroidis à l'eau supercritique. Mukohara et al. (2000) ont développé un code de calcul qui a été utilisé pour analyser le modèle japonais des réacteurs refroidis à eau supercritique. Ils ont discrétisé le canal de combustible sous forme de sous-canaux et ils ont analysé la sensibilité de la température de sortie du caloporteur et la température de la gaine à la variation de la puissance thermique le long du canal du combustible et à la variation de la section de passage des sous-canaux. Jiyang et al. (2007) ont développé un code de calcul thermohydraulique, appelé SUBCHAN pour analyser les futurs réacteurs de type CANDU-SCWR. Dans ce code, le canal de combustible a été discrétisé sous 70 sous-canaux et la corrélation de Xu Feng et al. (2005) a été utilisée pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour la phase supercritique. Cheng et al. (2007) a utilisé le code CFX 5.6 qui est un code qui utilise l'approche CFD, pour étudier le transfert de chaleur par convection forcée de l'eau supercritique. Pour le calcul de coefficient de transfert de chaleur par convection forcée, les corrélations de Dittus-Boelter (1930), Bishop et al. (1964), Swenson et al. (1965), Krasnoshchekov et Protopopov (1966), Yamagata et al. (1972) et Griem (1996) ont été utilisées dans le code CFX 5.6. Gu et al. (2008) ont utilisé le même code pour analyser un écoulement typique dans un canal d'un réacteur supercritique. Ils ont choisi une configuration carrée et triangulaire des sous-canaux. Shan et al. (2009) a modifié le code ATHAS, qui est un code développé par l'université de Xi'an Jiaotong, pour analyser le comportement thermohydraulique des réacteurs CANDU-SCWR, en utilisant des grappes de combustible de type CANFLEX. En se basant sur les comparaisons faites par Pioro et al. (2004), les 13 corrélations : Dittus-Boelter (1930), Swenson et al. (1965), Shitsman (1959, 1974), Bishop et al. (1964), Krasnoshchekov et Protopopov (1966), Kondrat'ev et al. (1969), Ornatsky et al. (1970), Yamagata et al. (1972), Jackson et Fwester (1975), Gorban et al. (1990), Griem (1996), Oka (2000), et Jackson (2002), ont été utilisées dans le code CFX 5.6, pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau dans des conditions supercritique. Suite à l'importance du calcul couplé sur les résultats de la simulation, Hu et Wilson (2009) ont modifié le code couplé PARCS/RELAP5, qui est un code développé INEEL (*Idaho National Engineering and Environmental Laboratory*) pour simuler le réacteur à eau légère, pour analyser le modèle

américain des réacteurs refroidis à eau supercritique. Pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique, la corrélation de Dittus-Boelter (1930) a été incorporée dans ce code. Shan et al. (2010), aussi, ont réalisé des calculs couplés avec ce code et le code MCNP pour le calcul neutronique.

À l'Institut de génie nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal, Fassi-Fehri (2008) a développé le code ARTHUR, qui est un code de calcul thermohydraulique. Ce code a été couplé avec les codes DONJON et DRAGON, qui sont deux codes de calcul neutronique, pour l'analyse des réacteurs CANDU. Ce code a été modifié par Abdellahi (2009), et il l'a utilisé pour l'analyse des réacteurs CANDU-SCWR. L'étude effectuée par Abdellahi (2009), est concentrée principalement sur le comportement neutronique du réacteur. Pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée Abdellahi (2009) a utilisé la corrélation de Dittus-Boelter (1930).

Dans ce projet on a utilisé le code ARTHUR couplé avec les codes DONJON et DRAGON, pour l'analyse du réacteur de type CANDU-SCWR. Pour le calcul des propriétés de l'eau, on a utilisé une bibliothèque, plus récente que celle utilisé dans le code ARTHUR original. De plus on a utilisé une grappe de combustible de type CANFLEX. La corrélation de Mokry et al. (2010) a été utilisée pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée. Ce choix a été justifié par des comparaisons entre des calculs numériques en utilisant des corrélations qui existent dans la littérature et des valeurs expérimentales.

Chapitre 2

MODÉLISATION D'UN CANAL D'UN RÉACTEUR NUCLÉAIRE

2.1 Modélisation thermohydraulique

Les tubes de force d'un réacteur nucléaire, représentés dans la figure 2.1, sont de canaux contenant les grappes de combustible. À l'intérieur de ces tubes coule le fluide caloporteur. Le rôle du caloporteur est de transporter la chaleur entre le cœur du réacteur et les générateurs de vapeur. Ce caloporteur peut être un fluide en écoulement monophasique ou partiellement diphasique.

Pour l'analyse d'un réacteur nucléaire, la connaissance de plusieurs propriétés thermohydrauliques du caloporteur telles que sa densité, et sa température sont nécessaires. Ainsi, pour calculer les propriétés thermohydrauliques du caloporteur, on doit développer les équations de conservation pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie, en tenant compte des conditions aux limites qui sont le débit massique et la température du caloporteur à l'entrée du canal et la pression à la sortie.

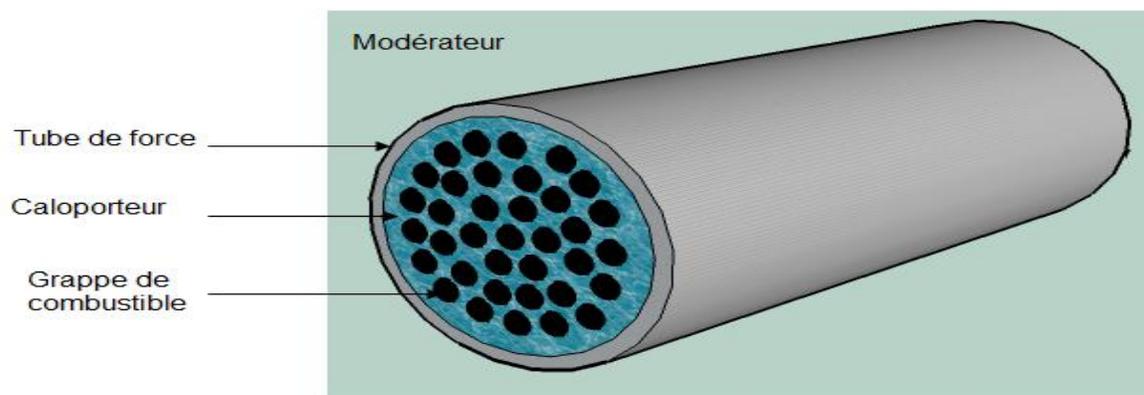


Figure 2.1 : Tube de force d'un réacteur nucléaire de type CANDU-6.

2.1.1 Forme générale de l'équation de conservation

L'équation de conservation générale d'une propriété quelconque ψ , est obtenu en appliquant le principe d'équilibre générale de la propriété ψ , à un élément de volume matériel $V(\tau)$, qui se déplace avec la vitesse locale du fluide \vec{v} , délimité par une surface matérielle $A(\tau)$.

$$\boxed{\text{La variation par rapport au temps de } \psi \text{ dans } V(\tau)} = - \boxed{\text{Le flux net de } \psi \text{ à travers } A(\tau)} + \boxed{\text{La génération de } \psi \text{ dans } V(\tau)}$$

En notant par :

ψ : La propriété par unité de volume.

\bar{J}_ψ : Le flux de la propriété ψ par unité de surface et de temps à traves la surface $A(\tau)$ qui délimite le volume $V(\tau)$.

S_ψ : Génération de la propriété ψ par unité de volume et de temps.

\vec{n} : est la normale à la surface $A(\tau)$.

L'équation de conservation générale s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{d}{d\tau} \int_{V(\tau)} \psi dV = - \int_{A(\tau)} \vec{n} \cdot \bar{J}_\psi dA + \int_{V(\tau)} S_\psi dV. \quad (2.1)$$

Dans le premier terme de l'égalité (2.1), la limite d'intégration est une fonction de temps. On applique le théorème de transport de Reynolds donné par l'équation (2.2) pour faire entrer la dérivation temporelle à l'intérieur de l'intégrale.

$$\frac{d}{d\tau} \int_{V(\tau)} \psi dV = \int_{V(\tau)} \frac{\partial \psi}{\partial \tau} dV + \int_{A(\tau)} \vec{n} \cdot \psi \vec{v} dA. \quad (2.2)$$

L'équation de conservation générale devient :

$$\int_{V(\tau)} \frac{\partial \psi}{\partial \tau} dV + \int_{A(\tau)} \vec{n} \cdot \psi \vec{v} dA = - \int_{A(\tau)} \vec{n} \cdot \bar{J}_\psi dA + \int_{V(\tau)} S_\psi dV. \quad (2.3)$$

Pour passer d'une intégrale surfacique à une intégrale volumique, on applique le théorème de Gauss :

$$\int_{A(\tau)} \vec{n} \cdot \psi \vec{v} dA = \int_{V(\tau)} \vec{\nabla} \cdot (\psi \vec{v}) dV \quad (2.4)$$

et

$$\int_{A(\tau)} \vec{n} \cdot \vec{J} dA = \int_{V(\tau)} \vec{\nabla} \cdot \vec{J} dV. \quad (2.5)$$

L'équation (2.3) s'écrit comme suit :

$$\int_{V(\tau)} \frac{\partial \psi}{\partial \tau} dV + \int_{V(\tau)} \vec{\nabla} \cdot (\psi \vec{v}) dV = - \int_{V(\tau)} \vec{\nabla} \cdot \vec{J} dV + \int_{V(\tau)} S_\psi dV. \quad (2.6)$$

L'équation (2.6) s'applique sur n'importe quel volume arbitraire $V(\tau)$, délimité par une surface matérielle $A(\tau)$ qui se déplace avec la vitesse locale du fluide \vec{v} . D'où on peut déduire l'équation de conservation locale suivante :

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \vec{\nabla} \cdot (\psi \vec{v}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} - S_\psi = 0. \quad (2.7)$$

Le premier terme de cette équation présente la variation temporelle de la propriété ψ par unité de volume, le second terme présente le taux de convection de la propriété ψ par unité de volume, le troisième terme présente le flux surfacique de la propriété ψ et le quatrième terme présente le taux de génération de la propriété ψ par unité de volume.

2.1.2 Équation de conservation pour un écoulement monophasique

Dans le code ARTHUR_SCWR, le caloporteur est de l'eau supercritique. Ainsi, on a adopté l'hypothèse de considérer l'écoulement à eau supercritique comme étant un écoulement monophasique. Pour développer les équations de conservation pour des écoulements monophasique, on a appliqué l'équation de conservation générale (2.7) pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie.

Pour la conservation de masse, la propriété est la masse volumique ρ et on n'a pas un flux surfacique, ni de génération volumique de masse par rapport à un volume fixe. D'où $\psi = \rho$, $\bar{J}_\psi = 0$ et $S_\psi = 0$. L'équation (2.7) devient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.8)$$

Pour la conservation de la quantité de mouvement, la propriété est la quantité de mouvement par unité de volume, le flux surfacique est le tenseur de contrainte surfacique \bar{T} représenté par les contraintes normales $p\bar{I}$ et de cisaillement $\bar{\sigma}$, et pour le terme de la source, la quantité de mouvement est généré par les forces volumétriques telles que la force gravitationnel.

D'où $\psi = \rho \vec{v}$, $\bar{J}_\psi = -\bar{T} = p\bar{I} - \bar{\sigma}$ et $S_\psi = \rho \vec{g}$. L'équation (2.7) devient :

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial \tau} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) + \vec{\nabla} \cdot (p\bar{I} - \bar{\sigma}) - \rho \vec{g} = 0. \quad (2.9)$$

Pour la conservation de l'énergie, la propriété est l'énergie totale qui est la somme de l'énergie interne u et l'énergie cinétique. Le flux est la conduction de chaleur à travers la surface de contrôle \bar{q}'' et le travail mécanique produit par les forces surfacique. Et la source est le travail produit par les forces volumétrique et le taux de génération d'énergie par unité de volume \dot{Q}_g .

D'où $\psi = \rho(u + \frac{1}{2} \vec{v} \vec{v})$, $\bar{J}_\psi = \bar{q}'' - \bar{T} \vec{v}$ et $S_\psi = \rho \vec{g} \cdot \vec{v} + \dot{Q}_g$. L'équation (2.7) devient :

$$\frac{\partial \rho(u + \frac{1}{2} \vec{v} \vec{v})}{\partial \tau} + \vec{\nabla} \cdot \rho \left(u + \frac{1}{2} \vec{v} \vec{v} \right) \vec{v} + \vec{\nabla} \cdot (\bar{q}'' - \bar{T} \vec{v}) - (\rho \vec{g} \cdot \vec{v} + \dot{Q}_g) = 0. \quad (2.10)$$

L'équation, utilisée dans nos calculs, est en fonction de l'enthalpie $h = u + \frac{P}{\rho}$. L'équation de conservation de l'énergie (2.10) en fonction de l'enthalpie s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \left(h + \frac{1}{2} \vec{v} \vec{v} \right)}{\partial \tau} - \frac{\partial p}{\partial \tau} + \vec{\nabla} \cdot \rho \left(h + \frac{1}{2} \vec{v} \vec{v} \right) \vec{v} + \vec{\nabla} \cdot (\bar{q}'' - \bar{T} \vec{v}) \\ - (\rho \vec{g} \cdot \vec{v} + \dot{Q}_g) = 0. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Dans le code ARTHUR-SCWR, le calcul est dans le cas stationnaire c'est pour cela on a éliminé les dérivées temporelles. De plus, on a tenu compte que des variations axiales le long du canal.

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{dG}{dz} = 0. \quad (2.12)$$

Avec $G = \rho \vec{v}$ est le flux massique.

Pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement on obtient :

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{G^2}{\rho} \right) + \frac{dP}{dz} + \left(\frac{dP}{dz} \right)_{frot} + \rho g \cos(\theta) = 0. \quad (2.13)$$

Dans cette expression on a remplacé le terme de la contrainte au niveau de la paroi par $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{frot}$.

$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{frot} = f \frac{G^2}{2\rho D_h}$: Avec D_h est le diamètre hydraulique et f est le coefficient de perte de pression par frottement. Le diamètre hydraulique est donné par $D_h = \frac{4A}{P}$ avec A est la section de passage et P est le périmètre mouillé. Le coefficient de perte de pression par frottement f est calculé par la corrélation de Garimella (2008). Le choix de cette corrélation sera justifié dans la première section du quatrième chapitre.

Pour l'équation de conservation de l'énergie, on a supposé que la vitesse du fluide au niveau de la paroi est nulle. De plus, on a négligé la conduction axiale de chaleur, la production de chaleur dans le fluide et le gradient du travail produit par les forces de viscosité :

$$\frac{d}{dz} \left(Gh + \frac{G^3}{2\rho^2} \right) + Gg \cos(\theta) - \frac{A_w q''}{V} = 0. \quad (2.14)$$

Avec A_w est la surface de la paroi et V le volume.

2.1.3 Modèle à écart de vitesse

Avant de modifier le code ARTHUR original, on a commencé par valider la partie hydraulique. Pour la modélisation de l'écoulement diphasique du caloporteur dans le canal d'un réacteur de type CANDU, Fassi-Fehri (2008) a choisi le modèle à écart de vitesse. Ce modèle permet de

limiter les hypothèses et les simplifications et le temps de calcul dans le code. De plus, Hibiki et Ishii (2003), en comparant des calculs numériques à des valeurs expérimentales, affirment que ce modèle donne des résultats satisfaisants pour la modélisation des écoulements diphasiques. Ce modèle considère le mouvement relatif entre les deux phases de l'écoulement, au lieu de tenir compte du mouvement de chaque phase (Wallis, 1969). Étant donné que l'objectif de ce mémoire n'est pas de démontrer le modèle à écart de vitesse, nous présentons les équations de conservations telles qu'elles sont utilisées dans le code ARTHUR. On invite les lecteurs, intéressés par la démonstration, à consulter (Wallis, 1969), (Hibiki et Ishii, 2003) et (Hibiki et Ishii, 2010).

On commence par définir des grandeurs physiques utilisées dans le modèle à écart de vitesse: On note par l'indice l la phase liquide et l'indice g la phase vapeur.

Le taux de vide, est la fraction du volume de contrôle occupé par la phase vapeur à un instant donné :

$$\varepsilon = \frac{V_g}{V_g + V_l} \quad (2.15)$$

La densité du mélange est donnée par :

$$\rho_m = \varepsilon \rho_g + (1 - \varepsilon) \rho_l \quad (2.16)$$

L'enthalpie du mélange est donnée par :

$$h_m = \frac{\varepsilon \rho_g h_g + (1 - \varepsilon) \rho_l h_l}{\varepsilon \rho_g + (1 - \varepsilon) \rho_l} \quad (2.17)$$

Le titre de l'écoulement, est la fonction du débit vapeur rapportée au débit total :

$$x_d = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \quad (2.18)$$

Le flux massique de la phase vapeur :

$$G_g = \varepsilon \rho_g v_g \quad (2.19)$$

Le flux massique de la phase liquide :

$$G_l = (1 - \varepsilon)\rho_l v_l \quad (2.20)$$

Le flux massique du mélange :

$$G = G_g + G_l \quad (2.21)$$

Le flux volumétrique :

$$j = \varepsilon v_g + (1 - \varepsilon)v_l \quad (2.22)$$

Ainsi, les équations de conservations pour le modèle à écart de vitesse, telles qu'elles sont utilisées dans le code ARTHUR, sont :

a) Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial \tau} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (2.23)$$

b) Conservation de la quantité de mouvement:

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2}{\rho_m} - \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \frac{\rho_l \rho_g}{\rho_m} \bar{v}_{gj}^2 \right) + \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_m g \cos(\theta) + \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_{frot} = 0. \quad (2.24)$$

Avec $\left(\frac{dp}{dz} \right)_{frot} = f \frac{G^2}{2\rho D_h}$. Pour le calcul du coefficient de la perte de pression par frottement dans le canal, Fassi-Fehri (2008) a utilisé la corrélation de Müller-Steinhagen et Heck (1986).

c) Conservation d'énergie:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\rho_m h_m + \frac{G^2}{\rho_m} - p + \rho_m g z \cos(\theta) \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(G h_m + \varepsilon \frac{\rho_l \rho_g}{\rho_m} \bar{v}_{gj} \Delta h_{lg} + \frac{G^3}{2\rho_E^2} + G g z \cos(\theta) \right) = \frac{A_w q''}{V} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Avec:

$$\frac{1}{\rho_M} = \frac{x_d^3}{\varepsilon \rho_g} + \frac{(1 - x_d)^2}{(1 - \varepsilon) \rho_l} \quad (2.26)$$

$$\frac{1}{\rho_E^2} = \frac{x_d^3}{\varepsilon^2 \rho_g^2} + \frac{(1 - x_d)^3}{(1 - \varepsilon)^2 \rho_l^2} \quad (2.27)$$

$$\Delta h_{lg} = h_g - h_l \quad (2.28)$$

$$\bar{v}_{gj} = v_{gj} + (C_0 - 1)j \quad (2.29)$$

v_{gj} est l'écart de vitesse entre les deux phases et C_0 est le coefficient de distribution.

Le nombre des inconnus dans ces équations est supérieurs au nombre des équations à résoudre. D'où la nécessité des équations consécutives pour la fermeture du système d'équation.

Pour le calcul de l'écart de vitesse v_{gj} entre les deux phases et le coefficient de distribution C_0 , Fassi-Fehri (2008) a utilisé la corrélation de Chexal-Lellouch et al. (1992). De plus, il a utilisé la corrélation de Saha-Zuber (1974) pour le calcul du taux de vide et les conditions d'ébullition sous-refroidie. Ces corrélations et leurs domaines d'application sont présentés dans le mémoire de maîtrise de Fassi-Fehri (2008).

2.2 Transfert de chaleur dans le crayon de combustible

Le crayon de combustible représenté dans la figure 2.2 est constitué par le combustible qui est l'Uranium, la gaine qui l'entoure et un gap, entre les deux, pour faciliter l'insertion du combustible dans la gaine.

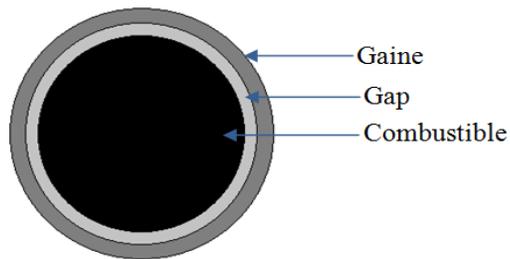


Figure 2.2 : Crayon de combustible.

Les équations principales du transfert de chaleur dans le crayon de combustible proviennent de l'application de l'équation générale de conservation (équation 2.7), sur la gaine et le crayon de combustible toute en respectant les conditions aux limites.

En supposant que les transferts de chaleur dans les directions axiales et angulaires sont négligeables, par rapport au transfert de chaleur dans la direction radiale. Pour le combustible, on remplace ψ par $\rho_c c_c t$, \bar{J}_ψ par $q'' = k_c r \frac{\partial t}{\partial r}$ et S_ψ par q''' . L'équation de transfert de chaleur dans le combustible (i.e., pastille) s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_c r \frac{\partial t}{\partial r} \right) + q''' = \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_c c_c t). \quad (2.30)$$

- t : La température.
- r : La position radiale.
- k_c : La conduction thermique du combustible.
- q''' : Densité de puissance thermique.
- ρ_c : La masse volumique du combustible.
- c_c : La chaleur spécifique du combustible.

Pour la gaine, On remplace ψ par $\rho_g c_g t$, \bar{J}_ψ par $q'' = k_g r \frac{\partial t}{\partial r}$ et S_ψ par 0. L'équation de transfert de chaleur dans la gaine s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_g r \frac{\partial t}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial \tau} (\rho_g c_g t). \quad (2.31)$$

- t : La température.
- r : La position radiale.
- k_g : La conduction thermique de la gaine.
- ρ_g : La masse volumique de la gaine.
- c_g : La chaleur spécifique de la gaine.

Les conditions aux limites :

- En tenant compte de la symétrie radiale de la distribution de la température dans le crayon, au centre la température est maximale donc :

$$\left(\frac{\partial t}{\partial r}\right)_{r=0} = 0. \quad (2.32)$$

- Le flux de chaleur entre le combustible et la gaine est donné par :

$$q'' = h_{gap} (t(r_c) - t(r_{g1})). \quad (2.33)$$

h_{gap} : Conductance thermique du gap (W/m²K).

r_c : Rayon du crayon de combustible.

r_{g1} : Rayon intérieur de la gaine.

$t(r_c)$: Température à la surface du combustible.

$t(r_{g1})$: Température à la surface intérieure de la gaine.

- Le flux de chaleur à la surface du combustible d'après la loi de Fourier s'écrit sous la forme suivante :

$$q'' = -k_c \left(\frac{\partial t}{\partial r}\right)_{r=r_c}. \quad (2.34)$$

- Le flux de chaleur à la surface interne de la gaine d'après la loi de Fourier est donné par :

$$q'' = k_g \left(\frac{\partial t}{\partial r}\right)_{r=r_{g1}}. \quad (2.35)$$

- L'épaisseur du gap δ est très faible. On considère le flux de chaleur entre le combustible et la gaine comme continue :

$$k_g \left(\frac{\partial t}{\partial r}\right)_{r=r_{g1}} = h_{gap} (t(r_c) - t(r_{g1})). \quad (2.36)$$

- À la surface extérieure de la gaine, le flux de chaleur est donné par la loi de Fourier :

$$q'' = -k_g \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_{r=r_{g2}} . \quad (2.37)$$

r_{g2} : rayon extérieur de la gaine.

- La température à la surface extérieur de la gaine est calculée par :

$$t(r_{g2}) = \frac{q''}{htc} + t_{cal} . \quad (2.38)$$

- q'' : Le flux de chaleur à la surface extérieur de la gaine.
- $t(r_{g2})$: La température à la surface extérieure de la gaine.
- t_{cal} : Température moyenne du caloporteur.
- htc : Le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée.

À l'entrée d'un canal de combustible d'un réacteur CANDU, le caloporteur est monophasique. Lorsque la température de caloporteur augmente, un phénomène d'ébullition se produit et l'écoulement devient diphasique. Dans le code ARHTUR, Fassi-Fehri (2008) a utilisé deux corrélations pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée htc , la corrélation de Markoczy (1972) pour l'écoulement monophasique et la corrélation de Chen (1966) pour l'écoulement diphasique.

Dans le code ARTHUR_SCWR, le caloporteur est de l'eau supercritique. Plusieurs corrélations ont été proposées pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau dans des conditions supercritiques. Dans la section (3.2), on a comparé les différentes corrélations développées dans des conditions similaires aux conditions d'opération optimale du réacteur à eau supercritique, à des valeurs expérimentales et on a choisi d'incorporer la corrélation de Mokry et al. (2010) dans le code ARTHUR_SCWR.

Chapitre 3

LE CODE ARTHUR

Le code ARTHUR (Advanced Routine of Thermal-Hydraulic for Unsteady-states Reactors), est un code de calcul thermohydraulique développé à l'École Polytechnique de Montréal par Fassi-Fehri (2008). Ce code simule des écoulements monophasiques et diphasiques dans les réacteurs CANDU. Afin de simuler complètement un réacteur, ce code a été couplé avec le code DONJON, qui est un code de calcul neutronique développé aussi à l'École Polytechnique de Montréal (Varin et al., 2005). Le but de ce projet consiste à adapter la partie thermohydraulique du code ARTHUR, afin qu'il soit utilisé pour l'analyse des réacteurs CANDU_SCWR, qui est la version canadienne du réacteur refroidi à l'eau supercritique. Lors d'une première étape, nous avons découplé le code ARTHUR du code DONJON, pour valider les deux parties, écoulement et transfert de chaleur du code original. Pour la modélisation numérique d'un canal de combustible d'un réacteur CANDU, suite à la complexité de la géométrie et de la structure du réacteur, Fassi-Fehri (2008) a eu recours à des hypothèses et des simplifications géométriques pour faciliter le calcul.

3.1 Hypothèses et simplifications géométriques

Le cœur d'un réacteur CANDU est formé par 380 tubes de forces dans des canaux horizontaux, chaque canal contient un tube de pression, chaque tube de pression contient 12 grappes et chaque grappe contient 37 crayons de combustible, où on insère les pastilles d'Uranium comme le montre la figure 3.1. Le caloporteur et le modérateur sont de l'eau lourde et le combustible est l'Uranium naturel.

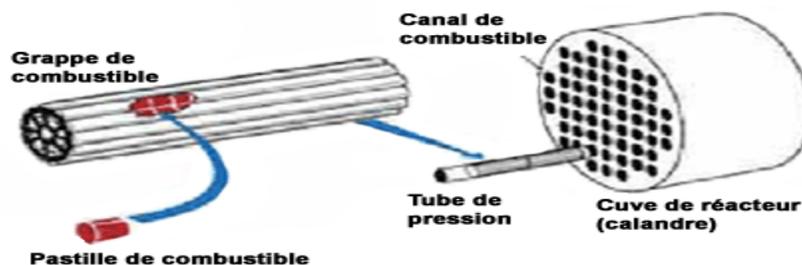


Figure 3.1 : Réacteur CANDU (Cameco, 2013).

Les hypothèses principales pour le développement du code ARTHUR (Fassi-Fehri, 2008) sont les suivantes :

- La simplification de la géométrie complexe d'une grappe de combustible dans le réacteur CANDU en supposant que l'écoulement dans la grappe est représenté par l'écoulement autour du crayon du centre, délimité par un hexagone formé par les centres des crayons de la première couronne comme le montre la figure 3.2.
- La longueur des crayons de combustible a été égalisée à la longueur du canal, sans tenir compte des entretoises.
- On suppose que le flux massique à l'entrée du canal est proportionnel à la surface de passage de l'écoulement dans la géométrie simplifiée. Cette hypothèse est une conséquence du fait que le débit massique est uniforme à l'entrée du canal réel.
- Pour les conditions aux frontières du canal, le flux massique et la température sont fixés à l'entrée et la pression est fixée à la sortie du canal.
- Pour les propriétés thermophysiques et la distribution de température dans le caloporteur, on ne tient compte que des variations axiales, tout en négligeant les variations radiales.

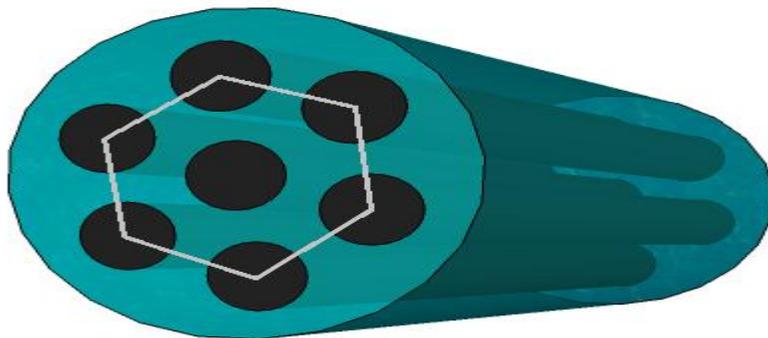


Figure 3.2 : Géométrie simplifiée d'une grappe de combustible d'un réacteur CANDU.

3.2 Validation de la partie thermohydraulique du code ARTHUR

Pour modéliser les écoulements diphasiques, Fassi-Fehri (2008) a choisi le modèle à écart de vitesse qu'on a représenté dans la section 2.1.3, pour calculer les propriétés thermohydrauliques du caloporteur. Dans les réacteurs CANDU, les écoulements diphasiques dans les tubes de forces sont de type vapeur-liquide. On a déjà mentionné que pour le développement du code ARTHUR, on a négligé les variations radiales des propriétés thermohydraulique du caloporteur et on ne tient compte que des variations axiales. Ainsi, les équations de conservation ont été développées suivant une seule direction z (Fassi-Fehri, 2008; Abdellahi, 2009).

Il existe plusieurs options pour modéliser un écoulement diphasique. Le modèle le plus simple est le modèle homogène, qui suppose que les deux phases ont la même vitesse et qu'il existe un équilibre thermodynamique entre les deux phases. Pour ce modèle le temps de calcul est court, mais la précision n'est souvent pas acceptable. Le modèle le plus complexe est le modèle à deux fluides. Dans ce modèle on tient compte du fait que les deux phases ont des propriétés et des vitesses différentes. La précision de ce modèle est plus élevée, mais le temps de calcul est très long. Dans le code ARTHUR, Fassi-Fehri (2008) a choisi le modèle à écart de vitesse comme un juste milieu de point de vue complexité et hypothèses simplificatrices. Ce modèle considère le mouvement relatif entre les deux phases de l'écoulement, au lieu de tenir compte du mouvement de chaque phase seule (Wallis, 1969). Il faut mentionner que ce modèle nécessite plusieurs équations constitutives pour la fermeture du système d'équations. Pour le calcul du coefficient de la perte de pression par frottement dans le canal, la corrélation de Muller-Steinhaggen a été implantée. Pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée entre l'écoulement et la gaine, deux corrélations ont été incorporées. Pour l'écoulement monophasique, on a utilisé la corrélation de Markoczy (1972) et pour l'écoulement diphasique on a utilisé la corrélation de Chen (1966).

Pour le modèle numérique, Fassi-Fehri (2008) a choisi d'utiliser une différenciation finie de second ordre dans l'espace et de premier ordre dans le temps pour résoudre numériquement les équations différentielles de conservations (2.23), (2.24) et (2.25). Il a discrétisé le canal en N points et il a obtenu 3 systèmes de N équations linéaires. Pour résoudre ces équations, il a recours à une méthode matricielle utilisant la méthode d'élimination de Gauss.

Tel que mentionné précédemment, avant de modifier la partie thermohydraulique du code, pour l'adapter aux écoulements d'eau supercritique, on l'a validé, en comparant nos calculs utilisant ARTHUR à des valeurs expérimentales (Aubé, 1996).

Les expériences d'Aubé (1996) ont été réalisées dans un tube de diamètre 13.4 mm et de longueur 2.16 m avec les conditions d'opération indiquées dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1: Les conditions d'opération pour les expériences d'Aubé (1996).

Expériences	Pression de sortie (MPa)	Température d'entrée (K)	Flux massique ($\text{kg/m}^2/\text{s}$)	Flux de chaleur (W/m^2)
19m	4.224	372.45	5243	0
37m	4.2085	372.55	7119	0
38m	4.212	372.45	7119	3048
23	1.9824	477.67	4070	1035
31	1.365	454.15	9923	2008
44v	1.61	435.95	4523	3312

Pour les deux expériences 19m et 37m représentées respectivement sur les figures 3.3 et 3.4, le flux de chaleur est nul. L'écoulement à l'entrée est monophasique et il le reste le long du tube. Pour l'expérience 38m représentée à la figure 3.5, le flux de chaleur n'est pas nul, mais on n'est pas passé par le point d'ébullition le long de la section d'essai. Pour ces trois expériences on n'a que des écoulements monophasiques. On observe sur les figures un accord entre les calculs numériques et les valeurs expérimentales. L'écart moyen obtenu entre la perte de pression calculée et la perte de pression expérimentale égal à 0.045%.

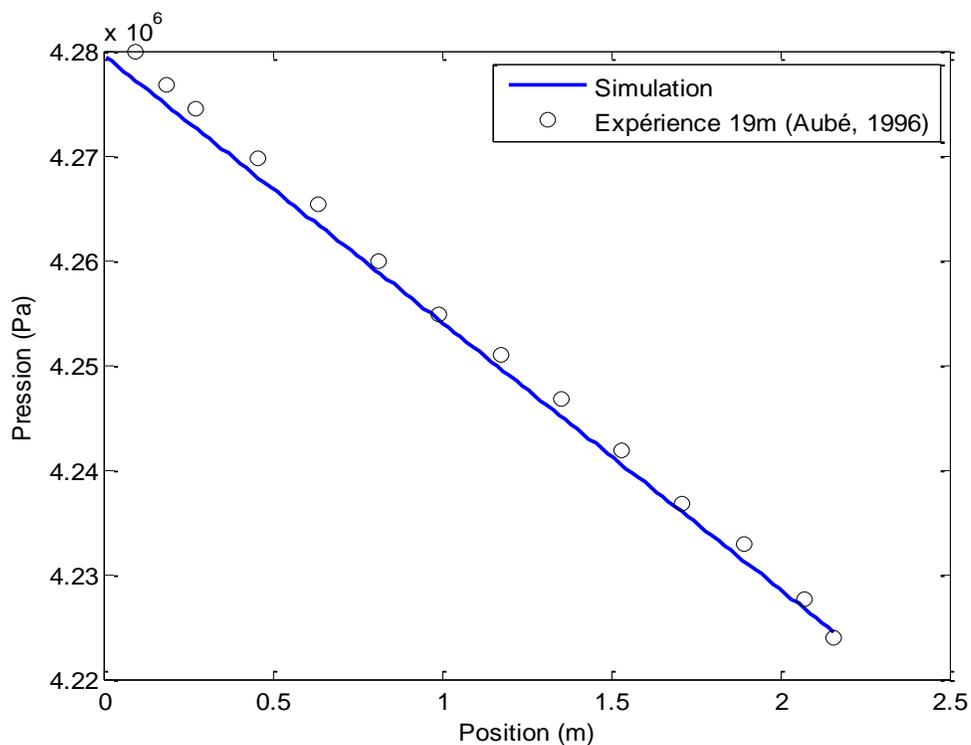


Figure 3.3 : Chute de pression dans l'expérience 19m.

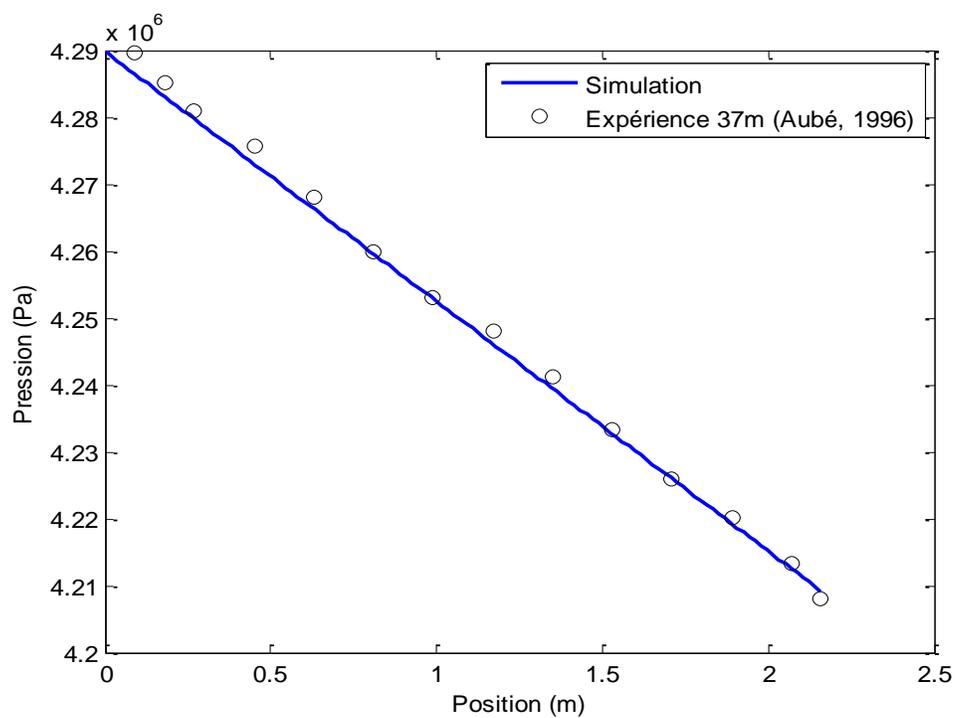


Figure 3.4 : Chute de pression dans l'expérience 37m.

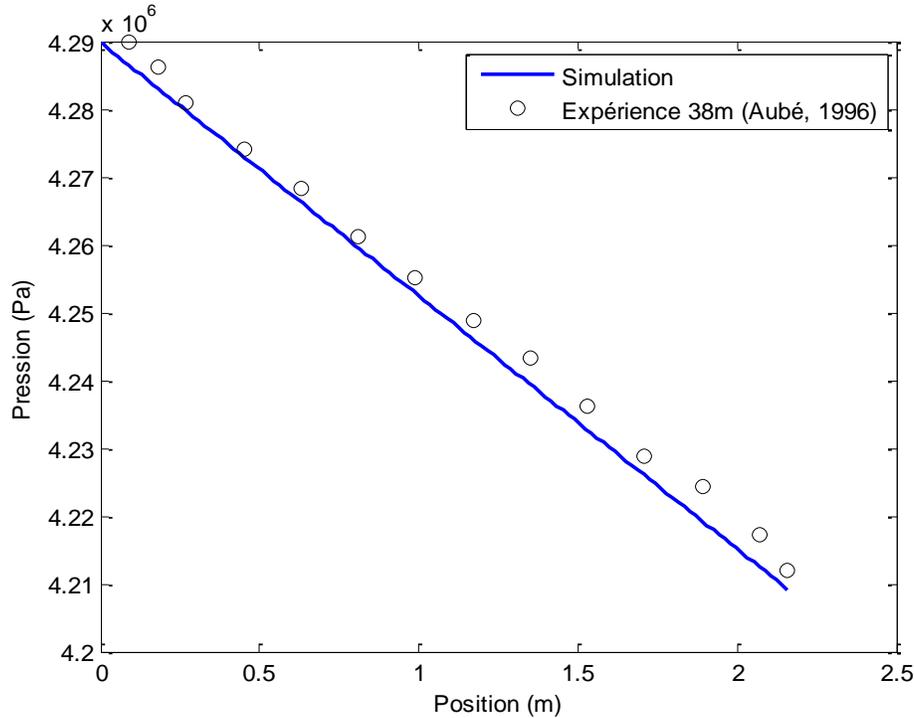


Figure 3.5 : Chute de pression dans l'expérience 38m.

Pour les expériences 23, 31 et 44v, représentées par les figures 3.6 - 3.11, on a des écoulements diphasiques. L'écart moyen calculé pour la chute de pression, entre le calcul numérique et les valeurs expérimentales, est de l'ordre de 2.5%. Les différences entre le calcul numérique et les valeurs expérimentales observées dans le canal sont possiblement dues au fait que le code ne dispose pas d'un modèle pour l'ébullition sous refroidie. Ceci est confirmé par les simulations de taux de vide pour les expériences 23, 31 et 44v représentées aux figures 3.7, 3.9 et 3.11. On note sur ces figures que le code ne prédit pas correctement la distribution du taux de vide aux proximités du début de l'ébullition. Cependant, les prédictions convergent vers les valeurs expérimentales dans la région d'ébullition saturée, i.e., $x > 0$. Il est clair que ce comportement typique du phénomène d'ébullition en convection forcée ne concerne pas notre cas, c'est-à-dire le comportement thermohydraulique de l'eau à l'état supercritique (i.e., écoulement monophasique).

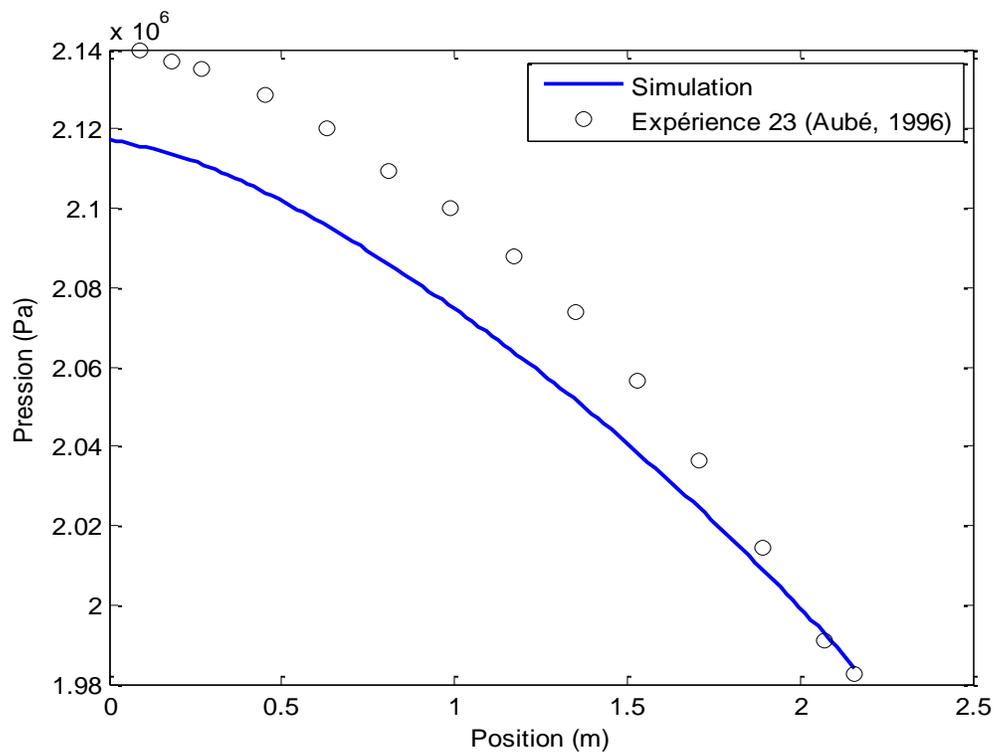


Figure 3.6 : Chute de pression dans l'expérience 23.

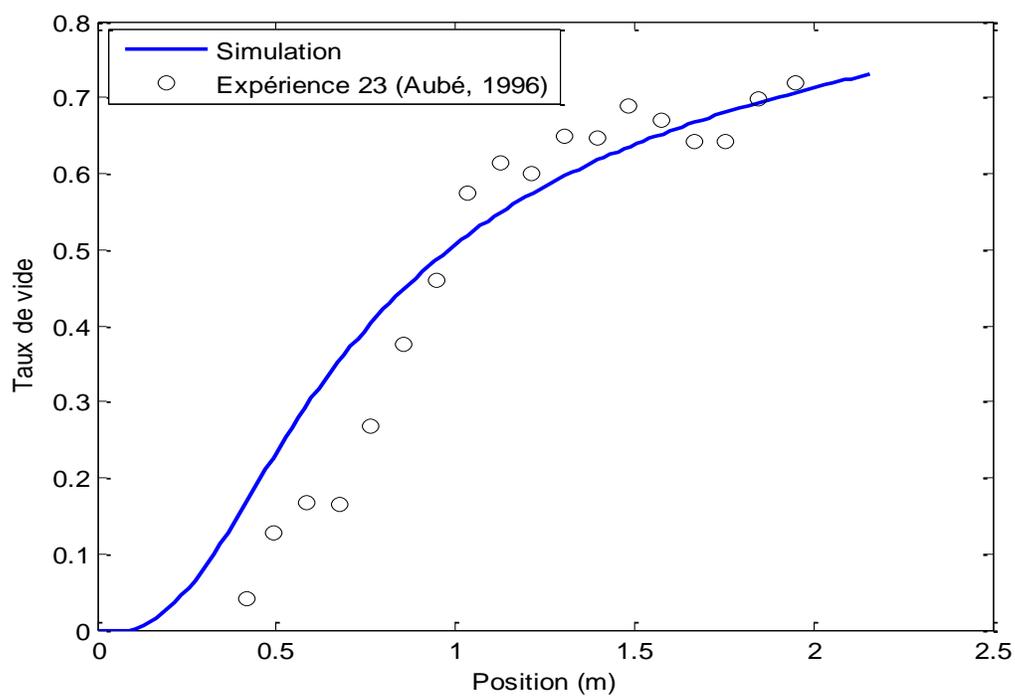


Figure 3.7 : Variation du taux de vide dans l'expérience 23.

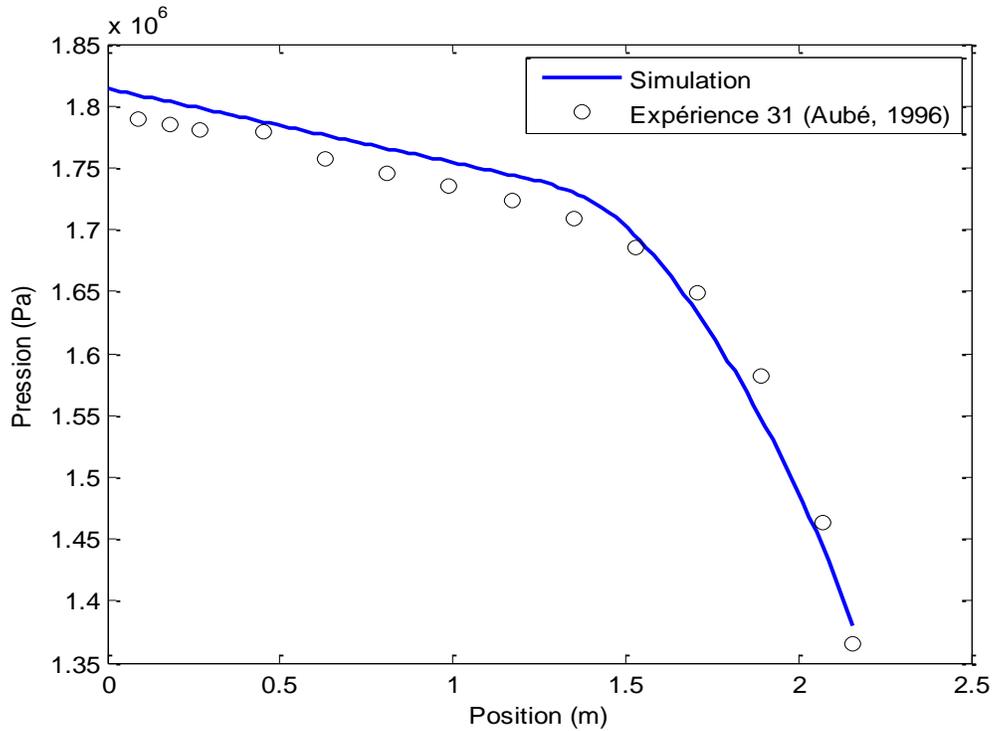


Figure 3.8 : Chute de pression dans l'expérience 31.

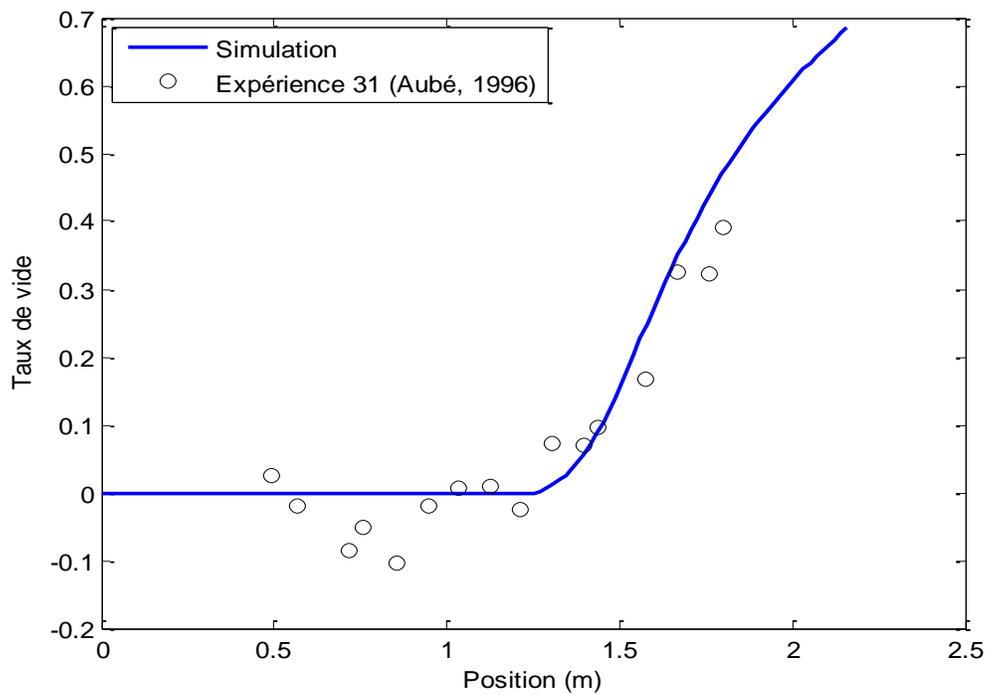


Figure 3.9 : Variation du taux de vide dans l'expérience 31.

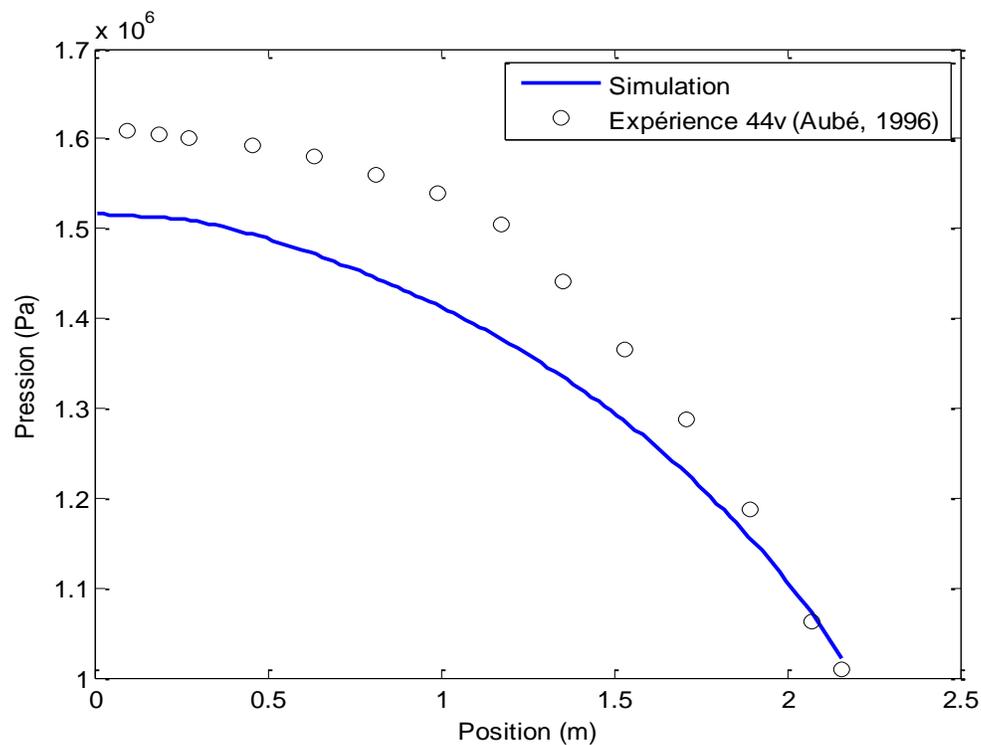


Figure 3.10 : Chute de pression dans l'expérience 44v.

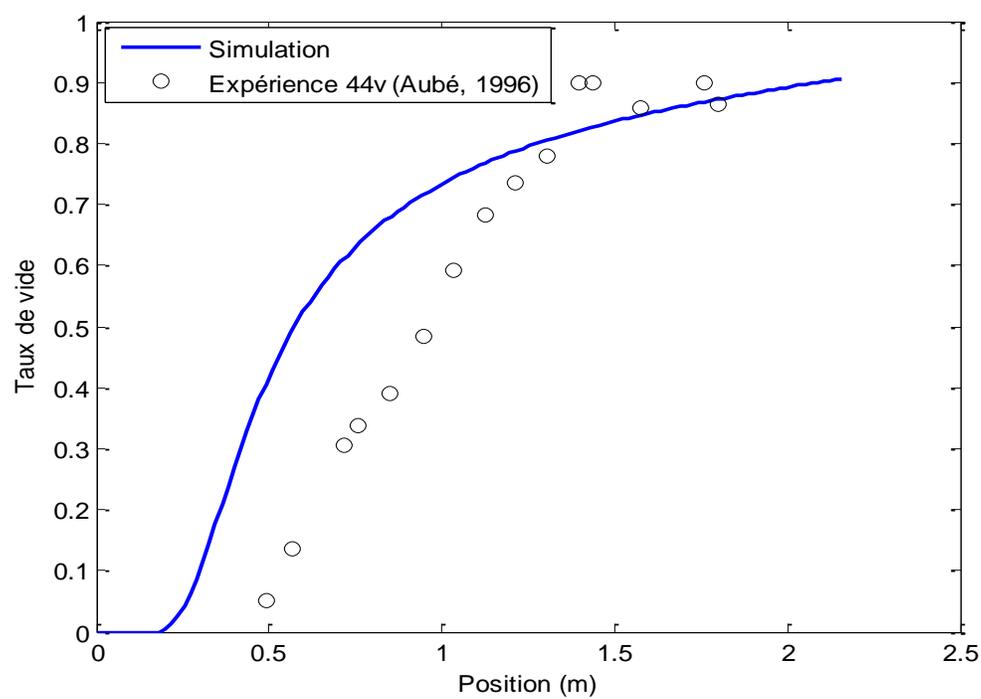


Figure 3.11 : Variation du taux de vide dans l'expérience 44v.

3.3 La partie transfert de chaleur du code ARTHUR

La grappe de combustible d'un réacteur CANDU contient 37 crayons de combustible, répartis en couronnes comme le montre la figure 3.12. Chaque crayon de combustible est constitué par des pastilles de combustibles insérés dans des gaines de Zirconium. Pour insérer facilement les palettes de combustible dans la tige, un gap de l'ordre de $1\mu m$ entre les pastilles et le tube de Zirconium est nécessaire (figure 3.13). À cause de la conductance thermique du gap on a une différence de température entre la surface interne de la gaine et la surface externe du combustible.

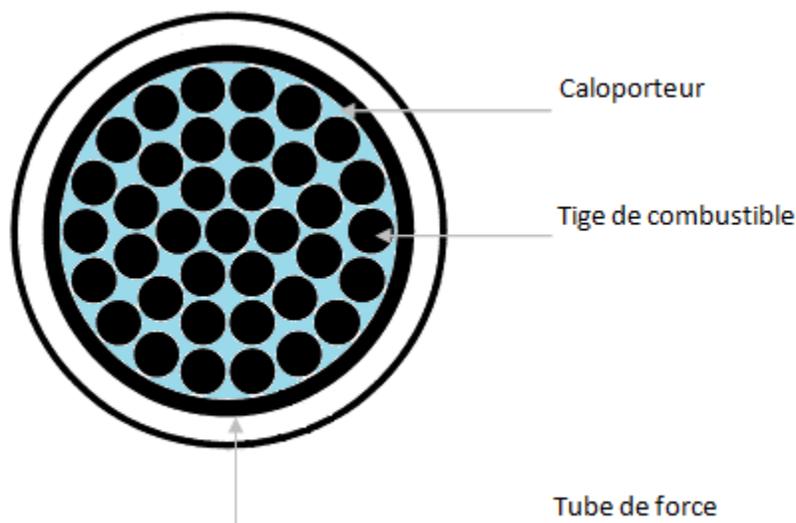


Figure 3.12 : Grappe de combustible d'un réacteur CANDU.

3.3.1 Hypothèses et simplifications

Pour modéliser la tige du combustible Fassi-Fehri (2008) a recours à des simplifications géométriques. Il a supposé que le combustible est une tige cylindrique homogène de longueur égale à la longueur du canal, représenté par la figure 3.13. Cependant, la dilatation du combustible suite à l'augmentation de la température est négligée. La pression dans le combustible est supposée constante ce qui justifie le fait qu'on peut considérer que la conductance thermique entre les pastilles et les tubes est constante et égale à 10 kW/mK .

La gaine du CANDU est un alliage de Zirconium dont la conductivité thermique est calculé par la relation suivante :

$$k_{gap} = 12.767 - 5.4348 \times 10^{-4}T + 8.9818 \times 10^{-6}T^2. \quad (3.1)$$

La conductivité thermique k_{gap} est en $W/m/K$ et la température T est en K .

Le combustible est de l'Uranium naturel, ainsi sa conductivité thermique est calculée par :

$$k_c = \frac{100}{7.5408 + \frac{17.692T}{1000} + 3.6142 * \left(\frac{T}{1000}\right)^2} + \frac{6400}{\left(\frac{T}{1000}\right)^{2.5} e^{\left(\frac{16.35}{\left(\frac{T}{1000}\right)}\right)}}. \quad (3.2)$$

La conductivité thermique k_c est en $W/m/K$ et la température T est en K .

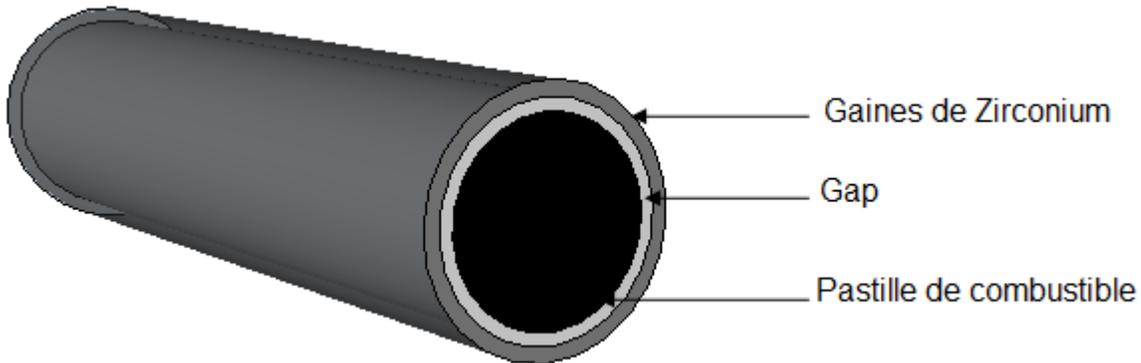


Figure 3.13 : Crayon de combustible.

3.3.2 Modélisation numérique et validation

Pour le calcul du profil de température dans le crayon, on utilise une discrétisation radiale de second ordre dans l'espace, et une discrétisation implicite du premier ordre dans le temps. Les équations de conservation (2.30) et (2.31) discrétisées, toute en tenant compte des conditions aux limites (2.32), (2.33), (2.34), (2.35), (2.36), (2.37) et (2.38), sont présentées par la suite.

Il faut remarquer que seulement la forme stationnaire de ces équations est utilisée dans le code ARTHUR-SCWR. En tenant compte que l'indice i représente la position radiale, ces équations sont exprimées comme suit :

Au centre de la tige, l'équation (2.30) devient :

$$-3T_i + 4T_{i+1} - T_{i+2} = 0 \quad (3.3)$$

Dans le combustible, l'équation (2.31) devient :

$$k_{ci} \left(1 - \frac{\Delta r_c}{2r_i}\right) T_{i-1} + 2k_{ci} T_i - k_{ci} \left(1 + \frac{\Delta r_c}{2r_i}\right) T_{i+1} = q''' \Delta r_c^2 \quad (3.4)$$

À la surface extérieure du combustible nous avons :

$$2\Delta r_g \left(\frac{h_{gap}}{k_g}\right)_i T_{i-1} - \left(3 + 2\Delta r_g \left(\frac{h_{gap}}{k_g}\right)_i\right) T_i + 4T_{i-1} - T_{i-1} = 0 \quad (3.5)$$

Dans la gaine, l'équation (2.22) devient :

$$k_{gi} \left(1 - \frac{\Delta r_g}{2r_i}\right) T_{i-1} + 2k_{gi} T_i - k_{gi} \left(1 + \frac{\Delta r_g}{2r_i}\right) T_{i+1} = 0 \quad (3.6)$$

À la surface extérieure de la gaine, l'équation (2.26) s'écrit comme suit :

$$T_{i-2} - 4T_{i-1} + \left(3 + 2\Delta r_g \left(\frac{h_c}{k_g}\right)_i\right) T_i = 2\Delta r_g \left(\frac{h_c}{k_g}\right)_i T_{bi} \quad (3.7)$$

Ces équations ont été résolues sous forme matricielle en utilisant la méthode d'élimination de Gauss. Étant donné que le même modèle numérique dans le code ARTHUR est utilisé dans le code ARTHUR_SCWR, nous avons vérifié la validité de cette partie du code en comparant la solution numérique à une solution analytique présentée dans l'ANNEXE II du mémoire de Fassi-Fehri (2008).

À la figure 3.14, on compare le calcul numérique au calcul analytique. La partie en bleu de la figure présente la distribution de température dans le crayon de combustible. La partie en vert présente la distribution de température dans la gaine et la partie en rouge représente la variation de la température entre la surface extérieure du crayon de combustible et la surface interne de la gaine (i.e., dans le gap). Sur cette figure, on observe un accord entre le calcul numérique et le calcul analytique. L'écart moyen obtenu entre le calcul numérique et analytique est de l'ordre de 0.5% pour la température du combustible. Pour le calcul de la température de la gaine l'écart moyen est de l'ordre de $2.10^{-2}\%$. Les écarts moyens calculés sont faibles ce qui valide ce modèle dans la prédiction du transfert de chaleur dans la tige de combustible.

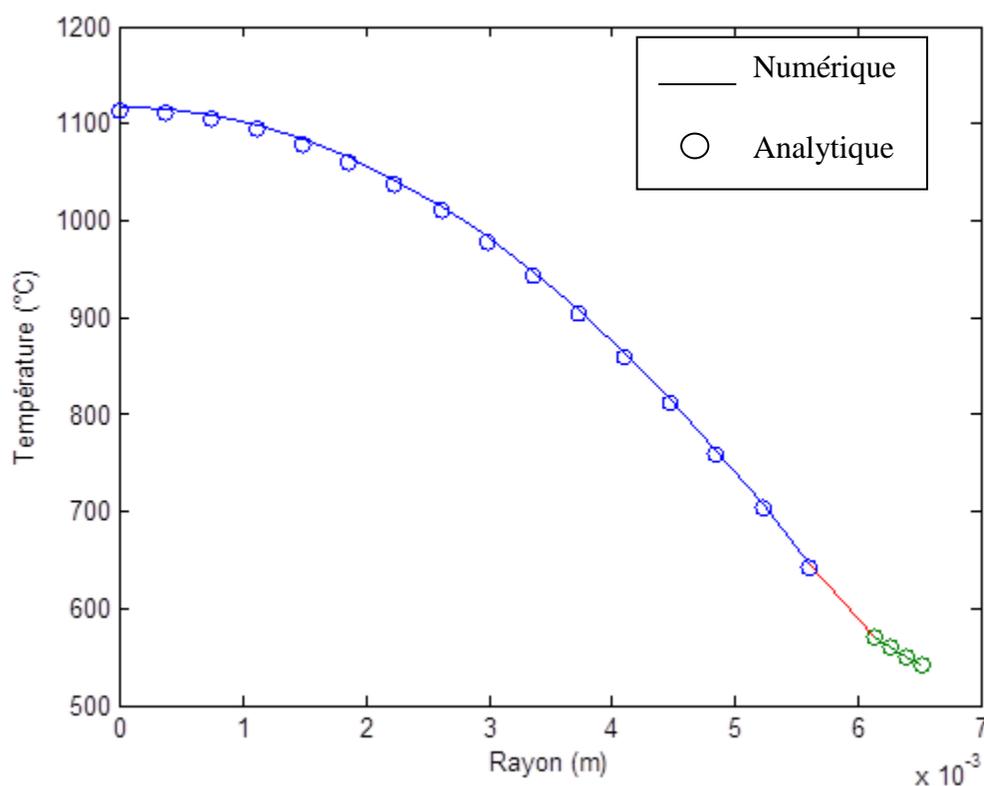


Figure 3.14 : Distribution de la température dans un crayon de combustible.

3.4 Les limites des modèles utilisés dans le code ARTHUR

Dans le mémoire de Fassi-Fehri (2008), trois limites du code ARTHUR ont été discutées. La première limite concerne l'utilisation du modèle à écart de vitesse et les corrélations utilisées pour le calcul du taux de vide et du titre de l'écoulement. En fait, les équations de conservation sont développées pour un système en équilibre, et d'après Tye et al. (1995), le taux de vide et le titre de l'écoulement doivent découler des équations et non pas être imposés par des corrélations. La deuxième limite est le fait que les conditions d'opération du réacteur CANDU dépassent les domaines de validité des corrélations utilisées dans le code. Les deux premières limites ne concernent pas notre projet. En effet, dans le code ARTHUR_SCWR, on a adopté l'hypothèse que l'écoulement de l'eau supercritique est monophasique. Ainsi, on n'a pas utilisé le modèle à écart de vitesse. De plus, après une étude comparative entre les différentes corrélations existantes dans la littérature, et qui ont été développées dans des conditions similaires aux conditions d'opérations optimales des réacteurs refroidis à l'eau supercritique, nous avons choisi les corrélations adéquates pour les implanter par la suite dans le code ARTHUR_SCWR.

La limite qui concerne notre projet est le fait que les modules utilisés pour le calcul des propriétés thermophysiques de l'eau ne sont pas valide pour des conditions supercritique. Pour cette raison nous avons utilisé le logiciel REFPROP du NIST (Lemmon et al., 2010), et on l'a validé en comparant ses calculs à des valeurs de la table de Shmidt (1982).

Chapitre 4

PERTE DE PRESSION PAR FROTTEMENT ET TRANSFERT DE CHALEUR PAR CONVECTION FORCÉE POUR L'EAU SUPERCRITIQUE

Pour le calcul de la perte de pression par frottement dans le canal du réacteur et pour la prédiction de la température à la surface extérieure de la gaine du combustible, on doit utiliser des corrélations qui ont été développées dans des conditions supercritiques. Ainsi, pour la pertinence de nos calculs, on doit choisir les corrélations adéquates pour les incorporer, par la suite, dans le code ARTHUR-SCWR. Pour cela, on a comparé des calculs numériques, en utilisant plusieurs corrélations qu'on a trouvé dans la littérature, à des valeurs expérimentales obtenues dans des conditions similaires à celles des conditions d'opération du réacteur CANDU-SCWR.

4.1 Perte de pression par frottement

Il n'existe aucune corrélation précise pour calculer le facteur de perte de pression par frottement pour l'eau à des pressions supercritiques (Piro et Duffey, 2007). Ceci est dû au manque des données expérimentales. En effet, les expériences dans des conditions supercritiques sont coûteuses et le nombre des publications est assez limité. Il existe des corrélations qui ont été développées à des pressions supercritiques pour l'eau et d'autres fluides supercritiques tels que le CO₂ et le Fréon.

Dans la partie ce qui suit, l'indice b signifie que la propriété est calculée à la température moyenne de l'écoulement, et l'indice w signifie que la propriété est calculée à la température de l'écoulement à la surface interne de la paroi chauffé.

4.1.1 Les corrélations pour la prédiction de la perte de pression par frottement

La corrélation la plus utilisée pour le calcul du coefficient de la perte de pression par frottement a été proposé par Filonenko (1954) :

$$f = \frac{1}{(0.79 \ln Re_b - 1.64)^2} \quad (4.1)$$

avec Re_b est le nombre du Reynolds calculé en utilisant les propriétés thermophysiques du fluide déterminées à la température moyenne de l'écoulement.

La corrélation de Filonenko (1954) a été développée pour des écoulements monophasique. Ota et al. (2002) ont filmé l'écoulement d'un fluide supercritique et leurs résultats montrent que la densité du fluide à la paroi est beaucoup plus faible que la densité moyenne de l'écoulement. Ainsi, l'écoulement d'un fluide supercritique est considéré comme étant un écoulement stratifié plutôt que monophasique. Pour tenir compte de ce gradient de densité important, plusieurs corrections ont été proposées.

Mikheev (1956) propose la corrélation suivante, en tenant compte de la différence entre la densité moyenne de l'écoulement et la densité du fluide à la surface interne de la paroi chauffée :

$$f = f_0 \left(\frac{Pr_w}{Pr_b} \right)^{1/3} \quad (4.2)$$

Le coefficient f_0 est calculé à partir de l'équation de Filonenko (4.1), Pr_w est le nombre de Prandtl calculé à la température au niveau de la paroi chauffée et Pr_b est le nombre de Prandtl calculé à la température moyenne de l'écoulement. cette corrélation est valide pour des écoulements dans des tubes lisses et des nombres de Reynolds supérieurs à 4000.

De plus, Popov (1967) a proposé la corrélation suivante pour le calcul du coefficient de la perte de pression par frottement pour le CO_2 :

$$f = f_0 \left(\frac{\rho_{b-w}^{ave}}{\rho_b} \right)^{0.74} \quad (4.3)$$

Le coefficient f_0 est calculé à partir de l'équation de Filonenko (4.1), ρ_{b-w}^{ave} : est la densité moyenne entre la température de la paroi chauffée et celle du fluide. Cette corrélation a un degré d'incertitude de $\pm 5\%$. Avec un degré d'incertitude plus important (i.e., $\pm 10\%$), cette corrélation a été approximée par l'expression suivante :

$$f = f_0 \left(\frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.74} \quad (4.4)$$

En étudiant le coefficient de la perte de pression par frottement dans un tube chauffé, Tarasova et Leont'ev (1968) ont proposé la corrélation suivante :

$$f = f_0 \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.22} \quad (4.5)$$

Le coefficient f_0 est calculé à partir de l'équation de Filonenko, μ_w est la viscosité du fluide à la surface interne de la paroi chauffée et μ_b est la viscosité moyenne de l'écoulement. Cette corrélation a été obtenue avec une déviation de $\pm 5\%$ entre les points expérimentaux et leur interpolation.

Kondrate'ev (1969), en compilant des données expérimentales la perte de pression a proposé la corrélation suivante :

$$f = 0.188 Re_b^{-0.22} \quad (4.6)$$

où Re_b est le nombre de Reynolds calculé à partir de la viscosité moyenne du fluide. En dehors de la région pseudocritique, cette corrélation donne une incertitude de $\pm 10\%$ par rapport aux données expérimentales. L'incertitude devient beaucoup plus importante dans la région pseudocritique. En fait cette corrélation ne tient pas compte du gradient de température entre le fluide à l'intérieur de l'écoulement et à la surface interne de la paroi chauffée.

En analysant d'anciennes corrélations et en compilant des données expérimentales, Kaji et al. (1978) ont proposé la corrélation suivante, qui tient compte de l'effet de la température sur la viscosité et la masse volumique :

$$f = f_0 \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.25} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.05} \quad (4.7)$$

Cette corrélation, en la comparant aux données expérimentales donne une incertitude de $\pm 15\%$.

Razumovskiy et al. (1984) ont développé deux corrélations pour le calcul du coefficient de la perte de pression par frottement. La première a été proposée pour une zone d'écoulement visqueux d'eau limité par une faible enthalpie moyenne du fluide (i.e., $h_b = 650 \text{ kJ/kg}$) :

$$f = f_0(1 - 0.5(1 + M)^n \log_{10}(1 + M)) \quad (4.8)$$

où le coefficient f_0 est calculé à partir de l'équation de Filonenko (4.1), $M = \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right) \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0.17}$ et $n = 0.17 - 2 \times 10^{-6} \text{Re}_b + \frac{1800}{\text{Re}_b}$. Cette corrélation a une incertitude de $\pm 10\%$ d'après Razumovskiy (2003).

Dans la première corrélation, Razumovskiy et al. (1984) tiennent compte de l'effet de la température sur la viscosité, alors que pour une zone d'un écoulement d'eau en régime visco-inertiel, d'enthalpie élevée et de quotient $\frac{q}{G} > 0.8 - 1.0 \text{ kJ/kg}$, le gradient de densité entre le fluide à l'intérieur de l'écoulement et celui à la surface intérieure de la paroi chauffée, devient plus important. Ils ont proposé la corrélation suivante en tenant compte de l'effet de la température sur la viscosité et la densité :

$$f = f_0 \left(\frac{\mu_w \rho_w}{\mu_b \rho_b} \right)^{0.15} \quad (4.9)$$

Cette corrélation a une incertitude de $\pm 15\%$.

Pour un écoulement d'un fluide supercritique dans un tube chauffé, Kirillov et al. (1990) ont proposé la corrélation suivante :

$$f = f_0 \left(\frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.4} \quad (4.10)$$

f_0 est calculé à partir de l'équation de Filonenko. L'équation (4.10) est valide pour des quotients de pressions $\frac{P}{P_{cr}} = 1.016 - 1.22$ et des nombres de Reynolds $Re = 8 \times 10^4 - 1.5 \times 10^6$. La pression P_{cr} est la pression critique et P est la pression de l'écoulement.

Yamshita et al. (2003), en compilant des données expérimentales obtenues d'un écoulement de R22 dans un tube de diamètre 4 mm dans des conditions supercritique, proposent la corrélation suivante avec $\pm 15\%$ d'incertitude :

$$f = f_0 \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.72} \quad (4.11)$$

où f_0 est calculé à partir de l'équation suivante :

$$f_0 = \frac{0.314}{0.7 - 1.65 \log Re + (\log Re)^2} \quad (4.12)$$

Garimella (2008) a développé une corrélation, en utilisant des données expérimentales obtenues à partir des écoulements de Fréon R410A et R404A. Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$f = a f_0 \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^b \quad (4.13)$$

Dans les régions où l'écoulement se comporte comme un liquide, $a = 1.16$ et $b = 0.91$. Dans la région pseudocritique, $a = 1.31$ et $b = 0.25$. Dans la région où l'écoulement se comporte comme un gaz, $a = 1.19$ et $b = 0.17$. f_0 est calculé à partir de l'équation de Churchill (1977). Cette équation tient compte de la rugosité ε de la surface intérieure du tube :

$$f_0 = 8 \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + A^{-3/2} \right]^{1/12} \quad (4.14)$$

$$A = \left(\frac{37.530}{Re} \right)^{16} + \left\{ -2.457 \ln \left[\left(\frac{7}{Re} \right)^{0.9} + 0.27 \frac{\varepsilon}{D} \right] \right\}^{16} \quad (4.15)$$

Avec Re est le nombre de Reynolds de l'écoulement et D le diamètre hydraulique.

Fang et al. (2011) ont proposé la corrélation suivante pour un écoulement dans un tube lisse :

$$f = 0.25 \left[\log \left(\frac{150.39}{Re^{0.98865}} - \frac{152.66}{Re} \right) \right]^{-2} \quad (4.16)$$

Cette corrélation donne des incertitudes faibles pour des nombres de Reynolds compris entre 3000 et 10^8 . Mais elle ne tient pas compte de l'effet du gradient de température entre l'écoulement et la paroi chauffée du tube sur la viscosité et la densité. Ainsi, Fang et al. (2012), en se basant

sur 390 données expérimentales de Fréon R410A, R404A et CO₂, ont proposé une nouvelle corrélation :

$$f = f_0 \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.49} \left(\frac{\rho_w}{\rho_{pc}} \right)^{1.31} \quad (4.17)$$

avec ρ_{pc} est la densité du fluide calculé à la température pseudocritique et f_0 est calculée par la corrélation proposé par Fang et al. (2011) :

$$f_0 = 1.613 \left[\ln \left(0.234 \left(\frac{\varepsilon}{D} \right)^{1.1007} - \frac{60.525}{Re^{1.1105}} + \frac{56.291}{Re^{1.0712}} \right) \right]^{-2} \quad (4.18)$$

avec ε est la rugosité du tube et D est le diamètre hydraulique de l'écoulement. Cette corrélation, en la comparant à des anciennes corrélations, augmente la précision de la prédiction de la perte de pression par frottement de 10%.

4.1.2 Validation et choix de corrélation

Pour choisir la corrélation la plus précise afin de l'incorporer par la suite dans le code ARTHUR-SCWR, on a comparé des calculs numériques à des données expérimentales de Ishiga et al. (1976). Les valeurs expérimentales ont été obtenue pour un écoulement d'eau ascendant dans une conduite circulaire de longueur égale à 625 mm et de diamètre égal à 3.92 mm. La pression de sortie de l'écoulement est 25.3 MPa et son flux massique est égal à 1000 kg/m²s.

Pour comparer les différentes corrélations, on a calculé l'écart type ET et l'écart moyen EM entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales en utilisant respectivement les équations suivantes :

$$ET = \sqrt{\frac{1}{N} \sum \left(\frac{\alpha_{cal} - \alpha_{exp}}{\alpha_{exp}} \right)^2} \quad (4.19)$$

$$EM = \frac{1}{N} \sum \left| \frac{\alpha_{cal} - \alpha_{exp}}{\alpha_{exp}} \right| \quad (4.20)$$

Les résultats des comparaisons sont représentés dans le tableau 4.1. On peut observer que les écarts types et les écarts moyens obtenus sont importants. Ce qui nous mène à déduire qu'aucune

des corrélations proposées ne prédit avec précision le facteur de la perte de pression par frottement pour un écoulement d'eau dans des conditions supercritique.

Tableau 4.1 : L'écart type et l'écart moyen entre le calcul numérique et les valeurs expérimentales pour le calcul de la perte de pression par frottement pour l'eau supercritique.

Références	ET (%)	EM (%)
Filonenko (1954)	48.08	45.26
Mikheev (1956)	49.28	47.64
Popov (1967) ¹	51.07	49.20
Popov (1967) ²	54.51	53.32
Tarasova et Leont'ev (1968)	48.99	46.28
Kondrate'ev (1969)	54.03	52.77
Kaji et al. (1977)	47.03	44.02
Razumovskiy et al. (1984)	50.02	47.72
Kirillov et al. (1990)	51.61	49.85
Yamashina et al. (2003)	83.20	82.91
Garimella (2008)	43.29	36.09
Fang et al. (2011)	48.10	45.26
Fang et al. (2012)	63.09	60.94

¹ La corrélation de Popov (1967) en fonction de la densité moyenne entre le fluide et la paroi chauffée.

² La corrélation de Popov (1967) en fonction de la densité de l'écoulement à la paroi chauffée.

Cependant, la corrélation de Garimella (2008) a les valeurs de l'écart type et de l'écart moyen les plus faibles. En effet, sur la figure 4.1 on observe que cette corrélation donne une estimation plus proche des valeurs expérimentales dans la région où l'enthalpie de l'eau supercritique est élevée (e.i., $h_b > 2250 \text{ kJ/kg}$), et elle sous estime clairement ce coefficient pour des enthalpies plus faibles. Suite au fait que cette corrélation a l'*ET* et l'*EM* les plus faibles par rapport à ceux calculés par les autres corrélation, on a choisi de l'incorporer dans le code ARTHUR_SCWR.

Dans la section 6.4.1, on évaluera l'influence de la perte de pression par frottement sur la pertinence de nos calculs lors de la simulation d'un canal de combustible dans un CANDU-SCWR pour des grappes de type CANFLEX.

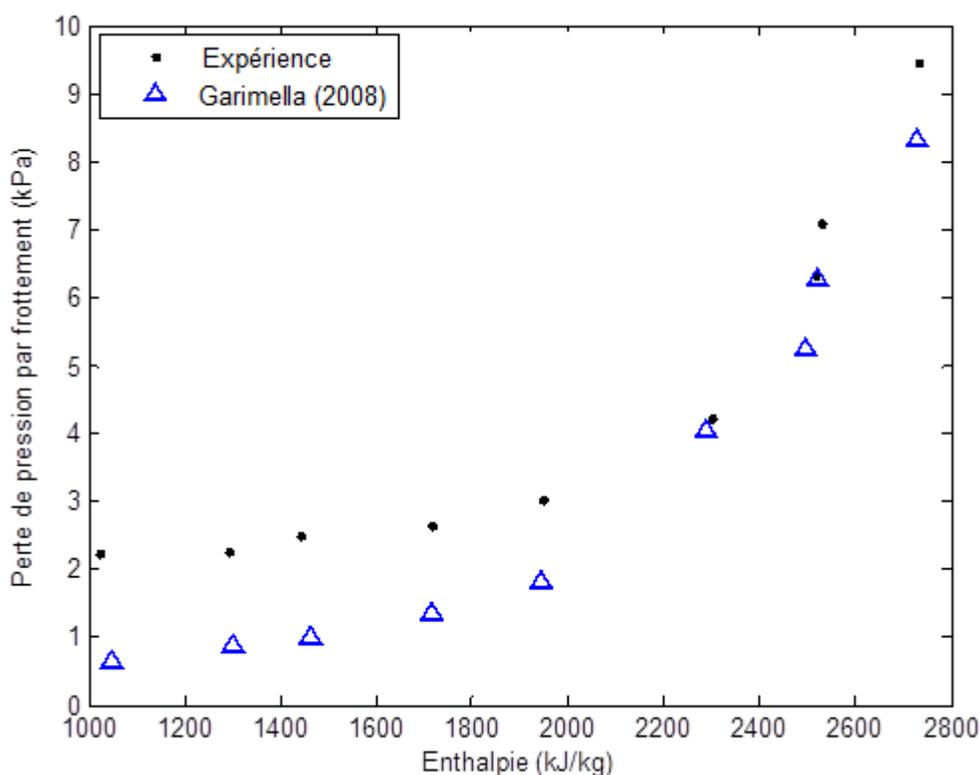


Figure 4.1 : Comparaison entre la corrélation de Garimella (2008) et les valeurs expérimentales obtenues par Ishiga et al. (1976) pour la perte de pression par frottement pour l'eau supercritique.

4.2 Transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique

La température à la surface extérieure de la gaine d'un crayon de combustible dans un réacteur nucléaire est calculée par l'expression suivante :

$$T_{gaine} = \frac{q''}{htc} + T_{calo} \quad (4.21)$$

où htc est le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée, q'' est le flux de chaleur à travers la paroi extérieure d'un crayon de combustible et T_{calo} est la température moyenne du caloporteur.

Les variations impressionnantes des propriétés thermophysiques de l'eau à des pressions supercritiques influencent le transfert de chaleur par convection forcée. Trois régimes de transfert de chaleur peuvent avoir lieu dans le canal de combustible d'un réacteur nucléaire refroidi à l'eau supercritique :

- Régime normal de transfert de chaleur : le profil du coefficient de transfert de chaleur pour ce régime, hors de la région critique et pseudocritique, est semblable à celui de l'eau sous-critique. Ainsi, il peut être calculé par la corrélation de Dittus et Boelter (1930) qui est développée pour calculer le coefficient de transfert de chaleur pour des écoulements monophasiques.
- Régime détérioré de transfert de chaleur : ce régime est caractérisé par une valeur plus basse du coefficient de transfert de chaleur par rapport à celle du régime normal, donc une température à la paroi plus élevée. On a calculé le flux de chaleur minimal à partir duquel le transfert de chaleur se détériore en utilisant la corrélation proposée par Mokry et al. (2010) :

$$q_{dht} = -58.97 + 0.745G \quad (4.22)$$

où G est le flux massique dans le canal.

- Régime amélioré de transfert de chaleur : ce régime est caractérisé par une valeur plus élevée du coefficient de transfert de chaleur par rapport à celle du régime normal, donc une température à la paroi plus basse.

L'importance du phénomène de transfert de chaleur par convection forcée pour des écoulements d'eau supercritique dans le canal de combustible, nous mène à comparer des corrélations

proposées dans la littérature disponible, à des valeurs expérimentales obtenues par Mokry et al. (2010) et Yamagata et al. (1972), dont le but de choisir la corrélation adéquate pour l'incorporer par la suite dans le code ARTHUR_SCWR. Dans la section suivante, nous présentons les corrélations utilisées dans nos comparaisons.

4.2.1 Les corrélations pour la prédiction du transfert de chaleur par convection forcée

Le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée est calculé par la formule suivante :

$$htc = \frac{k Nu}{D_h} \quad (4.23)$$

où k est la conductivité thermique en $W/m/K$, D_h est le diamètre hydraulique en m et Nu est le nombre de Nusselt, qui est un nombre adimensionnel qui représente le rapport entre le transfert thermique totale et le transfert thermique par conduction.

Il n'existe aucune méthode analytique pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée. Ceci est dû aux difficultés de traiter les variations significatives des propriétés thermohydrauliques du fluide supercritique, surtout pour des écoulements turbulents et pour des flux de chaleur élevés (Pioro et Mokry, 2011). Les différentes corrélations proposées pour estimer ce coefficient, ont été développées en compilant différentes données expérimentales, et par la suite généralisées. Dans ce qui suit, l'indice b signifie que la propriété est calculée à la température moyenne de l'écoulement, et l'indice w signifie que la propriété est calculée à la température de l'écoulement à surface interne de la paroi chauffée.

Suite à une analyse dimensionnelle, en tenant compte des variations des différentes propriétés thermophysiques, du gradient de température important entre l'écoulement et la paroi chauffée et de l'effet de la vitesse de l'écoulement sur le transfert de chaleur, la majorité de ces corrélations proposées sont sous la forme suivante (Mokry et al., 2010) :

$$Nu_b = C Re_b^{n1} Pr_b^{n2} \left(\frac{k_w}{k_b}\right)^{n3} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^{n4} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{n5} \quad (4.24)$$

où Re_b est le nombre de Reynolds donné par :

$$Re_b = \frac{GD_h}{\mu_b} \quad (4.25)$$

avec G est le flux massique en kg/m^2s , D_h est le diamètre hydraulique et μ_b est la viscosité de l'écoulement en $Pa.s$. Le nombre de Reynolds est un nombre adimensionnel, il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

Pr_b est le nombre de Prandtl donné par :

$$Pr_b = \frac{C_p \mu_b}{k_b} \quad (4.26)$$

avec C_p est la capacité thermique du fluide à pression constante en J/K . Pr_b est un nombre adimensionnel qui représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique.

La pression d'opération optimale du réacteur CANDU-SCWR est $25 MPa$, la température du caloporteur à l'entrée du canal est $350^\circ C$ et la température à la sortie est $650^\circ C$. On observe à la figure 4.2, qui représente la variation du nombre de Prandtl en fonction de la température à la pression $25 MPa$, que la courbe présente un pic au voisinage du point critique. On peut prévoir que dans cette région, la température du fluide sera fortement influencée par le profil de vitesse de l'écoulement. En dehors de cette région, le nombre de Prandtl est relativement faible, d'où la conductance thermique est élevée et l'effet de la vitesse devient négligeable.

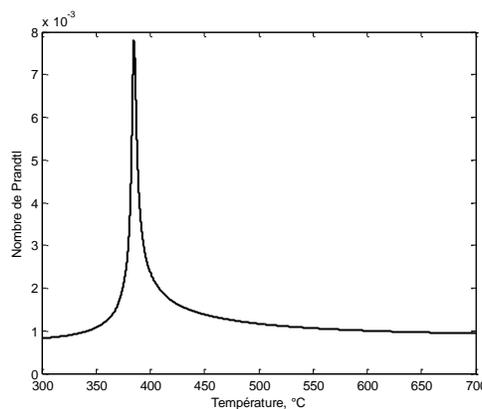


Figure 4.2 : Variation du nombre de Prandtl en fonction de la température à la pression d'opération nominale du réacteur CANDU-SCWR.

La corrélation classique la plus utilisée pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée à des pressions supercritiques est celle de Dittus et Boelter (1930) qui est donnée par :

$$Nu_b = 0.0243 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \quad (4.27)$$

où Re_b et Pr_b sont respectivement le nombre de Reynolds et le nombre de Prandtl évalués à la température moyenne de l'écoulement. Cette corrélation est valable pour $7.0 \leq Pr_b \leq 160$ et $Re_b \geq 10000$. Pour des faibles flux de chaleurs, cette corrélation donne un bon accord avec l'expérience, mais dans certaines conditions, elle s'éloigne de la réalité au voisinage du point critique et pseudocritique ceci est dû à sa sensibilité aux variations des propriétés thermophysiques de l'écoulement.

Miropol'skii et Shitsman (1957, 1958), ont analysé des données expérimentales des écoulements de l'eau supercritiques dans des tubes, ainsi ils ont proposé la corrélation suivante :

$$Nu_b = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_{min}^{0.8} \quad (4.28)$$

où Pr_{min} est le nombre de Prandtl le plus petit entre Pr_b et Pr_w .

Domin (1963) a réalisé des expériences avec de l'eau supercritique coulant dans des tubes horizontaux. Il a utilisé deux types de sections d'essais. La première ayant un diamètre $D = 2 \text{ mm}$ et une longueur $L = 1.075 \text{ m}$, et la deuxième ayant un diamètre $D = 4 \text{ mm}$ et une longueur $L = 1.233 \text{ m}$. Il a proposé les deux corrélations suivantes :

$$Nu_b = 0.1 Re_b^{0.66} Pr_b^{1.2} \quad (4.29)$$

$$Nu_b = 0.036 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right) \quad (4.30)$$

L'équation (4.29) est valide pour $T_w \geq 350^\circ\text{C}$ et l'équation (4.30) est valide pour $250^\circ\text{C} \leq T_w \leq 350^\circ\text{C}$. Les deux corrélations ont été obtenues pour des pressions $p = 23.3 - 26.3 \text{ MPa}$ et des flux de chaleurs $q = 0.58 - 4.65 \text{ MW/m}^2$.

Bishop et al. (1964) ont réalisé des expériences avec de l'eau supercritique qui coule dans des tubes à des pressions entre 22.8-27.6 MPa, des températures 282-527°C, des flux massiques 651-

3662 kg/m²s et des flux de chaleurs 0.31-3.46 MW/m². Ils ont corrélé leurs données expérimentales à l'expression suivante :

$$Nu_b = 0.00459 Re_b^{0.923} Pr_m^{0.613} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.231} \quad (4.31)$$

Swenson et al. (1965) ont étudié le transfert de chaleur par convection forcée pour des écoulements d'eau supercritique dans des tubes lisses et avec une incertitude de $\pm 15\%$, ils ont proposé la corrélation suivante :

$$Nu_b = 0.00459 Re_b^{0.923} Pr_m^{0.613} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.231} \quad (4.32)$$

où Pr_m est le nombre de Prandtl moyen donné par l'expression suivante :

$$Pr_m = \frac{h_w - h_b}{T_w - T_b} \frac{\mu_w}{k_w} \quad (4.33)$$

La corrélation (4.31) a été obtenue pour des pressions $p = 22.8 - 41.4$ MPa, des flux massique $G = 542 - 2150$ kg/m², des températures $T_w = 93 - 649$ °C et $T_b = 75 - 576$ °C.

Krasnoshechekov et al. (1967) ont développé la corrélation suivante en utilisant des données expérimentales d'eau et de dioxyde de carbone supercritique :

$$Nu_b = Nu_0 \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.3} \left(\frac{\bar{C}_p}{C_{pb}}\right)^n \quad (4.34)$$

où \bar{C}_p est la capacité calorifique moyenne à pression constante sur une section transversale de passage. Elle est donné:

$$\bar{C}_p = \frac{h_w - h_b}{T_w - T_b}$$

Nu_0 est défini par :

$$Nu_0 = \frac{\frac{\xi}{8} Re_b \bar{Pr}}{12.7 \sqrt{\frac{\xi}{8}} \left(\bar{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1\right) + 1.07}$$

tel que

$$\xi = \frac{1}{(1.82 \log_{10} Re_b - 1.64)^2}$$

\overline{Pr} est calculé à partir de l'équation (4.32),

$$\text{et } n = \begin{cases} 0.4 & \text{pour } \frac{T_w}{T_{pc}} \leq 1 \text{ et } \frac{T_b}{T_{pc}} \leq 1.2 \\ n_1 = 0.22 + 0.18 \left(\frac{T_w}{T_{pc}} - 1 \right) & \text{pour } 1 \leq \frac{T_w}{T_{pc}} \leq 2.5 \\ n_1 + (5n_1 - 2) \left(1 - \frac{T_b}{T_{pc}} \right) & \text{pour } 1 \leq \frac{T_b}{T_{pc}} \leq 1.2 \end{cases}$$

La corrélation (4.33) a une incertitude de $\pm 20\%$ et elle est valide pour $Re_b = 8 \times 10^4 - 5 \times 10^5$, $\overline{Pr} = 0.85 - 65$, $\frac{\rho_w}{\rho_b} = 0.09 - 1.0$, $\frac{\bar{c}_p}{c_{pc}} = 0.02 - 4.0$, $\frac{T_w}{T_{pc}} = 0.9 - 2.5$, $q = 4.6 \times 10^4 - 2.6 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, et $\frac{x}{D} \geq 15$.

Kondrat'ev (1969) a analysé des données expérimentales pour le transfert de chaleur dans un tube vertical de diamètre interne $D = 12.02 \text{ mm}$, à des pressions $P = 22.8 - 30.4 \text{ MPa}$, et des températures $T_b = 260 - 560 \text{ }^\circ\text{C}$ et dans un tube horizontal de diamètre interne $D = 7.62 \text{ mm}$, à des pressions $p = 25.2 - 32.0 \text{ MPa}$, et des températures $T_b = 105 - 537 \text{ }^\circ\text{C}$. Il a développé la corrélation suivante :

$$Nu_b = 0.020 Re_b^{0.8} \quad (4.35)$$

Cette corrélation est valide pour $10^4 \leq Re_b \leq 4 \times 10^5$ et $t_b = 130 - 600 \text{ }^\circ\text{C}$ avec une incertitude de $\pm 10\%$.

Ornatsky et al. (1970), en analysant des données expérimentales d'un écoulement qui coule dans des tubes parallèles de longueurs 280 mm , d'épaisseur 0.7 mm , à une pression $P = 23.5 \text{ MPa}$, à des enthalpies moyennes $h_b = 400-2600 \text{ kJ/kg}$, avec des flux massique $G = 2000-5000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ et un flux de chaleur $q'' = 4700 \text{ kW/m}^2$, ont proposé la corrélation suivante :

$$Nu_b = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_{min}^{0.8} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.3} \quad (4.36)$$

où Pr_{min} est le nombre de Prandtl minimal entre Pr_b et Pr_w .

Pour améliorer la précision de leurs anciennes corrélation, Ornatsky et al. (1972) proposent une autre corrélation qui donne des résultats plus satisfaisants par rapport à ses valeurs expérimentales :

$$Nu_b = 0.023 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.4} \quad (4.37)$$

Cette corrélation s'accorde à $\pm 20\%$ avec les données expérimentales.

Jackson et Fewster (1975) ont modifié l'équation (4.33) de Krasnoshechekov et al. (1967) et ils ont proposé la corrélation suivante :

$$Nu_b = 0.0183 Re_b^{0.82} Pr_m^{0.5} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.3} \quad (4.38)$$

où Pr_m est donné par l'équation (4.32).

Morozov et al. (1979) ont mené des expériences dans des tubes verticaux de diamètre interne 30 mm et de longueur 2 m, chauffés par un flux de chaleur égal à $1.5 MW/m^2$, dans lesquels coule de l'eau avec un flux massique égal à $850 kg/m^2$, à une pression égal à 23.5 MPa et une enthalpie à l'entrée égale à 2008.32 kJ/kg. En analysant leurs données expérimentales, ils proposent la corrélation suivante, avec un écart de $\pm 15\%$:

$$Nu_b = 0.019 Re_b^{0.8} Pr_b^{0.43} \quad (4.39)$$

Gorban et al. (1990), ont proposé la corrélation suivante pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur de l'eau supercritique coulant dans une conduite circulaire :

$$Nu_b = 0.0059 Re_b^{0.9} Pr_b^{-0.12} \quad (4.40)$$

Griem (1996), en analysant des données expérimentales menées dans des tubes de diamètres intérieurs égales à 10 mm, 14 mm et 20 mm, à des pressions entre 22 MPa et 25 MPa, il propose la corrélation suivante :

$$Nu_b = 0.0169 Re_b^{0.8356} Pr_b^{0.432} \quad (4.41)$$

Cette corrélation est valide pour des pressions $P = 22 - 27 \text{ MPa}$, des flux massique $G = 300 - 2500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ et des flux de chaleurs $q'' = 200 - 700 \text{ kW/m}^2$.

Jackson (2002) a modifié la corrélation de Krasnoshechekov et al. (1967) pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcé pour des écoulements d'eau et de dioxyde de carbone à des pressions supercritique. Il propose la corrélation suivante :

$$Nu_b = 0.0183 Re_b^{0.82} Pr_b^{0.5} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.3} \left(\frac{\bar{c}_p}{c_{pb}}\right)^n \quad (4.42)$$

$$\text{Avec } n = \begin{cases} 0.4 & \text{pour } T_b \leq T_w \leq T_{pc} \text{ et } 1.2T_{pc} \leq T_b \leq T_w \\ 0.4 + 0.2 \left(\frac{T_w}{T_{pc}} - 1\right) & \text{pour } T_b \leq T_{pc} \leq T_w \\ 0.4 + 0.2 \left(\frac{T_w}{T_{pc}} - 1\right) \left[1 - 5 \left(\frac{T_b}{T_{pc}}\right)\right] & \text{pour } T_{pc} \leq T_b \leq 1.2T_{pc} \text{ et } T_b \leq T_w \end{cases}$$

Feng et al. (2005), après l'étude de données expérimentales, développent la corrélation suivante :

$$Nu_b = 0.02269 Re_b^{0.8079} \overline{Pr}_b^{0.9213} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.6638} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^{0.8687} \quad (4.43)$$

Cette corrélation est valide pour des pressions entre 23-30MPa, des flux massiques entre 600-1200 $\text{kg/m}^2\text{s}$ et des flux de chaleur entre 100-600 kW/m^2 .

Mokry et al. (2010), en compilant des données expérimentales, obtenues dans un tube vertical, à une pression $P = 24 \text{ MPa}$, des températures d'entrée $T_{in} = 320-350 \text{ }^\circ\text{C}$, des flux massique $G = 200-1500 \text{ kg/m}^2$ et des flux de chaleurs $q'' \leq 1250 \text{ kW/m}^2$, et en ajustant ces données en utilisant SigmaPlot Dynamic Fit Wizard, proposent la corrélation suivante :

$$Nu_b = 0.0061 Re_b^{0.904} \overline{Pr}_b^{0.684} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.564} \quad (4.44)$$

Cette corrélation a une incertitude de $\pm 25\%$ pour l'estimation du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée, et $\pm 15\%$ pour l'estimation de la température du fluide à la surface interne du tube.

4.2.2 Validations des corrélations

Pour choisir la meilleure corrélation, et l'incorporer dans le code ARTHUR_SCWR, on a comparé leurs prédictions avec les données expérimentales, qui sont disponibles dans la littérature. Nous avons choisi des valeurs expérimentales obtenues dans des conditions similaires aux conditions de fonctionnement des réacteurs refroidis à eau supercritique. Ainsi, on a utilisé des données expérimentales obtenues à partir de dix expériences. Les huit premières expériences ont été menées dans un tube circulaire lisse en acier inoxydable, de diamètre interne égal à 4 mm, d'épaisseur $\delta_w = 2 \text{ mm}$ et de longueur $L = 4 \text{ m}$, avec un écoulement ascendant d'eau à l'état supercritique (Mokry et al., 2010). Les deux autres expériences ont été menées dans des tubes circulaires en acier inoxydable aussi, de diamètre interne $D = 7.5 \text{ mm}$, et ayant deux longueurs chauffées différentes, respectivement de $L = 16.42 \text{ m}$ et 8.42 m (Yamagata et al., 1972).

Les conditions de fonctionnement de chaque expérience sont représentées dans le tableau 4.2. Les expériences de 1 à 8 sont réalisées par Mokry et al. (2010) et les expériences 9 et 10 sont réalisées par Yamagata et al. (1972). Dans le tableau 4.2, le flux de chaleur minimal de détérioration est calculé à partir de l'équation (4.22).

Tableau 4.2 : Paramètres d'entrée pour les expériences.

Expériences	P_{in} (MPa)	T_{in} (°C)	G (kg/m ² /s)	q'' (kW/m ²)	q''_{dht} (kW/m ²)
1	24.1	350	203	129	92
2	24.1	325	201	148	91
3	24.1	350	504	141	317
4	24.1	350	499	334	313
5	24.1	325	1002	387	688
6	24	350	996	581	683
7	24.1	350	1503	590	1061
8	24.1	325	1496	729	1056
9	24.5	300	1260	223	880
10	24.5	300	1260	465	880

Dans les expériences 1, 2 et 4, les flux de chaleur utilisés pour chauffer les sections d'essais sont supérieurs aux valeurs minimales du flux de chaleur de détérioration. Pour ces trois expériences on a un régime détérioré de transfert de chaleur, i.e., les températures des écoulements à la paroi interne des tubes chauffés sont supérieures à celles d'un régime normal de transfert de chaleur. Pour le reste des expériences, on a un régime normale de transfert de chaleur, ainsi le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée sera semblable à celui d'un écoulement de l'eau sous critique.

Pour choisir la corrélation la plus précise pour l'estimation du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée, on a calculé l'écart type ET et l'écart moyenne EM pour chacune des corrélations, en utilisant les équations (4.19) et (4.20).

Dans les tableaux 4.3a et 4.3b, on représente les ET et les EM pour chacune des expériences. Sur le tableau 4.4, on représente les ET et les EM sur l'ensemble des expériences.

Pour les expériences 1, 2 et 4, où on a un régime détérioré de transfert de chaleur, on remarque que les corrélations de Mokry et al. (2010), Gorban et al. (1990) et Kondrat'ev (1969) ont les écarts types et les écarts moyens les plus faibles par rapport aux autres corrélations. Les figures 4.3, 4.4 et 4.5 représentent une comparaison entre les données expérimentales et la distribution de la température à la paroi du tube chauffé calculée à partir des différentes corrélations, pour chacune des expériences 1, 2 et 4. Sur ces trois figures, hors de la région pseudocritique, ces corrélations sont en général en accord avec les données expérimentales. Dans la région pseudocritique, le calcul numérique est en dessous des valeurs expérimentales, par conséquent, ces corrélations surestiment le coefficient de transfert. On note que cette surestimation est moins importante pour l'expérience 4 que pour les deux expériences 1 et 2. Ceci est expliqué par l'écart entre le flux de chaleur et la valeur minimal du flux de chaleur de détérioration, qui est plus important pour les expériences 1 et 2 que pour l'expérience 4. Ainsi, le transfert de chaleur par convection forcée est plus détérioré pour les deux premières expériences que pour l'expérience 4.

Tableau 4.3a : Écarts types et écarts moyens pour chaque expérience, pour la prédiction de la température de la surface interne du tube de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique.

	Mokry et al. (2010)		Xu Feng et al. (2005)		Jackson (2002)		Griem (1996)		Gorban et al. (1990)		Morozov (1979)		Ornatsky et al. (1972)	
	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)
1	1.69	1.25	6.95	5.04	3.21	2.85	3.93	3.78	1.48	1.33	3.62	3.05	3.93	3.48
2	2.24	2.00	19.8	13.13	3.34	2.75	4.27	3.84	1.99	1.77	3.98	3.21	4.27	3.52
3	0.31	0.23	0.51	0.46	0.26	0.19	0.36	0.22	1.94	1.85	0.64	0.56	0.36	0.29
4	1.35	1.15	15.17	9.46	3.47	3.25	4.72	4.89	1.27	1.08	4.22	3.91	4.72	4.43
5	0.53	0.36	1.82	1.24	0.44	0.30	0.56	0.44	2.22	2.03	0.99	0.85	0.56	0.43
6	0.71	0.56	17.26	11.12	1.74	1.61	2.84	3.06	1.41	1.31	2.49	2.21	2.84	2.56
7	0.48	0.40	5.98	4.14	0.55	0.46	0.91	0.83	2.12	2.05	1.08	1.01	0.91	0.77
8	0.71	0.61	19.778	14.77	0.54	0.45	1.01	1.04	2.36	2.17	1.22	1.12	1.01	0.80
9	0.34	0.29	0.27	0.23	0.46	0.41	0.53	0.40	1.65	1.50	0.65	0.56	0.53	0.46
10	0.32	0.25	0.41	0.36	0.31	0.26	0.60	0.77	2.08	1.95	0.64	0.54	0.60	0.53

Tableau 4.3b : Écarts types et écarts moyens pour chaque expérience, pour la prédiction de la température de la surface interne du tube de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique.

	Ornatsky et al. (1970)		Kondrat'ev (1969)		Krasnoshchekov et al. (1966)		Bishop et al. (1964)		Domin et al. (1963)		Miropol'skii et Shitsman (1957, 1958)		Dittus et Boelter (1930)	
	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)	ET (%)	EM (%)
1	3.27	2.83	1.91	1.43	6.45	6.36	2.78	2.43	5.26	4.93	3.89	3.57	4.04	3.64
2	3.51	2.99	2.24	1.64	7.24	7.10	2.62	2.08	5.64	4.95	4.10	3.52	4.38	3.70
3	0.32	0.25	1.34	1.26	1.66	1.55	0.33	0.27	0.49	0.41	0.33	0.25	0.31	0.25
4	3.54	3.25	1.99	1.71	8.30	8.13	3.07	2.90	6.30	5.97	4.49	4.27	4.89	4.61
5	0.88	0.71	1.69	1.54	3.13	2.96	0.70	0.62	1.08	0.87	0.54	0.39	0.52	0.41
6	1.85	1.61	0.83	0.66	6.07	5.99	1.93	1.83	4.25	3.91	2.60	2.45	2.98	2.73
7	1.10	0.91	1.63	1.53	3.07	3.01	1.03	0.99	1.65	1.39	0.84	0.70	0.93	0.76
8	1.60	1.29	1.77	1.62	4.23	4.08	0.97	0.86	2.05	1.81	0.82	0.67	1.07	0.84
9	0.33	0.28	1.35	1.22	1.14	0.85	0.33	0.29	0.28	0.23	0.30	0.26	0.51	0.44
10	0.53	0.42	1.52	1.41	3.09	2.94	0.46	0.4	1.40	1.23	0.66	0.58	0.68	0.62

Tableau 4.4 : Écarts types et écarts moyens pour toutes les expériences, pour la prédiction de la température de la surface interne du tube de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique.

	ET (%)	EM (%)
Mokry et al. (2010)	0.35	0.81
Xu Feng et al. (2005)	9.02	6.7
Jackson (2002)	1.14	1.4
Griem (1996)	2.34	2.19
Gorban et al. (1990)	0.87	1.69
Morozov (1979)	1.71	1.92
Ornatsky et al. (1972)	1.98	1.97
Ornatsky et al. (1970)	1.31	1.66
Kondrat'ev (1969)	0.73	1.43
Krasnoshchekov et al. (1966)	7.05	4.69
Bishop et al. (1964)	0.90	1.43
Domin et al. (1963)	3.73	2.91
Miropol'skii et Shitsman (1957, 1958)	1.82	1.92
Dittus et Boelter (1930)	2.12	2.05

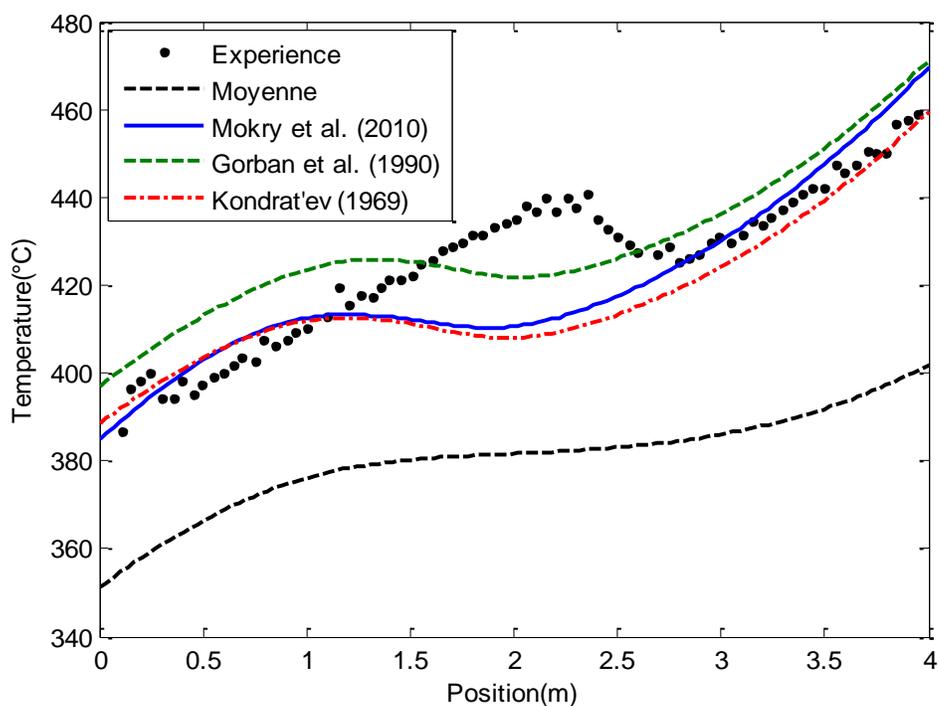


Figure 4.3 : Profil de température le long du tube pour l'expérience 1.

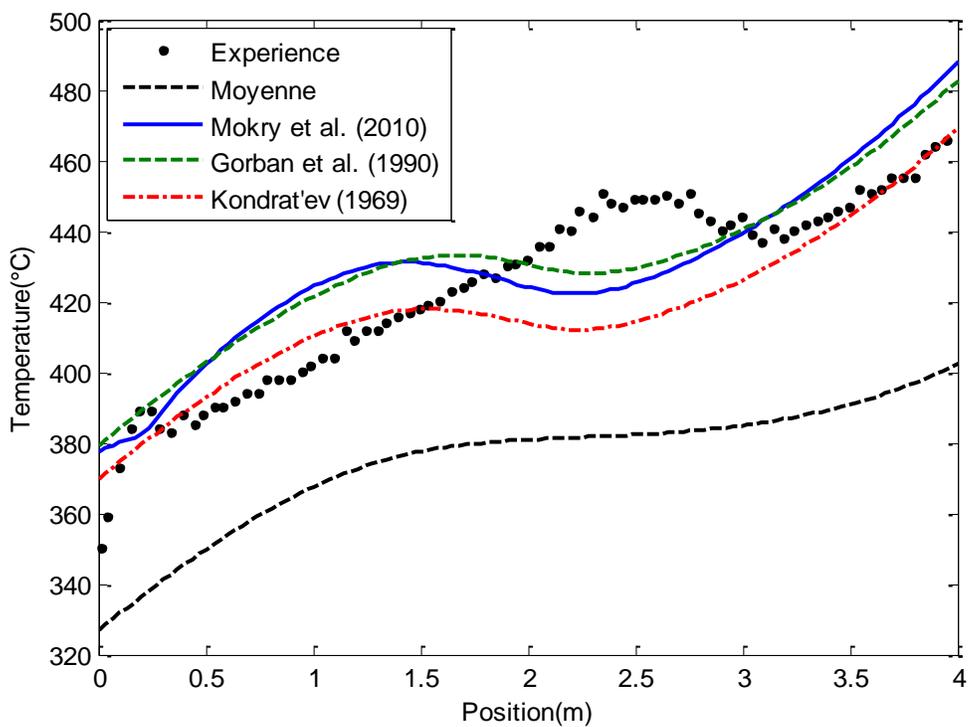


Figure 4.4 : Profil de température le long du tube pour l'expérience 2.

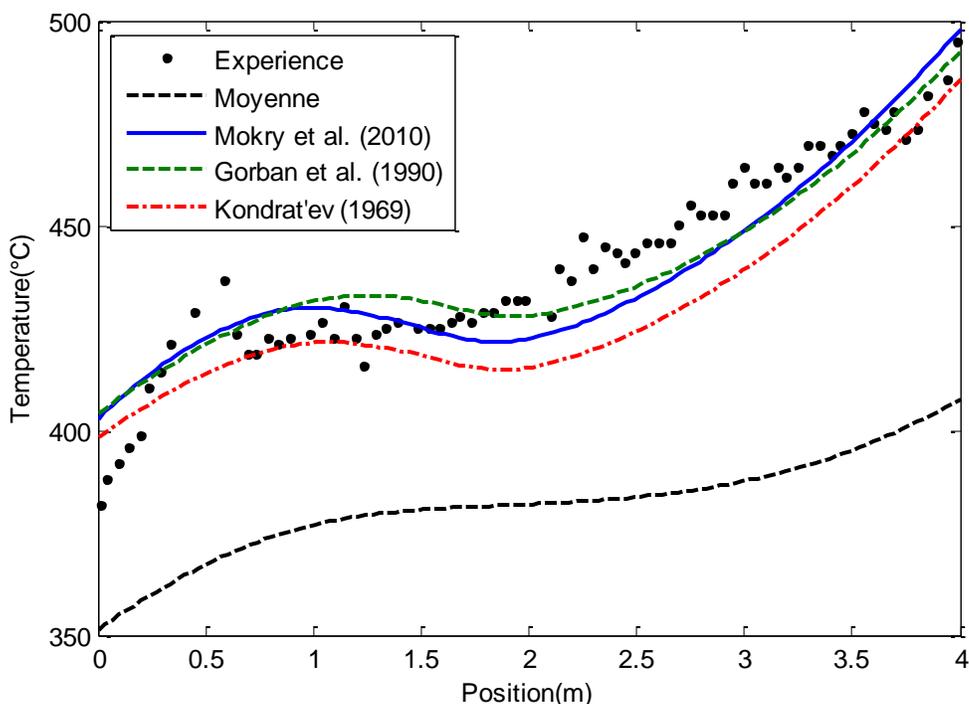


Figure 4.5 : Profil de température le long du tube pour l'expérience 4.

Pour le reste des expériences, le régime de transfert de chaleur par convection forcée est normal. Les figures 4.6, 4.7 et 4.8 représentent une comparaison entre les données expérimentales et la distribution de la température à la paroi du tube chauffé calculée à partir des différentes corrélations, pour chacune des expériences 3, 6 et 10. Le reste des comparaisons graphiques sont représentés dans l'ANNEXE I.

Sur les figures 4.6 et 4.8, on observe que les corrélations de Gorban et al. (1990) et Kondrat'ev (1969) surestiment la température de l'écoulement à la paroi chauffée du tube. Alors que pour l'expérience 6, ils sont proches des valeurs expérimentales. En effet, pour l'expérience 6, le flux de chaleur est très proche du flux de chaleur minimal de détérioration, d'où le régime de transfert de chaleur est faiblement détérioré.

Pour le reste des expériences, les valeurs des écarts types et des écarts moyens calculés par les corrélations de Mokry et al. (2010), Jackson (2002), Griem (1996), Ornatsky et al. (1972), Miropol'skii et Shitsman (1957, 1958) et Dittus et Boelter (1930) sont plus faible que les valeurs

calculés par les autres corrélations. On peut observer sur les figures 4.6 et 4.8 que ces corrélations donnent des résultats très proches des valeurs expérimentales.

En conclusion, la corrélation proposée par Gorban et al. (1990) est la corrélation qui donne l'écart type le plus faible dans le cas des écoulements détériorés, la corrélation de Jackson (2002) est la corrélation qui donne l'écart type le plus faible pour le cas d'un régime normale de transfert de chaleur et la corrélation de Mokry et al. (2010) est la corrélation qui donne l'écart type le plus faible sur l'ensemble des expériences.

Dans le tube de force d'un réacteur de type CANDU-SCWR, le flux de chaleur moyen dépasse le flux de chaleur de détérioration à partir de la sixième jusqu'à la onzième grappe. Dans cette région, on s'attend à un régime de transfert de chaleur détérioré. Au niveau des autres grappes de combustible, le régime de transfert de chaleur par convection forcé est normal. Pour cette raison, on a choisi d'incorporer la corrélation de Mokry et al. (2010) puisque c'est la corrélation qui donne la meilleure estimation du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour les deux régimes.

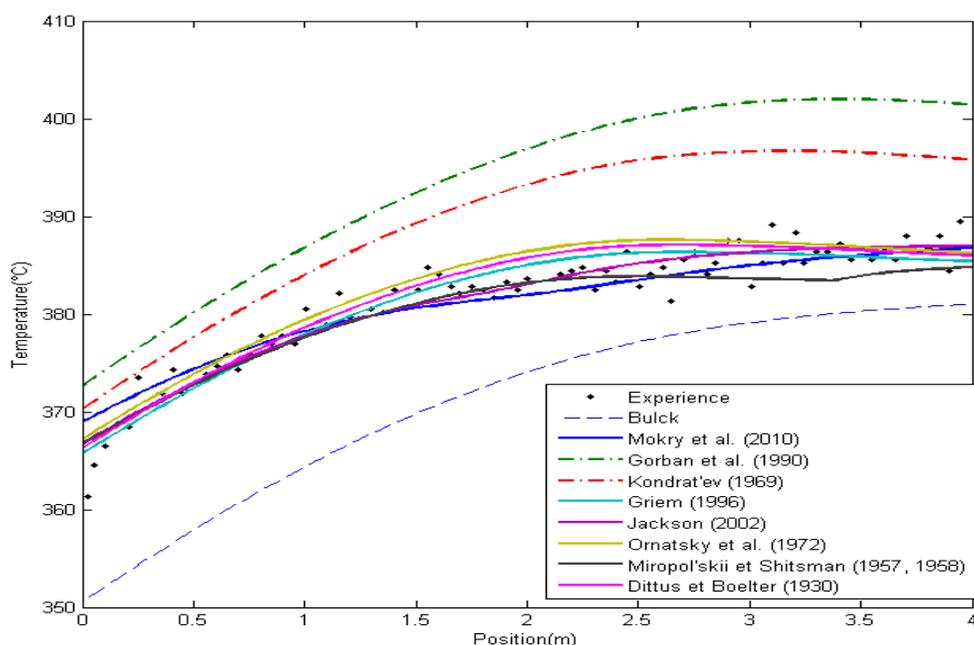


Figure 4.6 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 3.

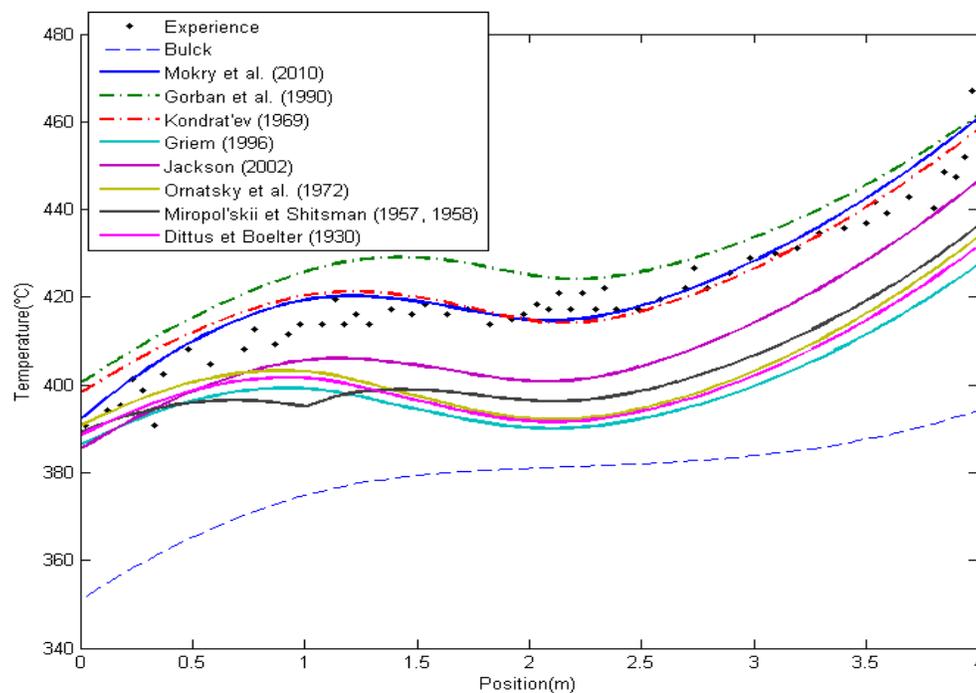


Figure 4.7 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 6.

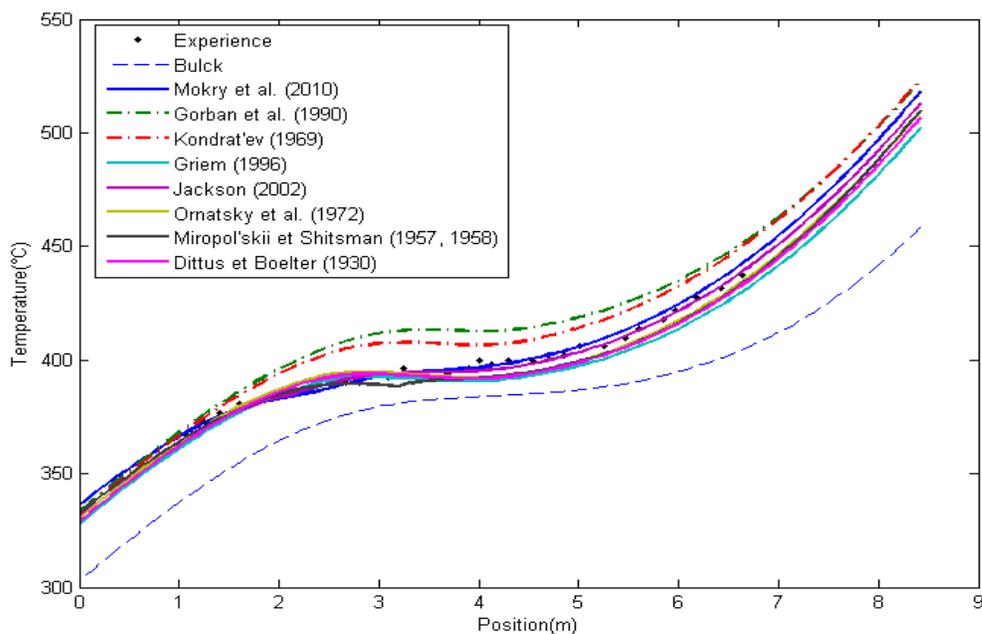


Figure 4.8 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 10.

Chapitre 5

LE CODE ARTHUR_SCWR

Parmi les six concepts des réacteurs de quatrième génération, le Canada a choisi de concentrer ses recherches sur le réacteur refroidi à l'eau supercritique. Le CANDU-SCWR (*CANada Deuterium Uranium- Super Critical Water Reactor*) est le concept canadien de ce type de réacteur. Le développement d'un nouveau réacteur, nécessite des codes de simulation numérique, qui traitent les parties neutronique et thermohydraulique, afin d'analyser le comportement des différents paramètres d'opération du réacteur. Dans ce contexte, nous avons modifié le code ARTHUR en code ARTHUR_SCWR, pour qu'il soit utilisé dans l'analyse du comportement thermohydraulique du réacteur CANDU-SCWR.

Avant de modifier le code ARTHUR, on a validé les parties hydrauliques et transfert de chaleur du code. Pour la partie hydraulique, on a comparé des calculs numériques à des valeurs expérimentales pour le calcul de chute de pression. Le code est en bon accord avec les expériences dans le cas des écoulements monophasique, qui est le cas de notre projet puisqu'on a considéré l'écoulement de l'eau supercritique comme étant monophasique. Pour le partie transfert de chaleur dans le crayon de combustible, on a observé un bon accord entre le calcul numérique et le calcul analytique.

Le domaine d'application des fonctions utilisées pour le calcul des propriétés thermophysiques de l'eau dans le code ARTHUR, ne tient pas compte des conditions supercritiques. Dans le code ARTHUR_SCWR, on a utilisé les fonctions FORTRAN du logiciel REFPROP (*NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties—REFPROP Version 9.0* (Lemmon et al., 2010)) et on a validé nos calculs en comparant ses résultats aux valeurs du tableau de Schmidt (1982).

L'écoulement de l'eau supercritique est un écoulement qu'on a supposé monophasique, pour cette raison l'utilisation du modèle à écart de vitesse pour modéliser l'écoulement diphasique, n'est pas nécessaire. Ainsi, on a développé les équations de conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un écoulement monophasique.

Pour le choix des corrélations, pour calculer le coefficient de la perte de pression par frottement et le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour des écoulements à eau supercritique, on a choisi respectivement la corrélation de Garimella (2008) et la corrélation de Mokry et al. (2010). Notre choix a été fait suite à des comparaisons entre des calculs numériques en utilisant les différentes corrélations existantes dans la littérature à des valeurs expérimentales. Nous avons choisi des expériences réalisées dans des conditions similaires aux conditions d'opération optimales d'un réacteur refroidi à l'eau supercritique. Dans le réacteur CANDU, les grappes de combustible sont de type CANLUB. Alors que dans le réacteur CANDU-SCWR, les grappes de combustible sont de type CANFLEX (*CANDU flexible fueling*). Dans le code ARTHUR-SCWR on a pris en considération la différence des géométries, des dimensions et des matériaux entre les deux types de grappes.

5.1 Simplifications géométriques

Le cœur du réacteur CANDU-SCWR est formé par 300 canaux horizontaux, chaque canal peut contenir 12 grappes de combustible de type CANFLEX. Les grappes CANFLEX ont été développées pour les réacteurs CANDU avancés afin d'améliorer le rendement du combustible et leurs marges d'exploitation. Chaque grappe CANFLEX contient 43 crayons de combustible. Les 35 crayons des troisième et quatrième couronnes, ont des petits diamètres. Pour compenser la quantité réduite d'Uranium, des crayons de combustible de large diamètre ont été placés au centre et dans la première couronne de la grappe (Jeong et Suk., 2002) comme le montre la figure 5.1.

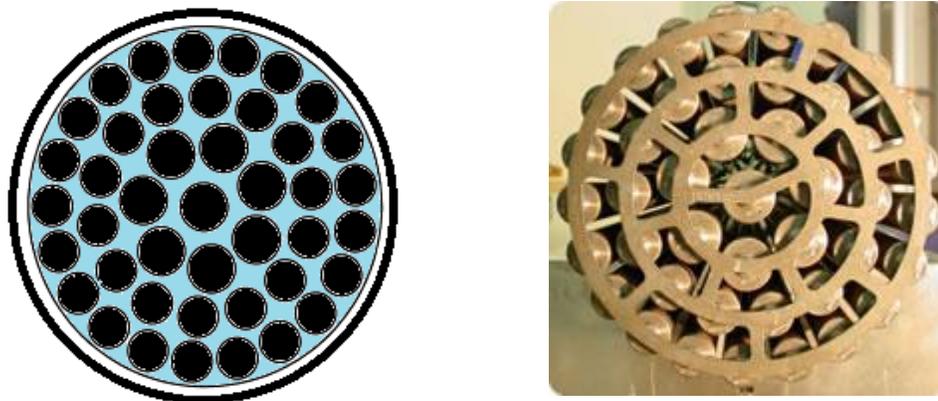


Figure 5.1 : Grappe de combustible de type CANFLEX (Provost et al. 2010) .

Dans le code ARTHUR_SCWR, on a utilisé les mêmes hypothèses de simplification que celle du code ARTHUR principal, qu'on a déjà mentionné dans la section 3.3.1, en tenant compte de la différence de la géométrie entre une grappe de combustible d'un CANDU typique et d'une grappe de type CANFLEX. L'écoulement dans le canal est représenté par l'écoulement autour du crayon central, délimité par les crayons de la première couronne, qui forment un heptagone régulier, comme le montre la figure 5.2.

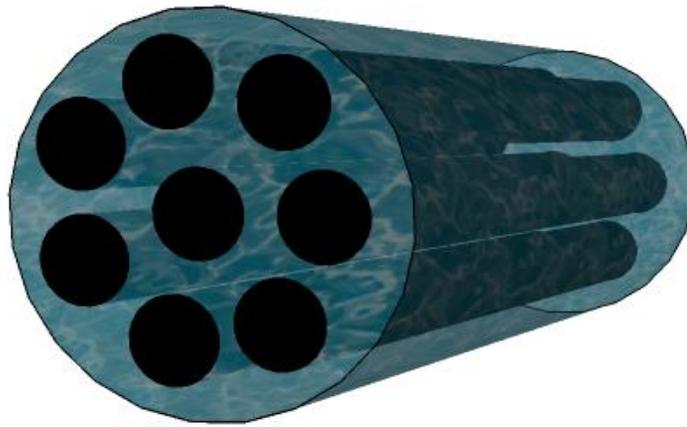


Figure 5.2 : Modèle simplifié d'une grappe de combustible dans un CANDU-SCWR.

Dans le cas du CANDU-SCWR, le caloporteur qui coule dans le tube de force est de l'eau dans des conditions supercritiques. Les fonctions utilisées dans le code ARTHUR pour le calcul des propriétés de l'eau légère ne sont plus valides dans le cas supercritique, et c'est pour cela qu'on a remplacé ces fonctions par des fichiers de calcul FORTRAN du logiciel REFPROP développé par le NIST (Lemmon et al., 2010). Avant de procéder aux simulations numériques, nous avons validé les bibliothèques de propriétés thermophysiques en comparant les résultats avec ceux données dans la table de Schmidt (1982).

5.2 Validation de calculs des propriétés thermophysiques de l'eau supercritique

Les variations des différentes propriétés thermophysiques de l'eau supercritique au voisinage du point pseudocritique, affectent beaucoup le calcul des différents paramètres nécessaires pour évaluer le comportement des écoulements supercritiques. Pour cette raison il est important de bien choisir et de tester la base de données utilisée pour calculer ces différentes propriétés.

Le code ARTHUR original utilise la formulation IAPWS-IF97 (Industrial Formulation for the thermodynamic Properties of Water and Steam) qui a été développé par "*International association for the properties of water and Steam*" en 1997. Le calcul utilisant certaines fonctions utilisées dans l'IAPWS, ne converge pas à haute température à des pressions supercritiques. En fait plusieurs modifications ont été effectuées sur ces formulations pour améliorer leurs résultats dans la région critique et pseudocritique comme celles proposées par Knobloch et al. (2006).

Dans le code ARTHUR_SCWR on a choisi d'utiliser les programmes FORTRAN de la version la plus récente du logiciel REFPROP (Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties). Ce logiciel a été développé par l'institut national des standards et de la technologie (*Standard Reference Data base 23. Version 9.0*, (Lemmon et al., 2010).

Pour valider les différents modules du logiciel REFPROP utilisés dans le code ARTHUR_SCWR, on a comparé les résultats à des valeurs de la table de propriétés de Schmidt (1982) pour des températures supercritiques (20MPa-30MPa) et des températures comprises entre 300°C et 700°C. Les résultats de ces comparaisons sont présentés dans les figures 5.3 - 5.6.

L'erreur relative est calculée par l'équation suivante :

$$\text{erreur relative} = \frac{\text{valeur prédite} - \text{valeur de la table de Schmidt}}{\text{valeur du table de Schmidt}} \quad (5.1)$$

Dans les conditions optimales de fonctionnement d'un réacteur CANDU SCWR (i.e., $P = 25$ MPa. $T = 350-650^{\circ}\text{C}$), l'erreur relative sur la densité (figure 5.3) ne dépasse pas 0.22% au voisinage du point critique et elle est de l'ordre de 0.90% au point pseudocritique. Pour l'enthalpie (figure 5.4), elle est sous-estimée hors de la région pseudocritique mais l'erreur relative ne dépasse pas 0.25% même dans la région pseudocritique. L'erreur relative pour la viscosité dynamique (figure 4.5) ne dépasse pas les 0.8% et elle est comprise entre 1% et 2% pour la conductivité thermique (figure 4.6). On peut déduire que ces erreurs relatives sont assez faibles ce qui valide notre choix d'utiliser le logiciel REFPROP comme outil de calcul des propriétés thermophysiques de l'eau à des pressions supercritiques.

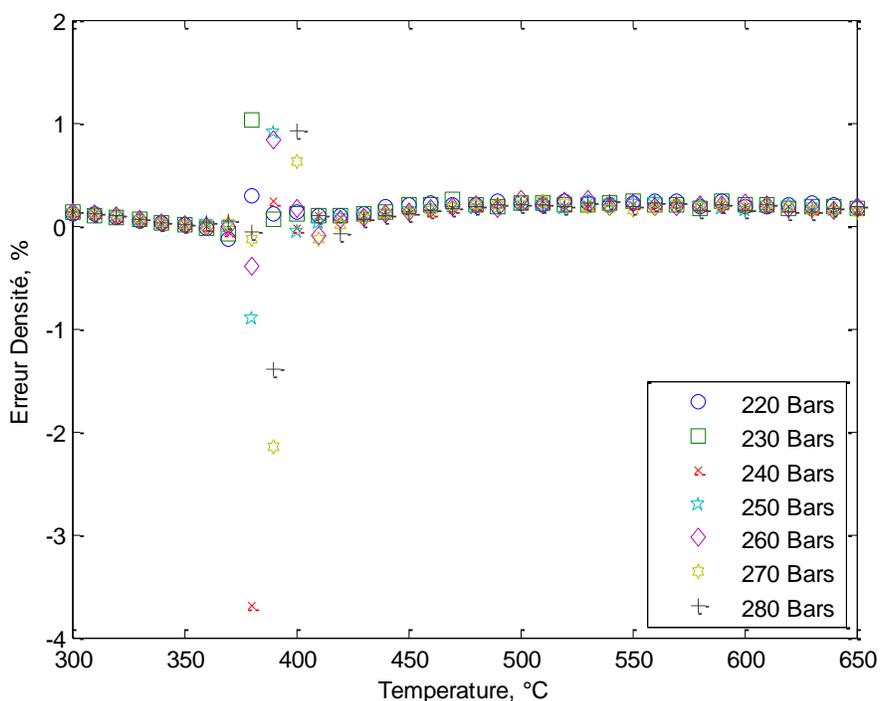


Figure 5.3 : Erreur sur la densité de l'eau pour des pressions supercritiques.

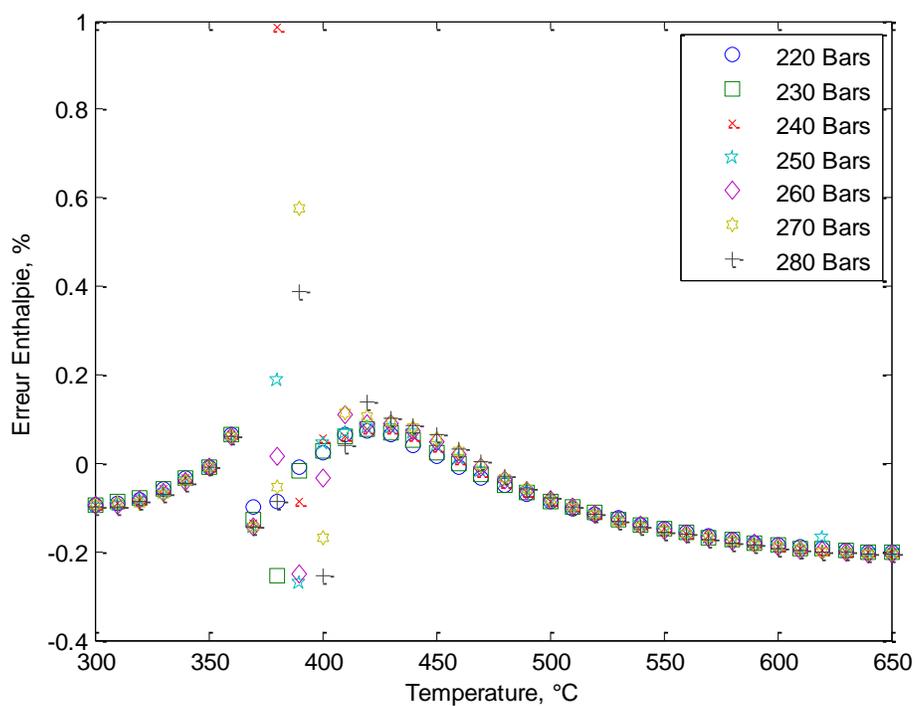


Figure 5.4 : Erreur sur l'enthalpie de l'eau pour des pressions supercritiques.

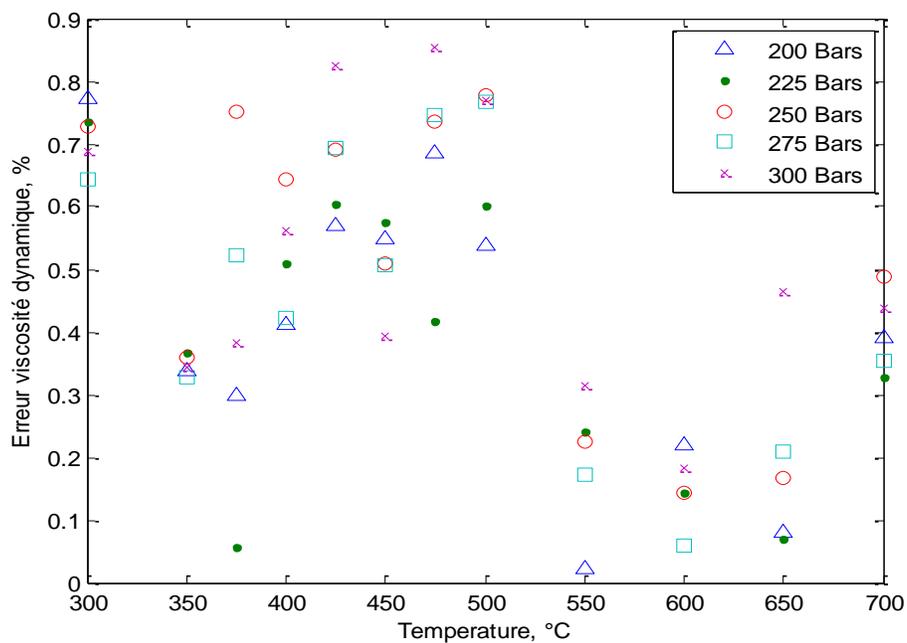


Figure 5.5 : Erreur sur la viscosité dynamique de l'eau pour des pressions supercritiques.

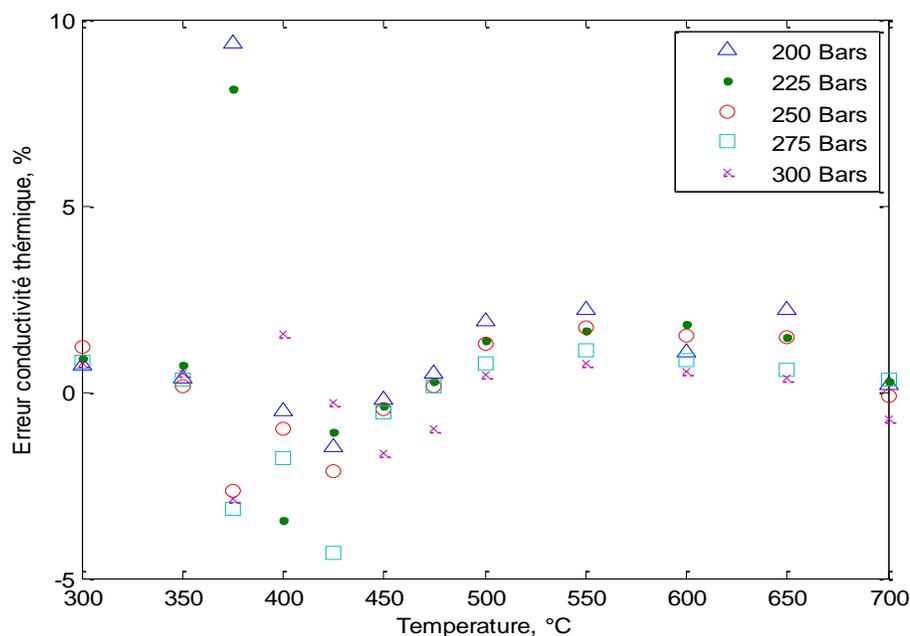


Figure 5.6 : Erreur sur la conductivité thermique de l'eau pour des pressions supercritiques.

5.3 Calcul de l'écoulement dans le code ARTHUR_SCWR

Pour le calcul de l'évolution des variables thermohydrauliques du caloporteur le long du canal, on a développé les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un écoulement monophasique dans le cas stationnaire. Pour résoudre ces équations on a choisi une différenciation de second ordre dans l'espace. De cette manière le canal est discrétisé sur N points (voir la figure 5.7) tout en tenant compte des conditions aux limites. Ces conditions sont le débit massique et la température à l'entrée, et la pression à la sortie du canal.

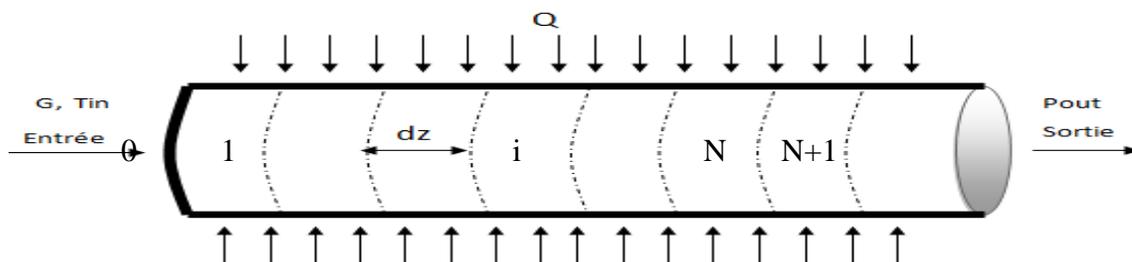


Figure 5.7 : Schéma de discrétisation du canal.

Il faut noter que dans le modèle que nous avons développé, on ne tient pas compte de la différence de pression imposée entre l'entrée et la sortie du canal.

De cette manière, pour la conservation de la masse (équation 2.8), le flux massique le long du canal est égal au flux massique à l'entrée du canal. Et pour la conservation de la quantité de mouvement, l'équation (2.9) discrétisée est exprimée comme suit :

$$\frac{\left(\frac{G^2}{\rho}\right)_{i+1} - \left(\frac{G^2}{\rho}\right)_{i-1}}{2\Delta z} + \frac{p_{i+1} - p_{i-1}}{2\Delta z} + \left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{frott}\right)_i + (\rho g \cos(\theta))_i = 0 \quad (5.2)$$

À partir de cette équation et en utilisant les conditions aux limites, par extrapolation, on peut dire qu'à l'entrée du canal l'équation (2.9) s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{\left(\frac{G^2}{\rho}\right)_i + 4\left(\frac{G^2}{\rho}\right)_{i+1} - 3\left(\frac{G^2}{\rho}\right)_{i+2}}{2\Delta z} + \frac{-3p_{i+2} + 4p_{i+1} - p_i}{2\Delta z} + \left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{frott}\right)_i + (\rho g \cos(\theta))_i = 0 \quad (5.3)$$

De même, à la sortie du canal :

$$\frac{\left(\frac{G^2}{\rho}\right)_i - 4\left(\frac{G^2}{\rho}\right)_{i-1} + 3\left(\frac{G^2}{\rho}\right)_{i-2}}{2\Delta z} + \frac{p_i - 4p_{i-1} + 3p_{i-2}}{2\Delta z} + \left(\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{frott}\right)_i + (\rho g \cos(\theta))_i = 0 \quad (5.4)$$

Tel qu'indiqué dans la section 4.1, il faut mentionner que le quotient de perte de pression par frottement $\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{frott}$ est calculé en utilisant la corrélation de Garimella (2008).

Pour la conservation de l'énergie, l'équation (2.10) discrétisée est exprimée comme suit :

Le long du canal:

$$\frac{\left(Gh + \frac{G^3}{2\rho^2} + Ggz\cos(\theta)\right)_{i+1} - \left(Gh + \frac{G^3}{2\rho^2} + Ggz\cos(\theta)\right)_{i-1}}{2\Delta z} = \left(\frac{A_w q''}{V}\right)_i \quad (5.5)$$

À l'entrée du canal:

$$\begin{aligned} & \frac{-3\left(Gh + \frac{G^3}{2\rho^2} + Ggz\cos(\theta)\right)_{i+2} + 4\left(Gh + \frac{G^3}{2\rho^2} + Ggz\cos(\theta)\right)_{i+1}}{2\Delta z} \\ & - \frac{\left(Gh + \frac{G^3}{2\rho^2} + Ggz\cos(\theta)\right)_i}{2\Delta z} = \left(\frac{A_w q''}{V}\right)_i \end{aligned} \quad (5.6)$$

À la sortie du canal:

$$\begin{aligned} & \frac{3\left(Gh + \frac{G^3}{2\rho^2} + Ggz\cos(\theta)\right)_{i-2} - 4\left(Gh + \frac{G^3}{2\rho^2} + Ggz\cos(\theta)\right)_{i-1}}{2\Delta z} \\ & + \frac{\left(Gh + \frac{G^3}{2\rho^2} + Ggz\cos(\theta)\right)_{i-1}}{2\Delta z} = \left(\frac{A_w q''}{V}\right)_i \end{aligned} \quad (5.7)$$

On a présenté ces équations sous forme matricielle sous la forme $Ax=B$:

$$[M_p][P] = [V_p] \quad (5.8)$$

$$[M_H][H] = [V_H] \quad (5.9)$$

$[P]$ et $[H]$ sont respectivement les vecteurs pression et enthalpie.

On a utilisé, comme dans le code ARTHUR (Fassi-Fehri, 2008), la méthode d'élimination de Gauss pour les résoudre.

5.4 Calcul du transfert de chaleur dans le code ARTHUR_SCWR

Pour estimer le transfert de chaleur on a utilisé les mêmes hypothèses, les mêmes équations, la même discrétisation et la même méthode de résolution numérique que dans le code ARTHUR (voir section 3.1.3). De plus, on a calculé la conductivité thermique des pastilles d'Uranium en utilisant la relation suivante (Gu et al., 2008):

$$k_c = \frac{3824}{T+402.55} + 4.788 \times 10^{-11} (t + 273.15)^3 \quad (5.11)$$

où k_c est en $W/m/K$ et t est la température en $^{\circ}C$.

La conductance thermique du gap entre les pastilles et la gaine est calculé d'après Gu et al. (2008) comme suit :

$$k_{gap} = h_{eq} \delta \quad (5.12)$$

avec $h_{eq} = 5678 W/(m^2^{\circ}C)$, c'est la conductance thermique équivalente et δ est l'épaisseur du gap en mètre (m).

Nous avons considéré que la gaine du crayon de combustible dans le réacteur refroidi à l'eau supercritique est fabriquée en acier inoxydable de type 304L dont la conductivité thermique est calculée par la formule suivante (Graves et al., 1990) :

$$k_g = 7.9318 + 0.023051 T - 6.4166 \times 10^{-6} T^2 \quad (5.13)$$

où k_g est en $W/m/K$ et T est en Kelvin (K).

La température de la surface extérieure de la gaine est calculée en utilisant l'équation de Newton pour le transfert de chaleur convectif, alors :

$$T_{gaine} = \frac{q''}{h_{tc}} + T_{calo} \quad (5.14)$$

où le coefficient h_{tc} est le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée qui est calculé à partir de la corrélation de Mokry et al. (2010) tel que discuté dans la section 3.2.

5.5 Algorithme de calcul

Le code ARTHUR-SCWR comporte 9 modules, expliqués en détails dans l'annexe II. Le schéma de calcul couplé du code ARTHUR-SCWR avec les codes DRAGON/DONJON est représenté dans la figure 5.8. Lors de l'exécution, le code commence par la lecture des données d'entrées présentées dans le tableau 5.1. Ensuite, il discrétise le canal de combustible et il fait appel au module "initparam_SCW". Dans ce dernier, il initialise la pression le long du canal à sa valeur à la sortie, l'enthalpie à sa valeur à l'entrée, la température de la tige et la température à la surface extérieur de la gaine par des valeurs approximatives proches de la température du caloporteur à l'entrée du canal.

Un premier calcul se fait en utilisant les paramètres d'initialisation. Ensuite, on calcule l'erreur relative donnée par l'expression suivante :

$$\varepsilon = \frac{|Valeur\ nouvelle - Valeur\ précédente|}{Valeur\ nouvelle} \quad (5.15)$$

Si les erreurs relatives calculées pour la pression, l'enthalpie et la température de la tige de combustible sont inférieures à 10^{-5} , le calcul converge. Si non, on initialise les paramètres avec les résultats du calcul précédent. Le calcul se fait de nouveau, et ainsi de suite jusqu'à ce que la condition de convergence soit satisfaite.

Pour l'analyse d'un canal CANFLEX d'un CANDU-SCWR, un calcul couplé avec un code neutronique a été effectué en collaboration avec Pr. Guy Marleau et M. Baptiste Delattre. Pour le calcul neutronique, on a utilisé le code DRAGON (Marleau, 2007) pour la résolution de l'équation de transport des neutrons, dans le but de simuler le comportement des neutrons d'une cellule élémentaire, et le code DONJON (Varin et al., 2005) a été utilisé pour le calcul en diffusion sur l'ensemble d'un canal.

Les sorties du code ARTHUR_SCWR pour le calcul neutronique sont la distribution axiale de la température moyenne du caloporteur, la distribution axiale de la densité moyenne du caloporteur et la distribution axiale de la température du combustible calculée par la moyenne radiale en utilisant la formule suivante :

$$T_{comb} = \sum_{j=1}^{M_{disc}-1} \frac{T_{j+1} + T_j}{2} \times \frac{R_{j+1}^2 - R_j^2}{R_{Comb}^2} \quad (5.16)$$

Ainsi, le calcul neutronique fournit une nouvelle distribution de puissance thermique, qui sera envoyé au code ARTHUR-SCWR, et ainsi de suite, jusqu'à ce que l'erreur relative ε_q entre deux puissances successives, calculée par l'équation 5.14 devient inférieure à 6×10^{-3} .

$$\varepsilon_q = \frac{|q\ nouvelle\ itération - q\ nouvelle\ précédente|}{q\ nouvelle\ itération} \quad (5.17)$$

Tableau 5.1 : Les entrées du code ARTHUR-SCWR.

Symboles	Significations
Ndisc	Le nombre de points de la discrétisation axiale du canal
Mcdisc	Le nombre de points de la discrétisation radiale du combustible
Mgdisc	Le nombre de points de la discrétisation radiale de la gaine
pinit	La pression à la sortie du canal (Pa)
tinit	La température du caloporteur à l'entrée du canal (K)
Ginit	Le flux massique (kg/m^2s)
qinit	La puissance thermique (W)
Ltig	La longueur du canal (m)
theta	L'angle d'inclinaison du canal par rapport à la verticale (rad)
Dcomb	Le diamètre du combustible (m)
tg	L'épaisseur du gap (m)
Dgext	Le diamètre extérieur de la gaine (m)
epsr	La rugosité de la gaine (m)
Dinter	La distance entre deux centres successifs des crayons de la première couronne (m)

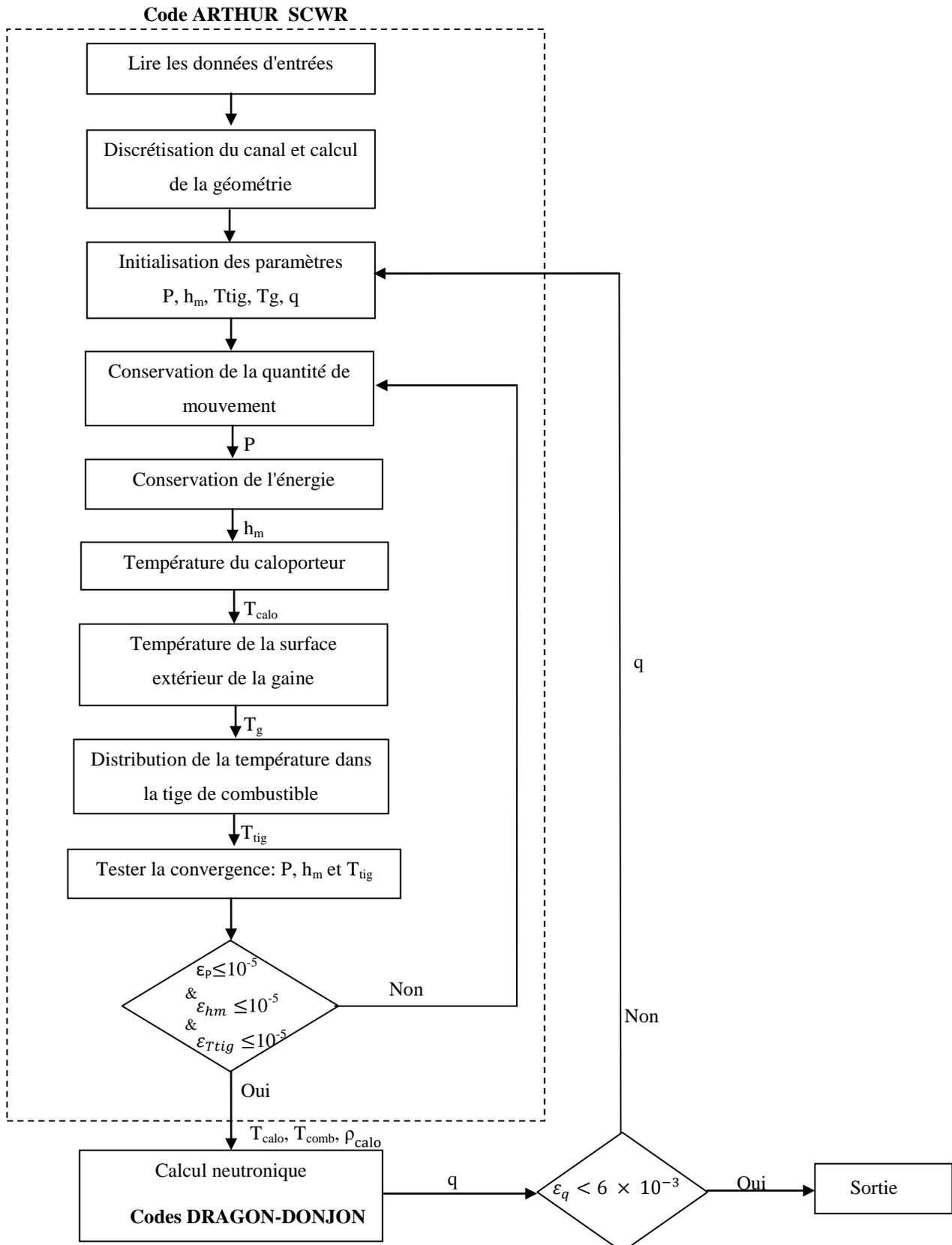


Figure 5.8 : Schéma de calcul couplée du code ARTHUR_SCWR avec les codes DRAGON et DONJON.

Chapitre 6

SIMULATIONS COUPLÉES POUR DES GRAPPES DE TYPE CANFLEX DANS UN CANAL CANDU_SCWR

Le code ARTHUR a été modifié pour traiter les écoulements d'eau à l'état supercritique. Ces changements ont été incorporés dans le nouveau code ARTHUR_SCWR. Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de simulations de ce code pour l'analyse d'un canal de combustible dans un réacteur refroidi à eau supercritique de type CANDU-SCWR.

Au début, pour le choix du profil de puissance, on a effectué un calcul couplé avec le code DRAGON (Marleau, 2007) et DONJON (Varin et al., 2005). Le calcul neutronique a été réalisé par l'étudiant à la maîtrise Baptiste Delattre sous la direction de Pr. A. Teyssedou et la codirection de Pr. G. Marleau.

En utilisant le profil de puissance obtenue à partir du calcul couplé initial, on a simulé les effets du choix des corrélations utilisées pour la détermination du coefficient de la perte de pression par frottement, du coefficient de transfert de chaleur en convection forcée dans le canal de combustible ainsi que les variations des conditions aux limites.

6.1 Conditions d'opération nominale d'un réacteur de type CANDU-SCWR

Pour effectuer cette étude, nous avons utilisé une grappe de combustible de type CANFLEX (figure 5.1). On a modélisé le canal en supposant que tout ce qui se passe dans le canal est représenté par l'écoulement autour du crayon placé au centre, entouré par les sept crayons de la première couronne (figure 5.2). De plus, les valeurs géométriques qu'on a utilisées sont indiquées dans le tableau (6.1).

La première couronne entourant le crayon de combustible central est formée de 7 crayons. Les centres de ces crayons forment un heptagone régulier. Le rapport entre le côté A , de ce dernier, et le rayon r du cercle circonscrit est donné par la formule suivante :

$$\frac{A}{r} = 2 \sin\left(\frac{\pi}{7}\right). \quad (6.1)$$

Ainsi, la distance entre les crayons de la première couronne est donné par:

$$D_{inter} = 2 r_{1^{ère} couronne} \sin\left(\frac{\pi}{7}\right). \quad (6.2)$$

Tableau 6.1 : Paramètres géométriques pour une grappe de type CANFLEX utilisée dans un réacteur de type CANDU-SCWR.

Paramètres	Valeurs
Diamètre du combustible:	
8 crayons du centre	13.53 <i>mm</i>
35 crayons des 3èmes et 4èmes couronnes	11.52 <i>mm</i>
Rayon de la 1 ^{ère} couronne	17.34 <i>mm</i>
Rayon de la 2 ^{ème} couronne	30.75 <i>mm</i>
Rayon de la 3 ^{ème} couronne	43.84 <i>mm</i>
Diamètre interne de la grappe	104.1 <i>mm</i>
Épaisseur de la gaine	0.299 <i>mm</i>
Épaisseur du gap	0.05 <i>mm</i>
Longueur du canal	6.00 <i>m</i>

6.2 Simulation couplée d'un canal de combustible pour un réacteur de type CANDU-SCWR

Comme mentionnée antérieurement, on a effectué un calcul couplé entre le code ARTHUR_SCWR et les codes DRAGON (Marleau, 2007) et DONJON (Varin et al., 2005) afin d'obtenir la distribution de puissance le long du canal. Les conditions de fonctionnement choisies pour effectuer nos simulations sont indiquées dans le tableau (6.2).

Tableau 6.2 : Conditions d'opération nominales d'un réacteur de type CANDU-SCWR .

Paramètres	Valeurs
Pression de sortie	25 MPa
Température d'entrée	350°C
Débit massique	4.4 kg/s
Longueur du canal	6.0 m
Puissance thermique totale dans le réacteur	2540 MW

Après plusieurs itérations, on a obtenu le profil de puissance illustré dans la figure 6.1. Nous avons arrêté la procédure itérative au moment où l'écart relatif moyen entre les deux dernières itérations est inférieur à 6×10^{-3} , i.e., différence entre les itérations 5 et 6.

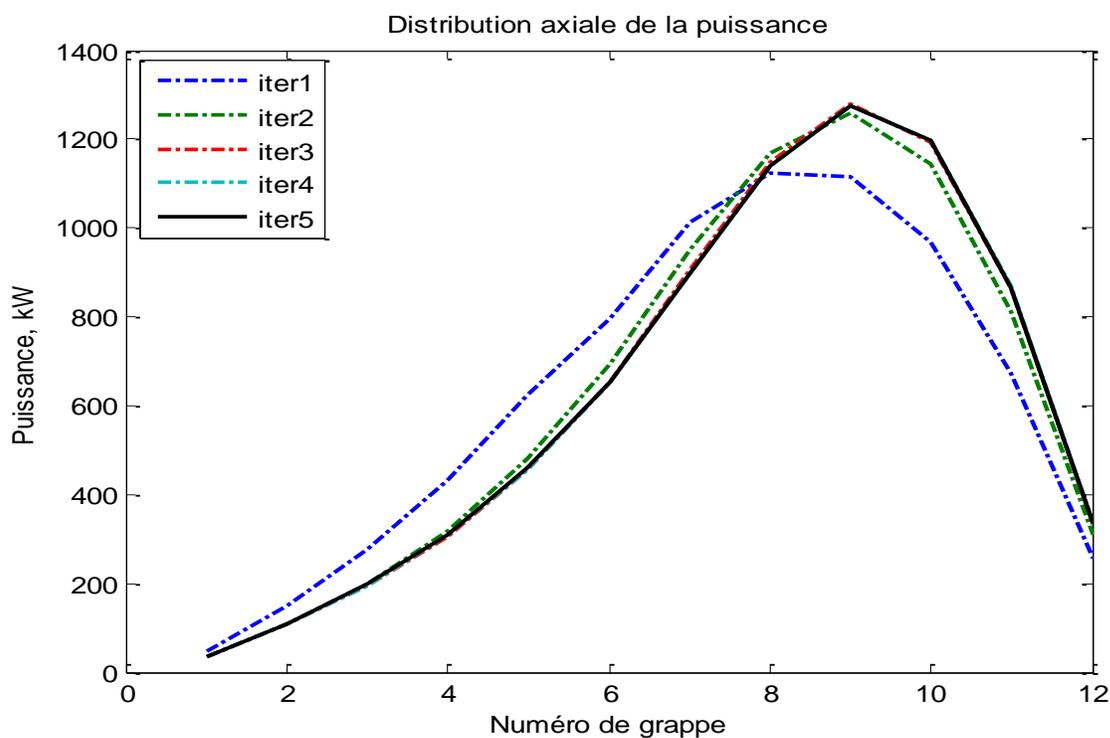


Figure 6.1 : Itérations pour le calcul du profil de la puissance thermique le long d'un canal de combustible dans un CANDU-SCWR.

Par la suite, la puissance obtenue dans la dernière itération a été utilisée pour calculer la distribution des paramètres thermohydrauliques le long du canal.

La figure 6.2 représente la distribution axiale du flux de chaleur thermique dans le canal. La valeur minimale du flux de chaleur thermique de détérioration du transfert de chaleur a été calculée par l'équation (4.22) (Mokry et al., 2010). À partir de la sixième grappe de combustible, le flux de chaleur thermique dans le canal de combustible dépasse la valeur minimale de flux de chaleur de détérioration de transfert de chaleur. Dans cette région, on s'attend à un régime de transfert de chaleur détérioré, c.à.d, le coefficient de transfert de chaleur est plus bas que ce lui pour un régime normal. Ce phénomène peut affecter l'intégrité de la gaine de combustible.

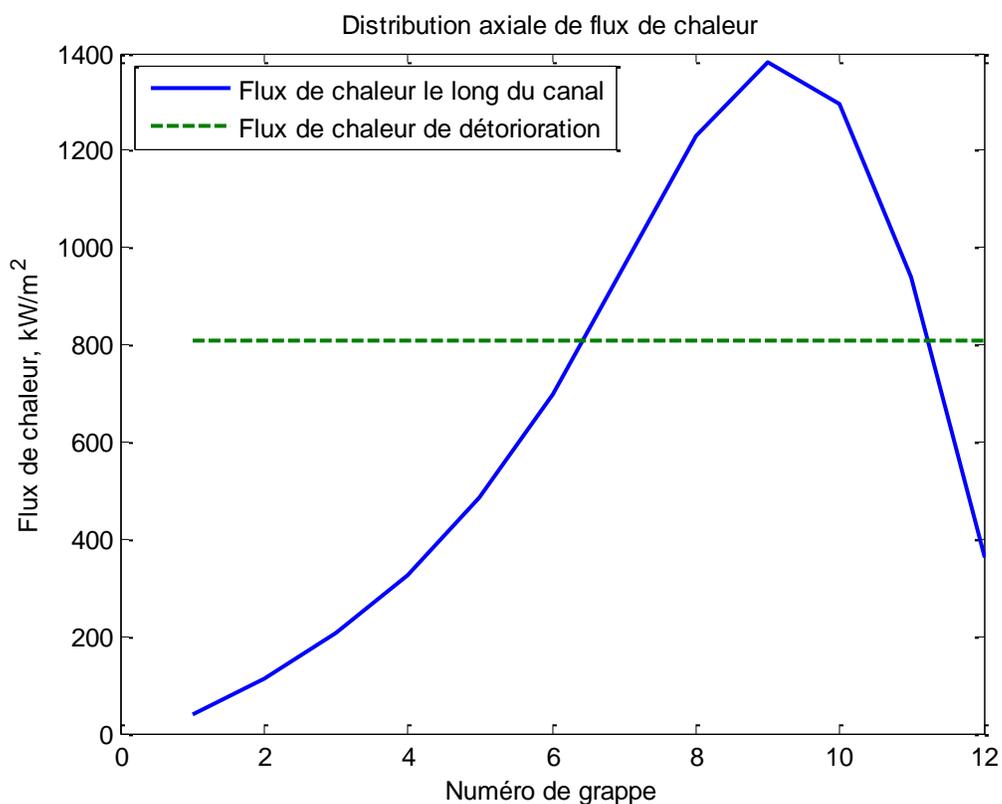


Figure 6.2 : Profil de flux de chaleur axiale le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.

On observe dans la figure 6.3 la variation de la densité du caloporteur le long du canal. La densité du caloporteur à la sortie du canal de combustible est de l'ordre de 77 kg/m^3 . Cette densité est six fois plus faible que la densité du caloporteur à l'entrée du canal, égale à 620 kg/m^3 . Cette différence explique le profil de puissance thermique représenté sur la figure 6.1, qui présente à son tour un pic décalé vers la sortie du canal de combustible. En effet, la faible densité du caloporteur à la sortie du canal diminue la probabilité d'absorption des neutrons pendant leurs ralentissements. Par conséquent, le taux de fission devient plus important et induit une chaleur dégagée plus importante. De plus, on peut assimiler le comportement du caloporteur à la sortie, à une vapeur. Cette vapeur peut être utilisée dans la turbine sans passer par un générateur de vapeur (Pioro et Duffey, 2007).

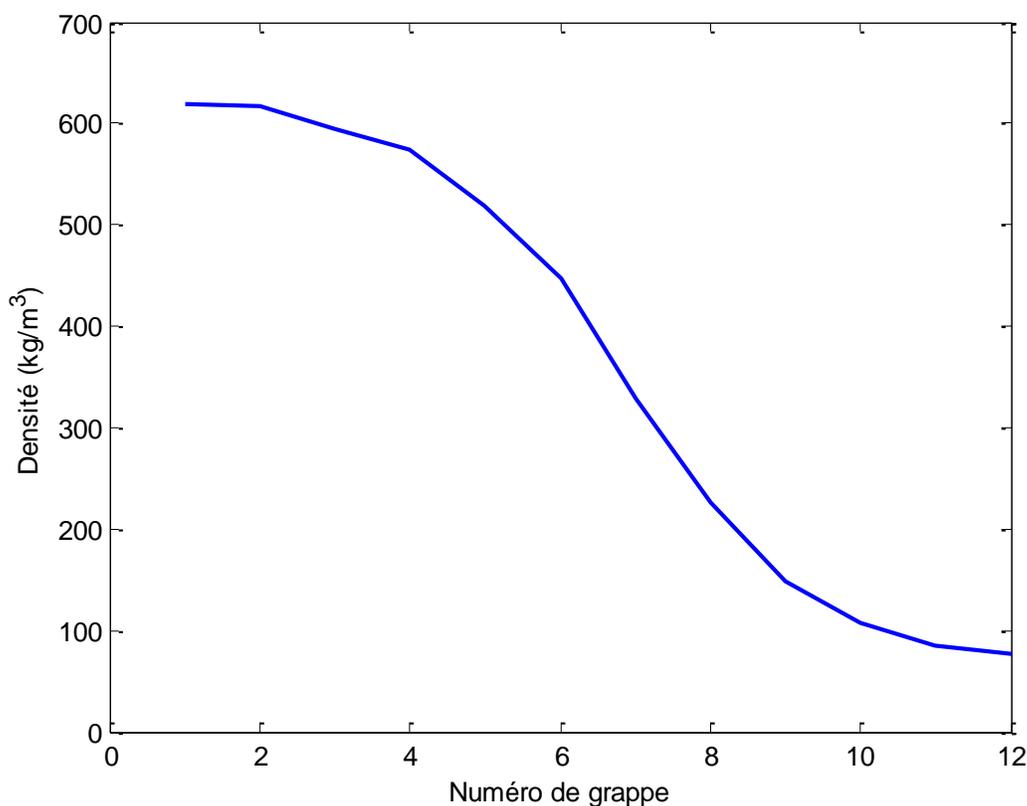


Figure 6.3 : Distribution axiale de la densité du caloporteur le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.

La figure 6.4 montre la variation de l'enthalpie le long du canal. Le gradient d'enthalpie est important au niveau de la région pseudocritique. La différence entre l'enthalpie à l'entrée et l'enthalpie à la sortie du canal est égale à 1741.3 kJ/kg . Suite à la conservation de l'énergie décrite par l'équation 6.1, pour une même puissance thermique que dans les réacteurs actuels, le gradient important de l'enthalpie dans la région pseudocritique permet l'emploi d'un débit massique du caloporteur plus faible. En utilisant un débit massique plus faible, la puissance de pompage est réduite et ainsi le coût de fonctionnement de la centrale.

$$\frac{\Delta h}{\Delta z} = \frac{4q''}{D_h G} \quad (6.1)$$

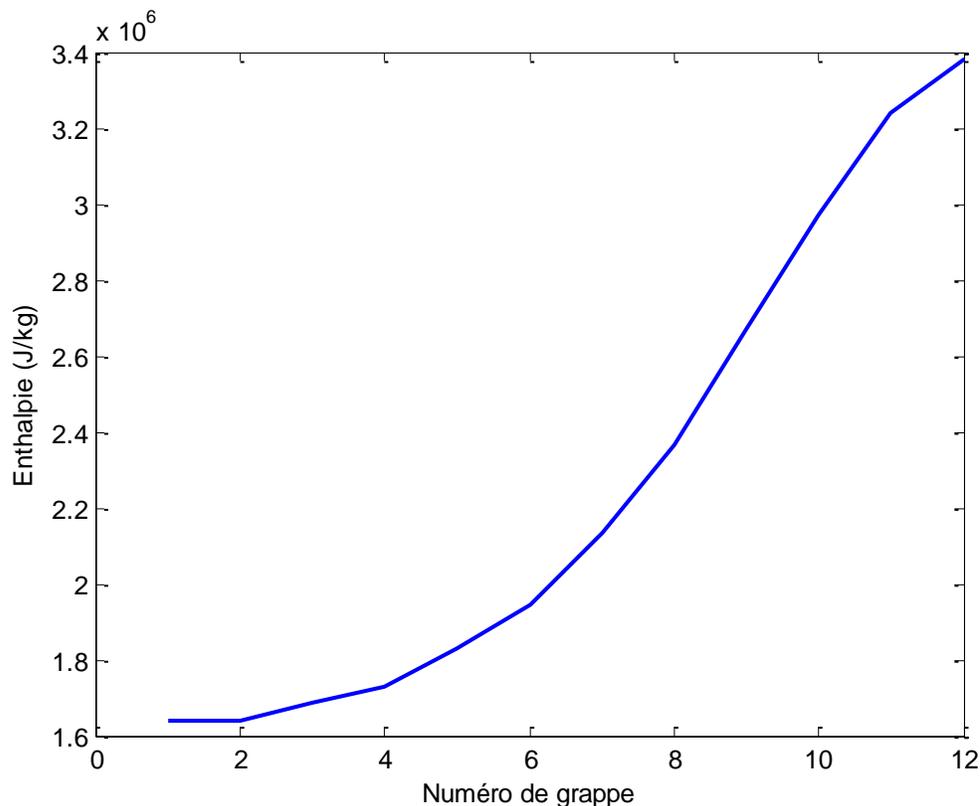


Figure 6.4 : Distribution axiale de l'enthalpie du caloporteur le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.

La figure 6.5 représente la température moyenne du caloporteur et la température à la surface extérieure de la gaine le long du canal. La température du caloporteur à la sortie prédite par notre modèle est égale à 562°C . Cette température est plus faible que la température de sortie nominale estimée pour un réacteur CANDU-SCWR, qui est égale à 650°C (Piro et Duffey, 2007). La température de la paroi extérieure de la gaine présente un maximum au niveau de la 9^{ème} grappe. Ceci est possiblement dû à la détérioration du régime de transfert de chaleur dans cette région. En effet, on a déjà mentionné que, tel qu'il est représenté sur la figure 6.2, dans la région située entre la sixième et la onzième grappe, on s'attend à un régime de transfert de chaleur détérioré, et la détérioration est maximale au niveau de la 9^{ème} grappe. Au niveau de la figure 6.6, on observe que le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée présente un pic dans la région pseudocritique et il diminue d'une façon significative après. Il atteint son minimum dans la région où l'écart entre le flux de chaleur dans le canal et la valeur minimal du flux de chaleur de détérioration est maximal, c.à.d., dans la région où le régime de transfert de chaleur est le plus détérioré. Dans cette région la température à la paroi de la tige de combustible est maximale et elle est égale à 708°C .

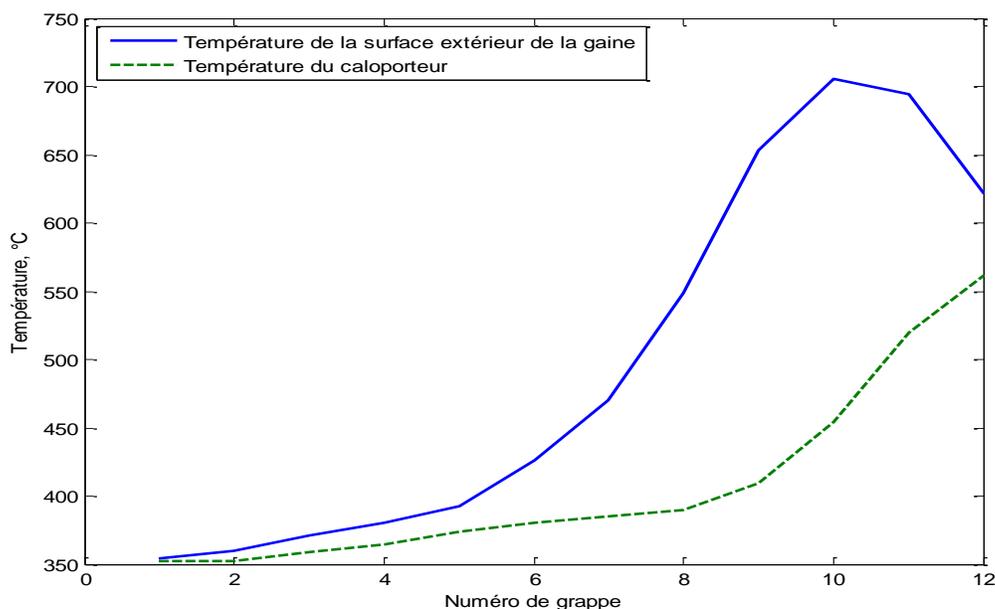


Figure 6.5 : Distribution de la température du caloporteur et de la température à la surface extérieure de la gaine le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.

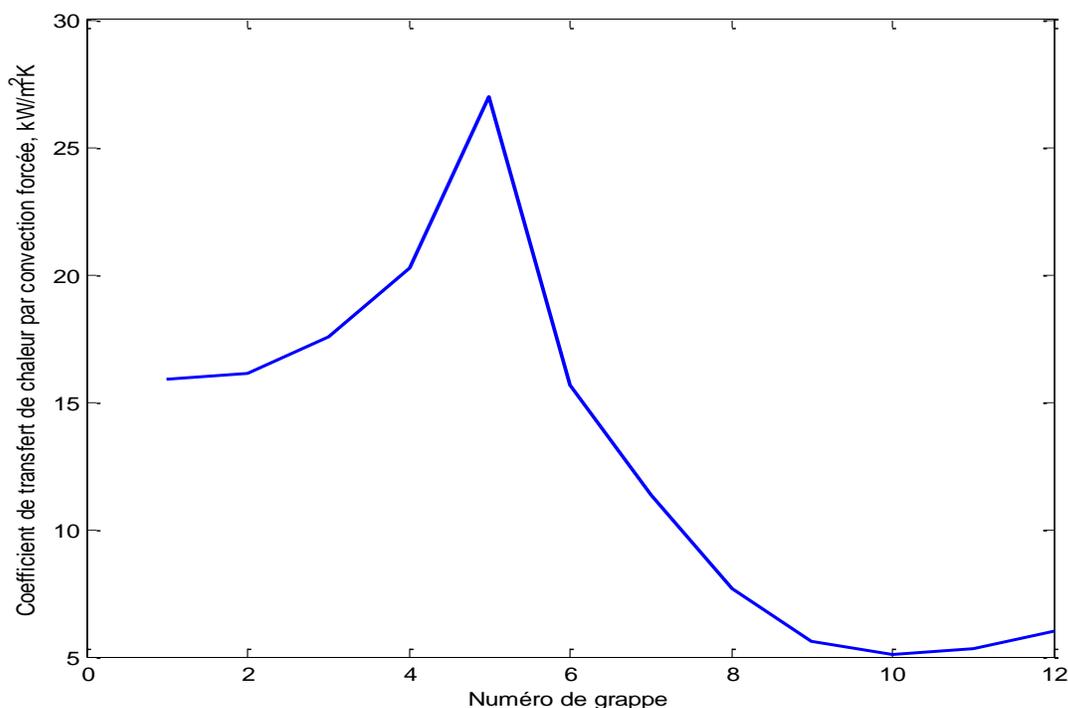


Figure 6.6 : Distribution axiale du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.

Dans les figures 6.7 - 6.9, on représente la distribution de température dans la tige de combustible. On observe sur ces trois figures que la température du combustible présente un maximum au niveau de la 9^{ème} grappe. Ceci est dû à sa dépendance avec la distribution de puissance (figure 6.1) et la température calculée pour la surface de la gaine. La température est maximale sur l'axe de la tige de combustible, représenté sur la figure 6.8. La valeur maximale calculée est 1548 °C, cette valeur est inférieure à la température de fusion de dioxyde d'uranium qui est 2865°C.

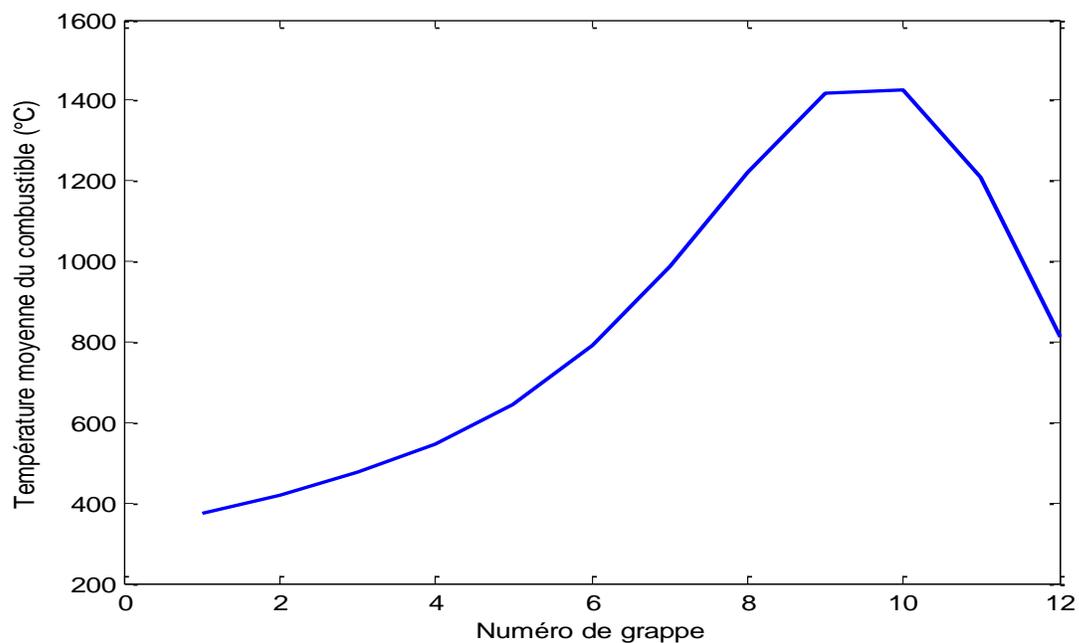


Figure 6.7 : Distribution axiale de la température moyenne de combustible le long du canal de combustible d'un CANDU-SCWR.

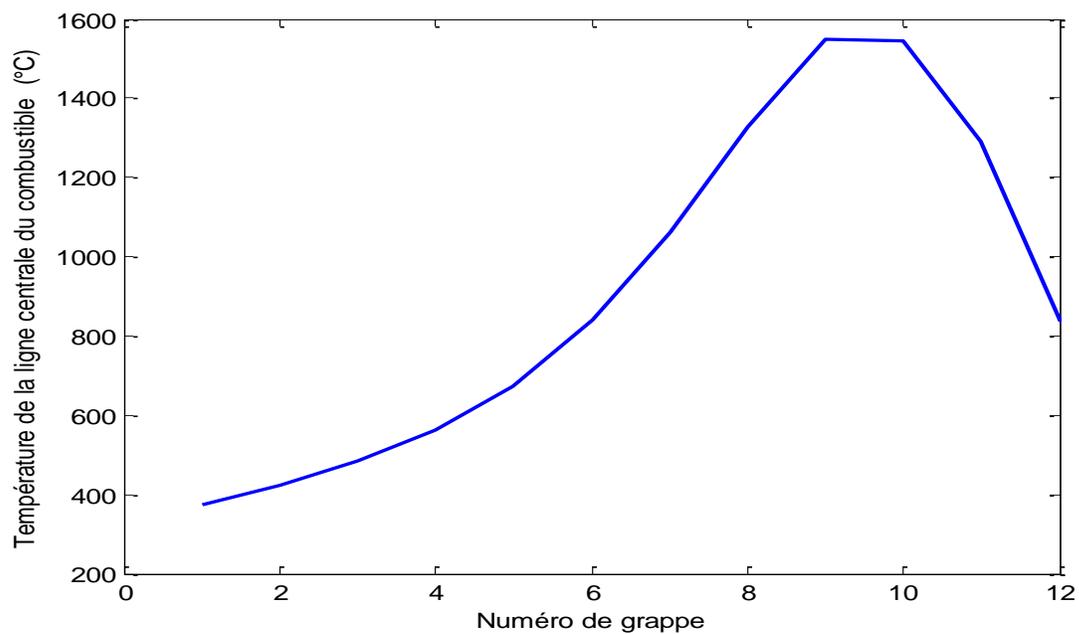


Figure 6.8 : Distribution axiale de la température le long de l'axe de combustible dans un canal d'un CANDU-SCWR.

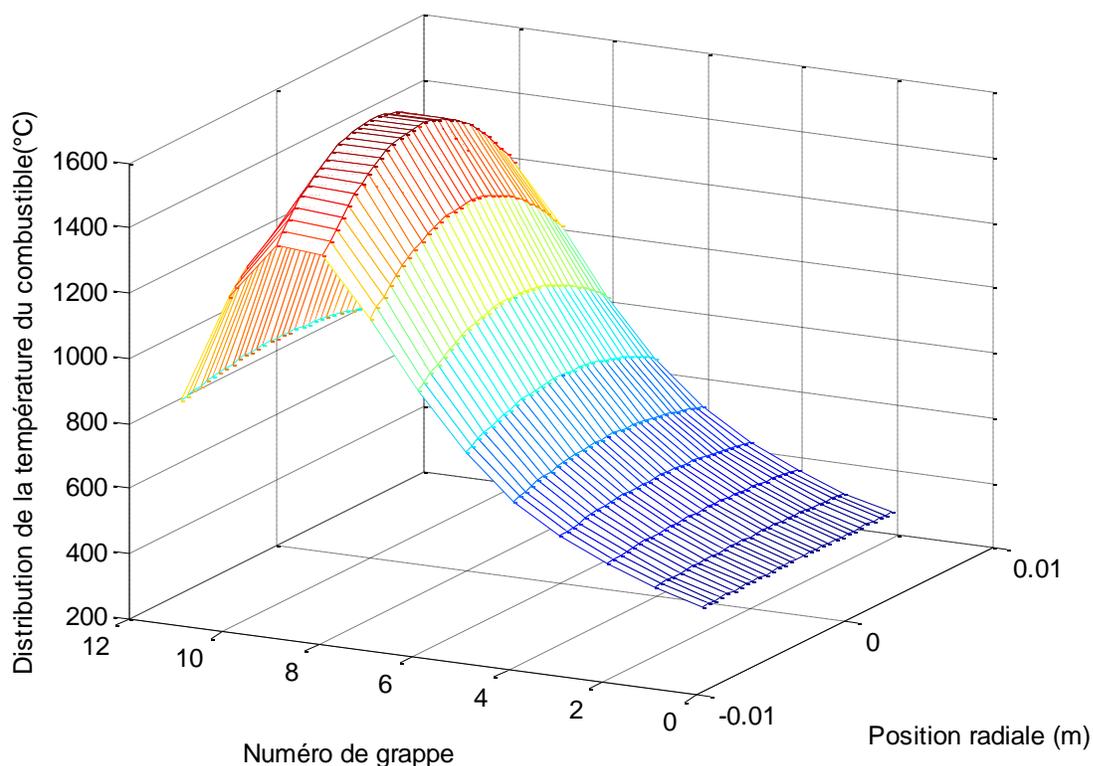


Figure 6.9 : Distribution de la température du combustible dans une tige de combustible dans un canal d'un CANDU-SCWR.

Le rapport entre la densité moyenne du caloporteur et la densité du caloporteur, évaluée en utilisant la température calculée au niveau de la surface extérieure de la gaine du crayon de combustible est représenté par la figure 6.10. D'après ces simulations, on observe qu'au niveau de la grappe 6, la densité du caloporteur aux proximités de la surface extérieure de la gaine est 3.5 fois plus faible que la densité moyenne du caloporteur dans le canal. Ceci remet en question l'hypothèse de considérer l'écoulement de l'eau supercritique comme étant homogène. En effet, l'écoulement dans le canal semble se comporter comme un écoulement quasi-diphasique stratifié. Des comportements semblables ont déjà été expérimentalement observés par Ota et al. (2002). Il faut mentionner que l'effet de cette différence de densité a été pris en compte lors du calcul du transfert de chaleur par le rapport des deux densités qui apparait dans la corrélation (4.44) de Mokry et al. (2010). Cette observation peut mettre en question la possibilité de construire un réacteur nucléaire à l'eau supercritique de type CANDU, c'est à dire, avec des canaux de

combustible placés horizontalement. Dans ce cas, la présence de la gravitation induit une forte stratification qui peut affecter, de manière substantielles les conditions de transfert de chaleur thermique.

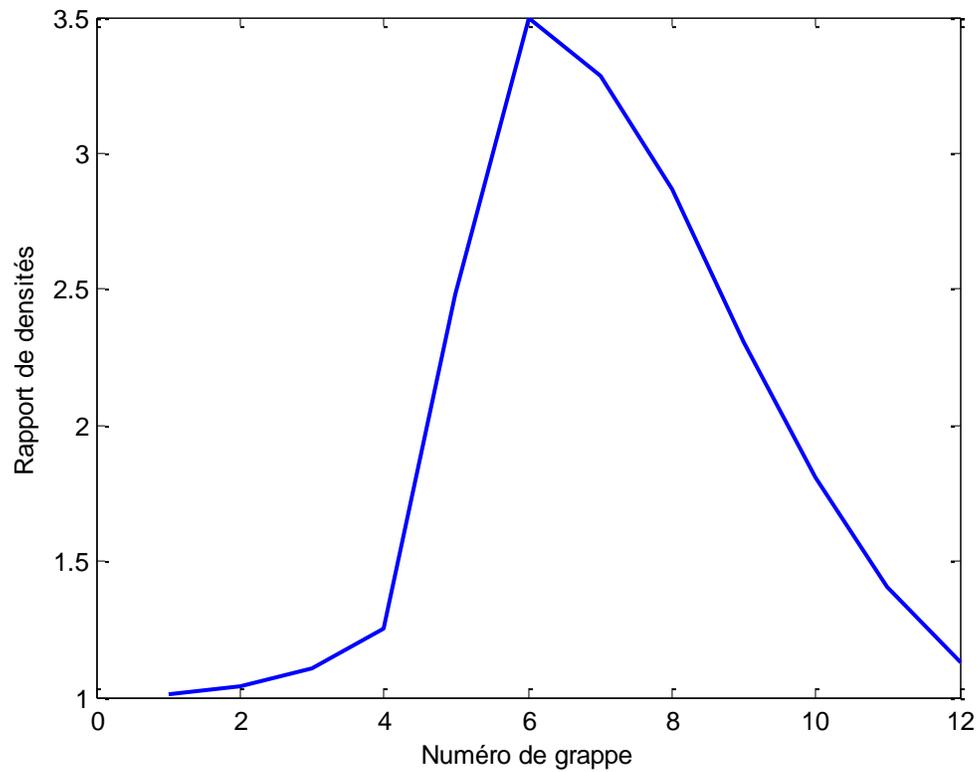


Figure 6.10 : Le rapport entre la densité moyenne du caloporteur et la densité du caloporteur à la surface de la gaine du combustible.

6.3 Comparaison avec les codes SUBCHAN

Le code SUBCHAN (Jiyang et al., 2007) est un code de calcul thermohydraulique, développé à l'université de Tsinghua en Chine, pour l'analyse du réacteur de type CANDU-SCWR. Ce dernier utilise la corrélation de Blasius afin de calculer le coefficient de la perte de pression par frottement. Pour le transfert de chaleur par convection forcée, la corrélation de Feng et al. (2005) a été utilisée dans la version de Jiyang et al. (2007). Ensuite, suite à des comparaisons entre des valeurs expérimentales et des calculs effectués utilisant les différentes corrélations dans la littérature, Jiyang et al. (2009) ont choisi la corrélation de Bishop et al. (1964) pour l'incorporer dans le code SUBCHAN.

Ce code utilise le modèle de sous-canaux pour l'analyse du canal de combustible. La discrétisation en sous-canaux de la grappe de combustible est représentée sur la figure 6.11. Le tableau 6.3 représente les paramètres utilisés par Jiyang et al. (2009) pour la simulation du canal de combustible dans le réacteur CANDU-SCWR.

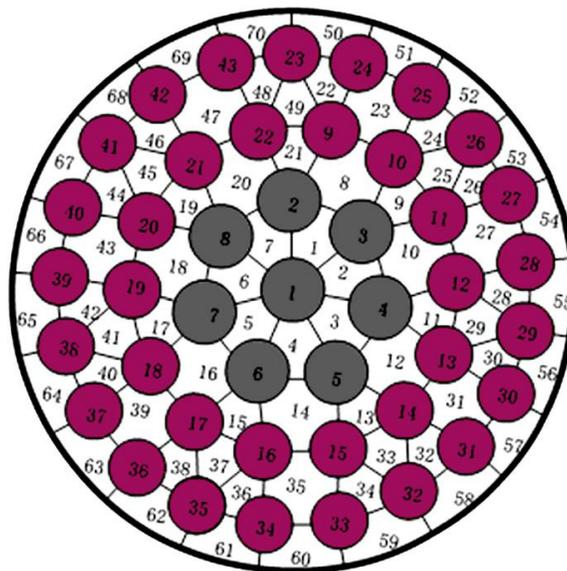


Figure 6.11 : Le modèle des sous-canaux d'une grappe de combustible de type CANFLEX.

Tableau 6.3 : Les paramètres utilisés par les deux codes SUBCHAN et ATHAS pour la simulation du canal de combustible dans le réacteur CANDU-SCWR.

Paramètres	Valeurs
Pression à la sortie du canal (MPa)	25
Température du caloporteur l'entrée du canal (°C)	350
Débit massique du caloporteur par canal (kg/s)	4.4
Puissance thermique totale dans le canal (MW)	8.467

Les calculs effectués par le code SUBCHAN sont des calculs thermohydrauliques non couplés avec un code de calcul neutronique. Pour effectuer nos comparaisons, on a utilisé le même profil de flux thermique utilisé par le code SUBCHAN, présentés sur les figures 6.12 et 6.13.

Aux figures 6.14 et 6.15, on observe les variations de la température moyenne du caloporteur, le long du canal de combustible, obtenues respectivement par le code SUBCHAN et le code ARTHUR_SCWR. Les deux courbes présentent des similarités de point de vue de l'allure et de l'ordre de grandeur. En fait, par les deux modèles, à l'entrée du canal la température du caloporteur est 350°C et à la sortie du canal, elle est de l'ordre de 600°C.

Le coefficient de transfert thermique par convection forcée entre le caloporteur et la gaine de la tige de combustible est présenté sur les figures 6.16 et 6.17. Les deux courbes montrent la même distribution. Ainsi, le pic calculé par la corrélation de Mokry et al. (2010) dans le code ARTHUR_SCWR est plus faible que celui calculé par la corrélation de Bishop et al. (1964) dans le code SUBCHAN. De plus, dans la région où les conditions de détériorations s'établissent, le minimum calculé par la corrélation de Mokry et al. (2010) est plus élevé que celui calculé par la corrélation de Bishop et al. (1964). Ces différences affectent les allures de la distribution de la température à la surface extérieure de la gaine, présentées par les figures 6.18 et 6.19. En effet, on observe que les températures prédites par les deux codes ont les mêmes allures, sauf que dans la région pseudocritique, où le coefficient de transfert de chaleur présente un pic, la température obtenue par nos calculs est légèrement plus élevée que celle obtenue par le code SUBCHAN. De plus, dans la région de détérioration de transfert de chaleur, le maximum de la température de la gaine obtenue par le code ARTHUR_SCWR est plus faible.

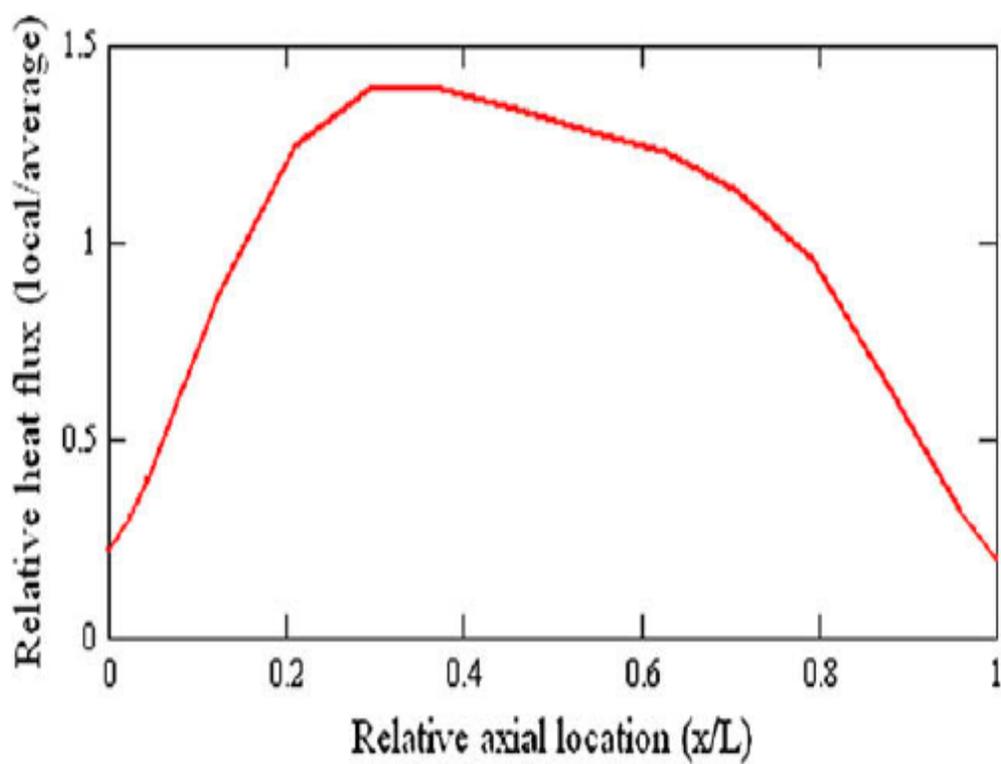


Figure 6.12 : Le flux thermique relatif le long du canal dans le code SUBCHAN.

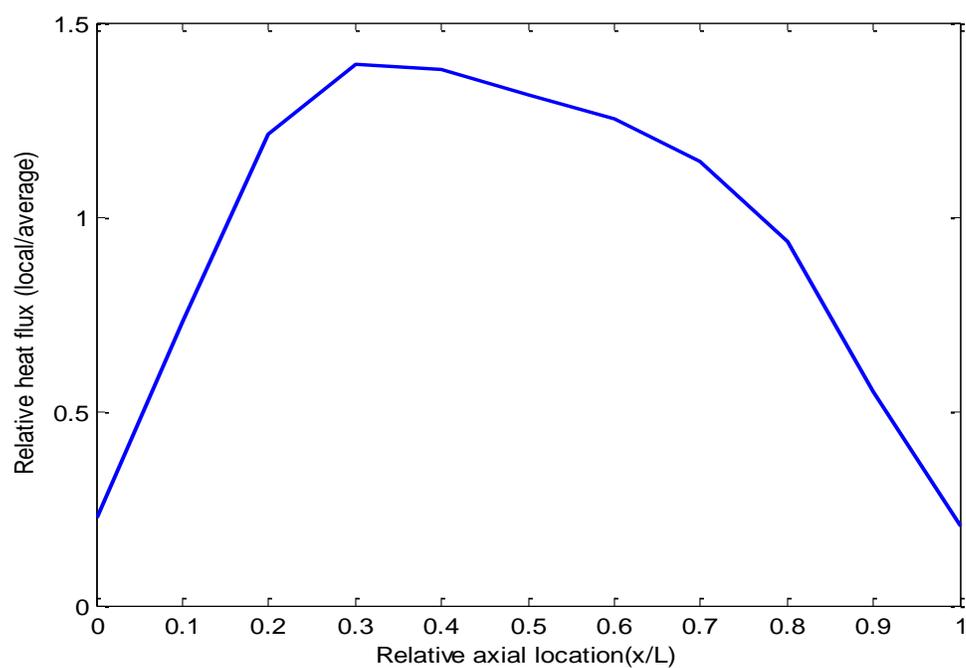


Figure 6.13 : Le flux thermique relatif le long du canal dans le code ARTHUR_SCWR.

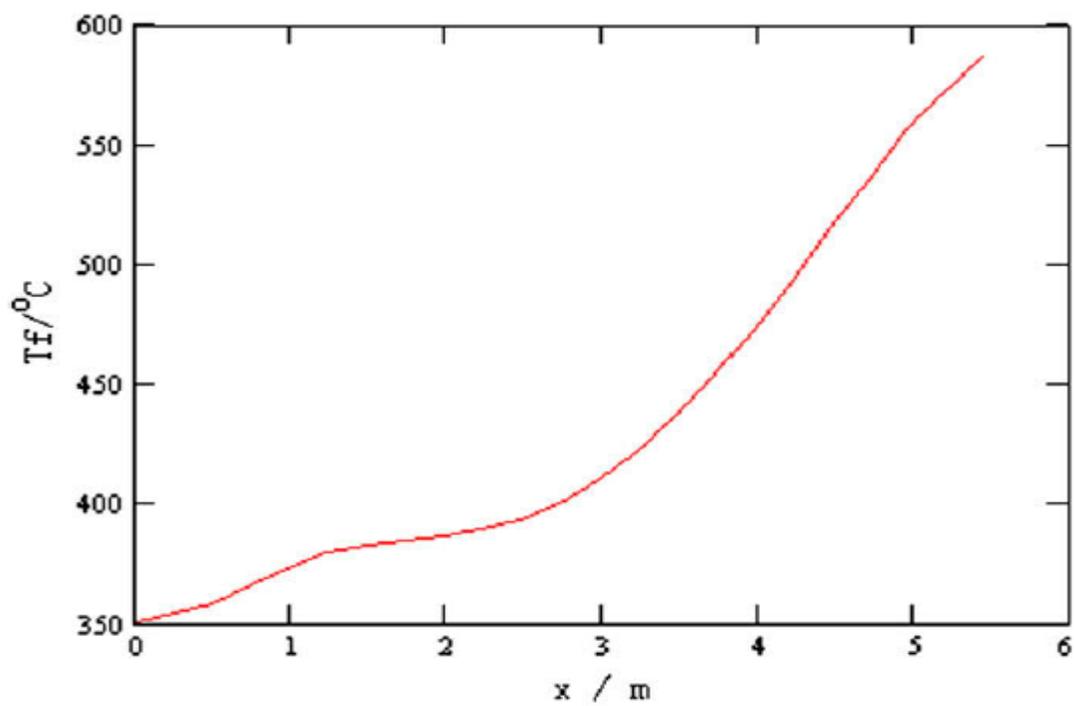


Figure 6.14 : Température moyenne du combustible dans le canal par le code SUBCHAN.

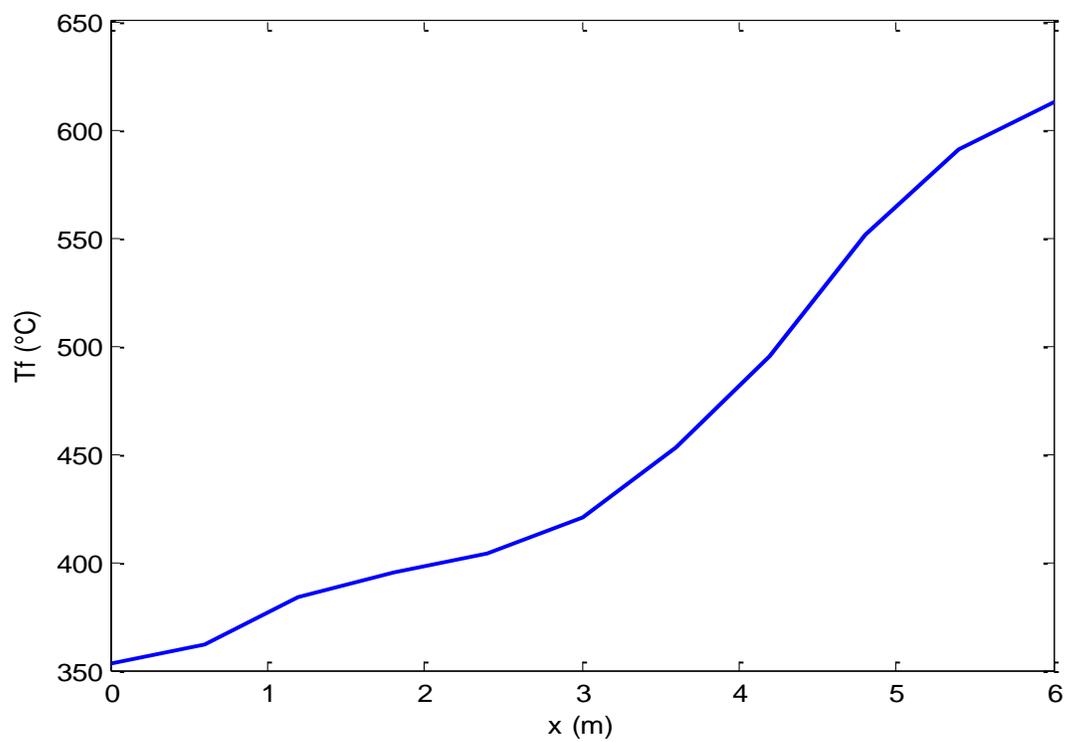


Figure 6.15 : Température moyenne du combustible dans le canal par le code ARTHUR_SCWR.

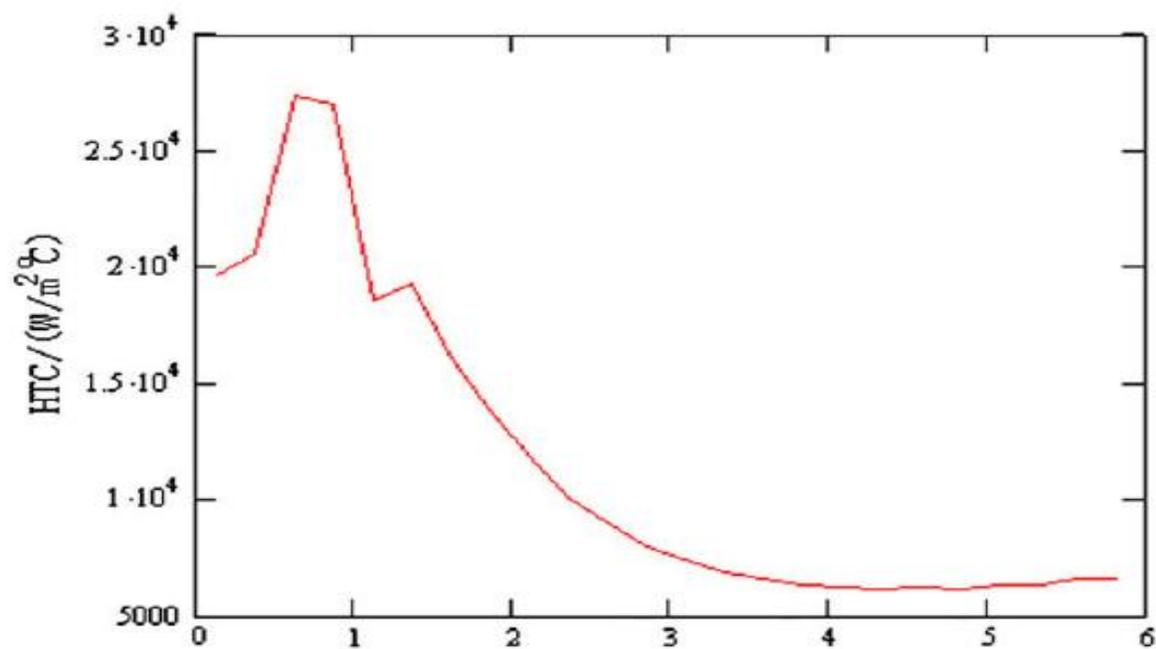


Figure 6.16 : Coefficient de transfert de chaleur entre la surface de la crayon 9 et le sous-canal 21 par le code SUBCHAN.

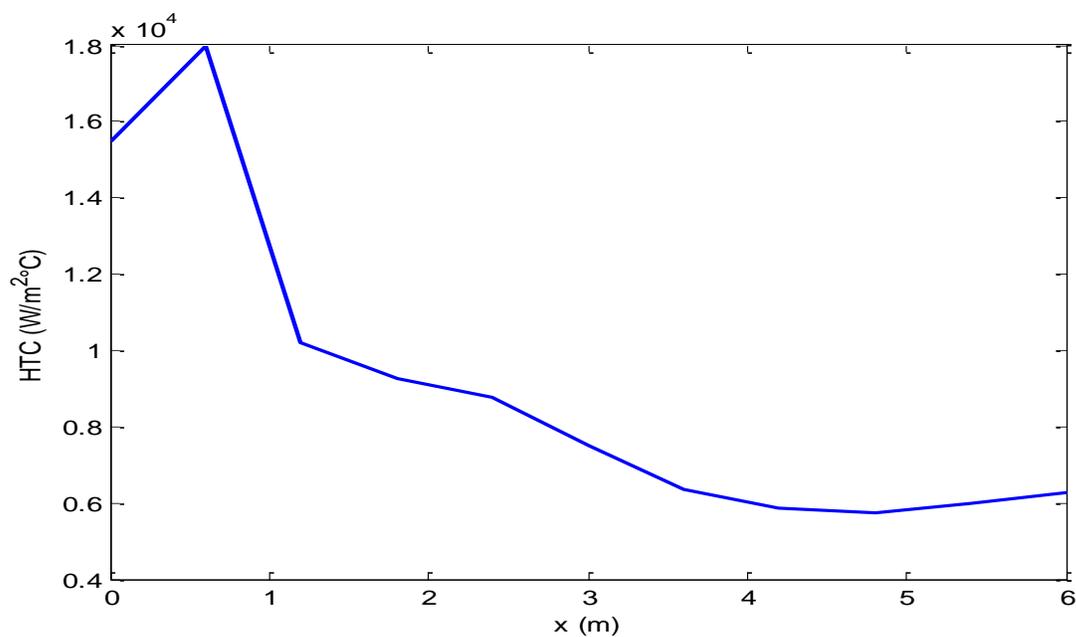


Figure 6.17 : Coefficient de transfert de chaleur entre la surface de la crayon au centre de la grappe et le caloporteur par le code ARTHUR_SCWR.

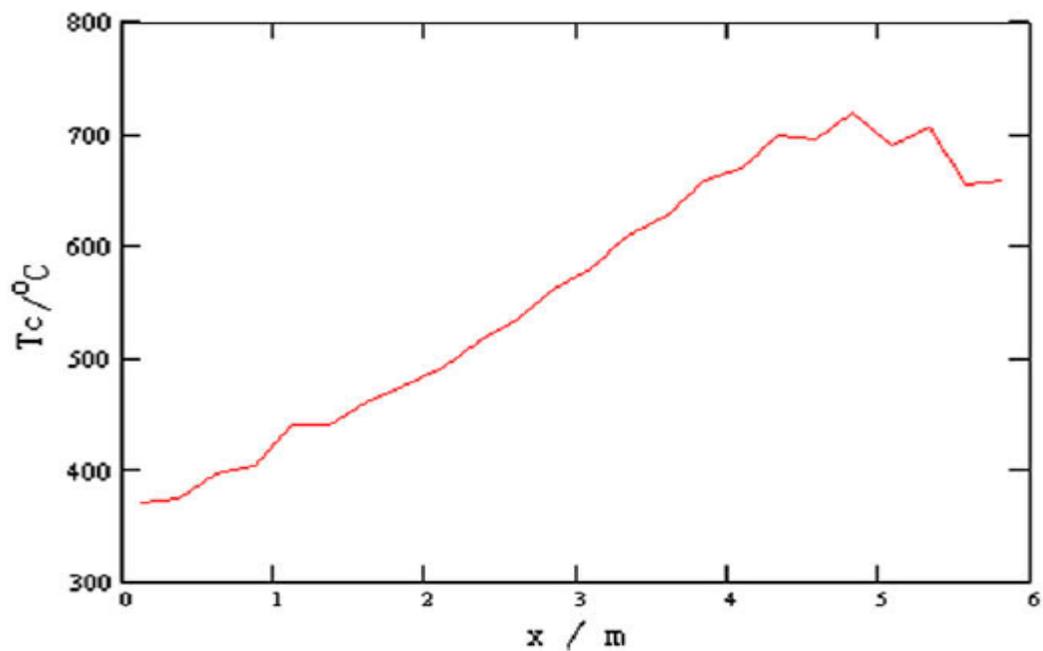


Figure 6.18 : Température de la surface extérieure de la gaine de combustible du crayon 9 par le code SUBCHAN.

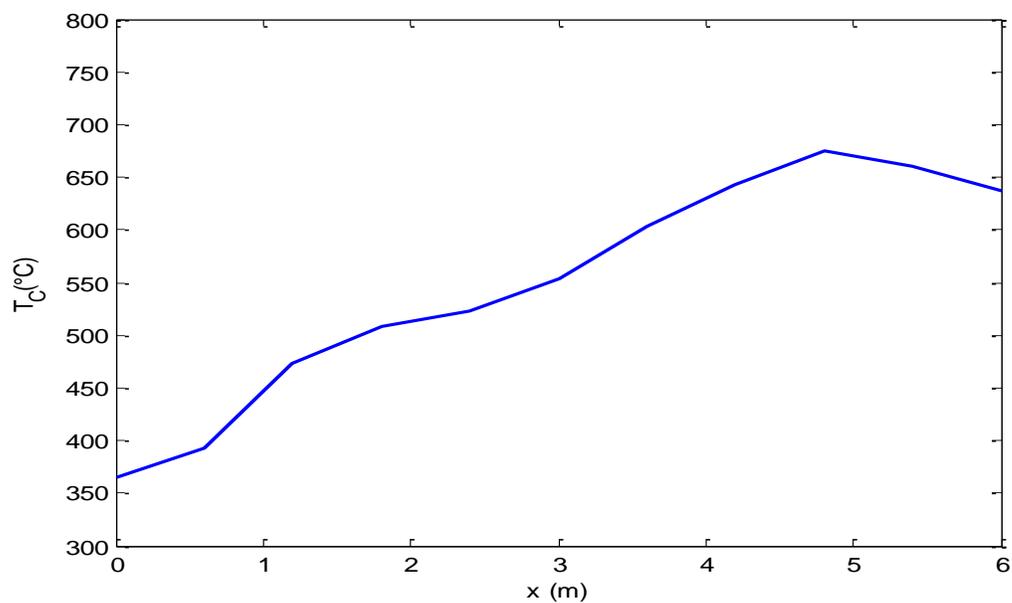


Figure 6.19 : Température de la surface extérieure de la gaine de combustible du crayon au centre de la grappe par le code ARTHUR_SCWR.

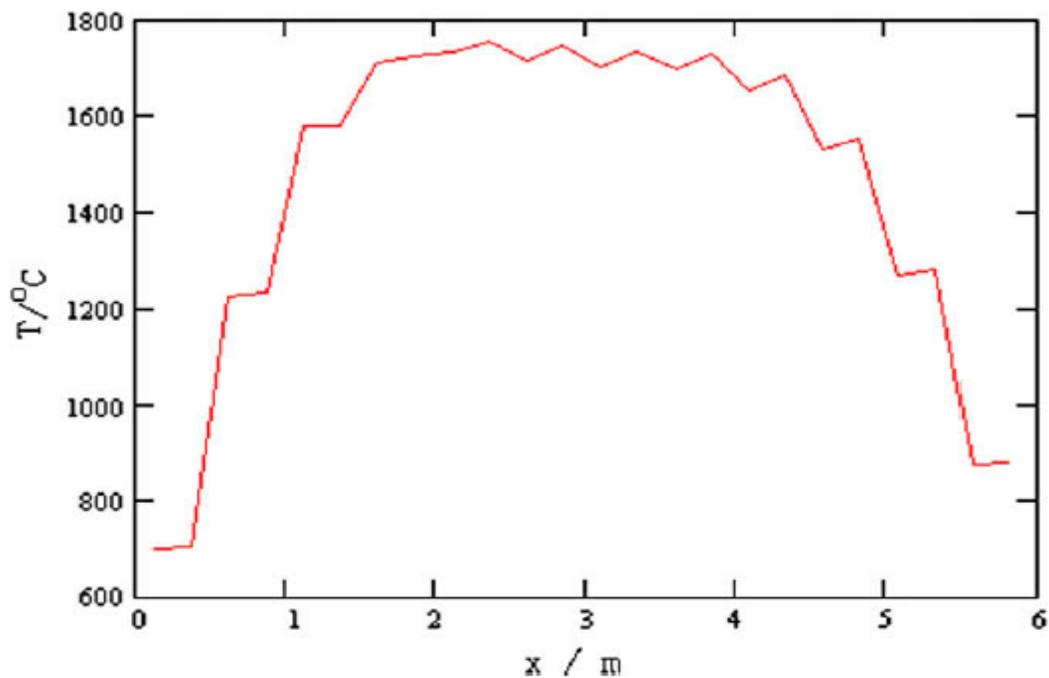


Figure 6.20 : Distribution axiale de la température le long de l'axe de la crayon 9 par le code SUBCHAN.

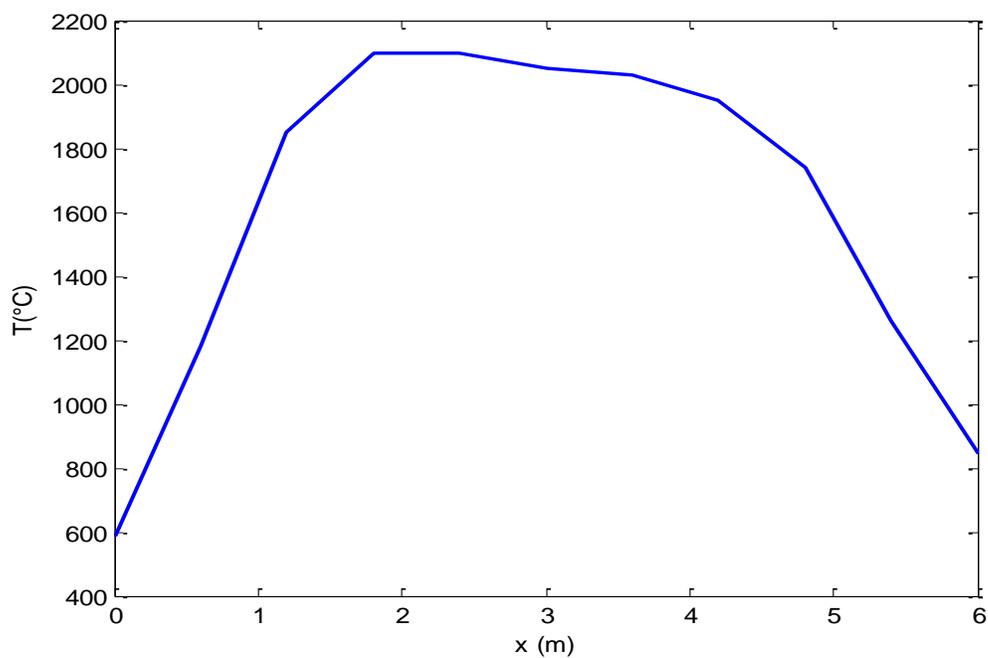


Figure 6.21 : Distribution axiale de la température le long de l'axe de la crayon au centre de la grappe par le code ARTHUR_SCWR.

Au niveau des figures 6.20 et 6.21, qui présentent la distribution axiale de la température le long de l'axe du crayon de combustible, les allures obtenues par les deux sont les mêmes, sauf qu'on remarque que la valeur du maximum est différente. Cet écart est expliqué par le fait que la figure 6.20 présente la distribution de la température dans le crayon de combustible numéro 9, montré sur la figure 6.11, alors que la figure 6.21 présente la distribution de la température pour un crayon au centre de la grappe. Les différences de la géométrie des deux crayons de combustible ainsi que leurs positions dans la grappe expliquent cette différence.

Malgré la simplicité du modèle de la grappe utilisé dans le code ARTHUR_SCWR, par rapport au modèle des sous-canaux, on a obtenu des résultats assez satisfaisants qui peuvent être utilisés dans les calculs neutroniques.

Dans ce qui suit, on a utilisé la corrélation de Bishop et al. (1964), utilisée par le code SUBCHAN, dans le code ARTHUR_SCWR pour comparer ses résultats à ceux obtenus grâce à la corrélation de Mokry et al. (2010). De cette manière on peut évaluer l'importance du choix de la corrélation lors du calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée sur la prédiction des paramètres thermohydraulique dans le canal de combustible.

6.4 Étude de sensibilité

Dans cette section, on utilise le profil de puissance obtenu à partir du calcul couplé (figure 6.1), pour évaluer l'influence du choix des corrélations pour la prédiction de la perte de pression par frottement et du transfert de chaleur par convection forcée, sur les résultats des simulations. D'autre part, on a déterminé les impacts des perturbations sur les conditions aux limites comme le débit massique du caloporteur et sa température à l'entrée du canal, sur l'évolution des différents paramètres thermohydrauliques dans le tube de force d'un réacteur CANDU-SCWR.

6.4.1 Influence du choix de la corrélation de la perte de pression par frottement

On a vérifié l'influence du choix de corrélations pour le calcul du coefficient de la perte de pression par frottement, sur l'estimation des différents paramètres thermohydraulique dans un tube de force du réacteur CANDU-SCWR.

Dans la section 4.1, on a choisi la corrélation de Garimella (2008) donnée par l'équation (4.13), qui a un écart relatif moyen par rapport aux données expérimentales égal à 36 %, comme la corrélation la plus pertinente pour le calcul du coefficient de la perte de pression par frottement et on l'a incorporé dans le code ARTHUR_SCWR. On a comparé des simulations effectuées en utilisant cette dernière, par des simulations effectuées en utilisant la corrélation de Kaji (1977), qui a un écart relatif moyen égal à 44 % évalué comme le plus faible écart après celui calculé par la corrélation de Garimella (2008), et la plus récente corrélation de Fang et al. (2012), dont l'écart relatif moyen égal 61 %.

La différence entre les résultats de calculs est tellement faible qu'elle n'est pas visible sur les représentations graphiques de la distribution axiale des différents paramètres thermohydrauliques dans le tube de combustible. Pour cette raison, dans les figures 6.22, 6.23 et 6.24, on représente les écarts relatifs entre les densités du caloporteur, les températures du caloporteur et les températures du combustible obtenues en utilisant la corrélation de Garimella (2008); Kaji (1977) et Fang et al. (2012).

Sur ces figures, la courbe 1 représente l'écart relatif entre les calculs obtenus en utilisant la corrélation de Garimella (2008) et Kaji (1977) , et la courbe 2 représente l'écart relatif entre les calculs obtenus en utilisant la corrélation de Garimella (2008) et Fang et al. (2012).

Les écarts relatifs moyens le long du tube de force, entre les calculs effectués par la corrélation de Garimella (2008) et Kaji (1977) sont 0.18% pour la densité du caloporteur, 0.03% pour la température du caloporteur et 0.017% pour la température du combustible. Alors que pour les calculs effectués par la corrélation de Garimella (2008) et Fang et al. (2012), ces écarts sont 0.62% pour la densité du caloporteur, 0.12% pour la température du caloporteur et 0.055% pour la température du combustible. Ainsi, les écarts obtenus sont très faibles ce qui prouve que le choix de la corrélation pour le calcul de la perte de pression par frottement n'ont pas une importante influence sur la distribution des propriétés thermophysiques dans le canal de combustible.

Grâce aux figures 6.22, 6.23 et 6.24, on constate que les plus grands écarts se situent dans la région pseudocritique. En effet, on a observé sur les figures 1.4, 1.5 et 1.6 que les propriétés thermophysiques de l'eau supercritique ne varient pas beaucoup hors de la région pseudocritique,

et que ces variations sont plus importantes dans la région pseudocritique, d'où l'effet de changement de pression est plus important dans cette région.

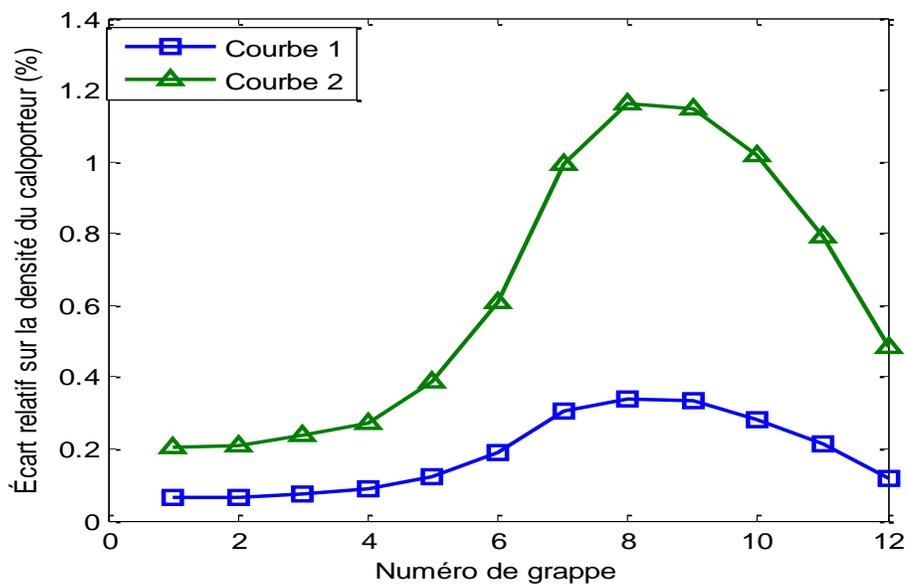


Figure 6.22 : Écarts relatifs sur la densité du caloporteur entre des calculs effectués par la corrélation de Garimella (2008); Kaji (1977) et Fang et al. (2012).

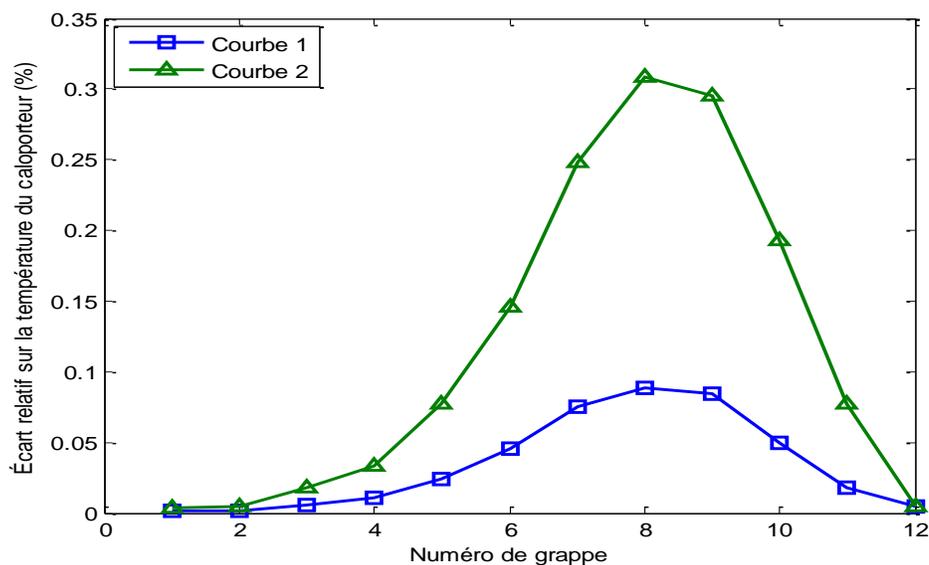


Figure 6.23 : Écarts relatifs sur la température du caloporteur entre des calculs effectués par la corrélation de Garimella (2008); Kaji (1977) et Fang et al. (2012).

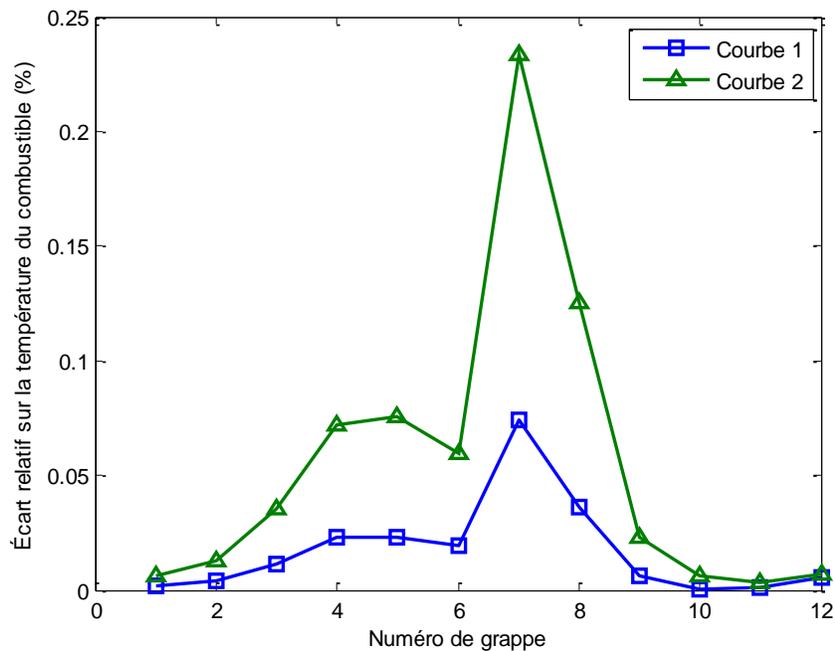


Figure 6.24 : Écarts relatifs sur la température du combustible entre des calculs effectués par la corrélation de Garimella (2008); Kaji (1977) et Fang et al. (2012).

6.4.2 Influence du choix de la corrélation de transfert de chaleur

Afin de prédire la température à la surface extérieure de la gaine de combustible donnée par l'équation (4.21), on a utilisé la corrélation de Mokry et al. (2010) pour calculer le coefficient de transfert de chaleur. Cette corrélation a été choisie suite à une étude comparative entre des calculs numériques effectués par de différentes corrélations et des données expérimentales.

Dans cette section, une comparaison des différents résultats obtenus en faisant recours à des différentes corrélations qui calculent le coefficient de transfert de chaleur par convection forcée sera présentée. Cette dernière évaluera l'importance du choix de ces dernières sur les résultats de calculs. On a comparé les résultats obtenus par la corrélation de Mokry et al. (2010), aux calculs effectués en utilisant les corrélations de Dittus-Boelter (1930), Feng et al. (2005), Bishop et al. (1964) et Jackson (2002). La corrélation de Dittus-Boelter (1930) est une corrélation classique utilisée dans plusieurs codes thermohydrauliques comme la version du code ARTHUR utilisé par Abdellahi (2009) et dans le code RELAP5 (Hu et Wilson, 2009). La corrélation de Feng et al. (2005) est utilisée par Jiyang et al. (2007) pour le développement du code SUBCHAN pour

l'analyse des CANDU-SCWR. La corrélation de Bishop et al. (1964) qui est la corrélation utilisée dans la nouvelle version du code SUBCHAN (Jiyang et al., 2009) et dans le code ATHAS (Jianqiang et al., 2009). La corrélation de Jackson (2002) est la corrélation proposée par Piro et al. (2004) comme étant la corrélation la plus cohérente. Dans les comparaisons présentés dans la section 4.2, cette corrélation a donné le plus faible écart type par rapport à aux expériences, dans les conditions d'un régime de transfert normal.

À la figure 6.25, on représente la distribution de la température à la surface extérieure de la gaine de combustible le long du canal. On remarque qu'à l'entrée de ce dernier, lorsque l'eau est dans un état liquide, les quatre corrélation donnent la même estimation. On observe sur la figure 6.26, qui représente la distribution du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée le long du canal, que la différence entre les valeurs calculées par les corrélation est faible quand l'eau est dans un état liquide. À partir de la région pseudocritique, cette différence devient plus importante. La corrélation de Feng et al. (2005) sous-estime le coefficient de transfert de chaleur dans la région pseudocritique, ce qui donne une température à la surface de la gaine plus importante que celles calculées par les autres corrélation. On remarque aussi que le pic du coefficient de transfert de chaleur calculé par la corrélation de Dittus et Boelter (1930) est surestimé et il est décalé vers la sortie du canal, d'où une température à la surface de la gaine prédite par cette corrélation inférieure à celle obtenue par les autres corrélation. La corrélation de Bishop et al. (1964) utilisée dans le code SUBCHAN, donne un coefficient de transfert de chaleur plus faible que celui donné par la corrélation de Mokry et al. (2010). Par conséquent, la température à la gaine calculée par Bishop et al. (1964) est plus faible que celle calculée par Mokry et al. (2010).

Cette différence influence l'estimation de la distribution de la température du combustible, représentée sur les figures 6.27 et 6.28, indiquant l'importance du choix de la corrélation pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique, lors de la simulation d'un canal de combustible dans un réacteur refroidi à l'eau supercritique.

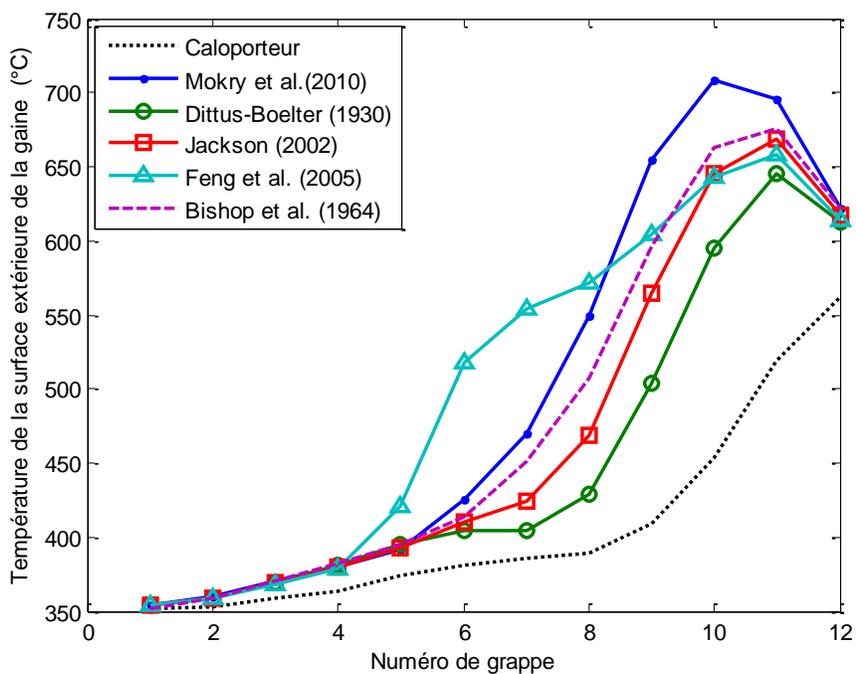


Figure 6.25 : Distribution de la température à la surface extérieure de la gaine le long du canal de combustible.

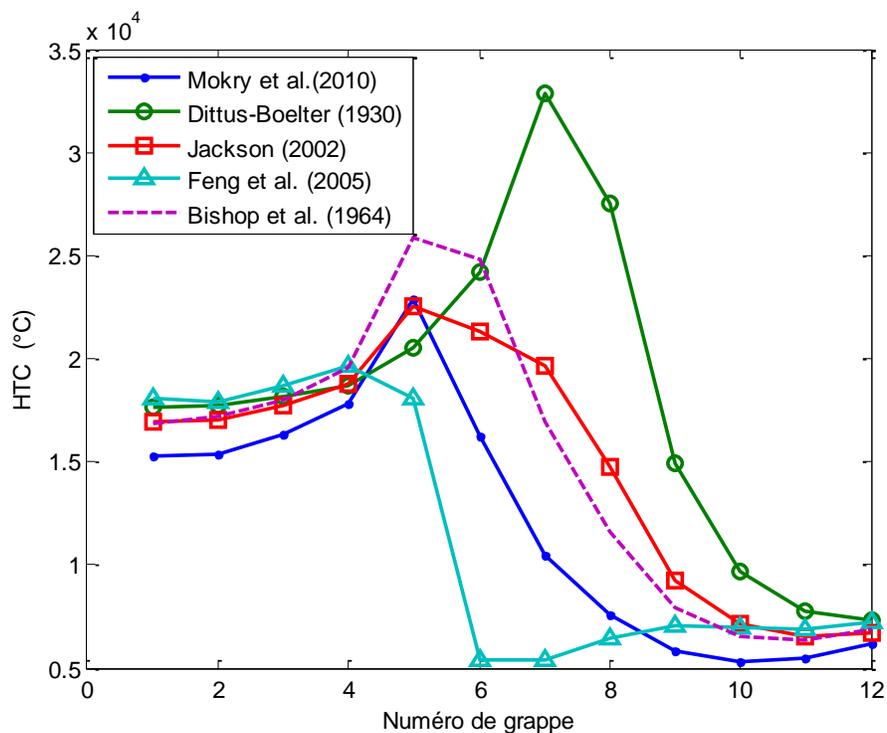


Figure 6.26 : Distribution du coefficient de transfert de chaleur le long du canal de combustible.

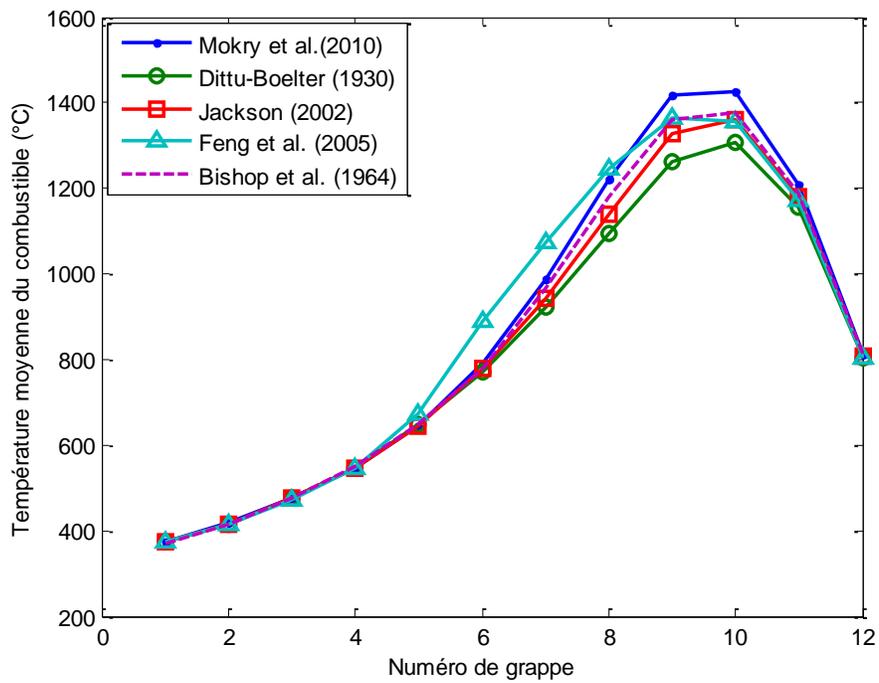


Figure 6.27 : Distribution de la température moyenne du combustible le long du canal de combustible.

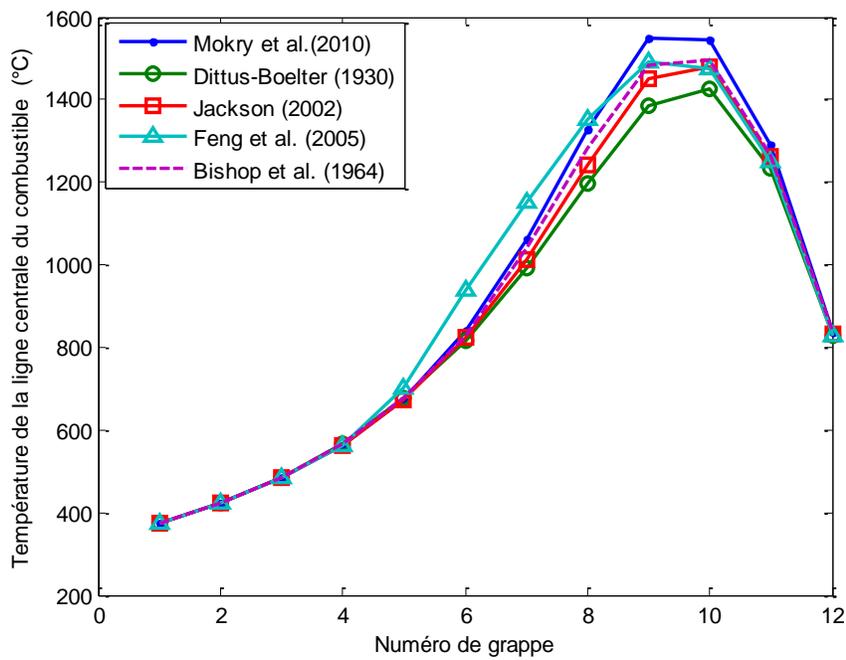


Figure 6.28 : Distribution de la température de la ligne centrale du combustible le long du canal de combustible.

6.4.3 Effet de la variation du débit massique

Le débit nominal pour un réacteur CANDU-SCWR est égal à 4.4 kg/s . On veut déterminer, dans cette partie de notre étude, l'effet des variations de $\pm 20\%$ et de $\pm 50\%$ du débit massique sur le comportement thermohydraulique du canal.

Une variation du débit massique influence le transfert de chaleur et par conséquent la distribution de la température du caloporteur. À la figure 6.29, on présente la température du caloporteur le long du canal de combustible. L'effet de la variation du débit massique, sur la température du caloporteur, est beaucoup plus visible à partir de la région pseudocritique qu'à l'entrée du canal. En effet, suite à la conservation d'énergie, le saut d'enthalpie qui se produit dans la région pseudocritique est inversement proportionnel à la variation du débit massique.

À la figure 6.30, on a représenté la distribution de la densité du caloporteur à la suite d'une distribution de $\pm 20\%$ du débit nominal dans le réacteur. Pour un débit massique supérieur de 20% du débit nominal, la densité du caloporteur est supérieure à la densité du caloporteur dans les conditions nominales. Ainsi, la probabilité d'absorption des neutrons augmente, donc la puissance thermique diminue. Il est évident que c'est le phénomène inverse qui se produit lorsqu'on diminue le débit massique de 20% .

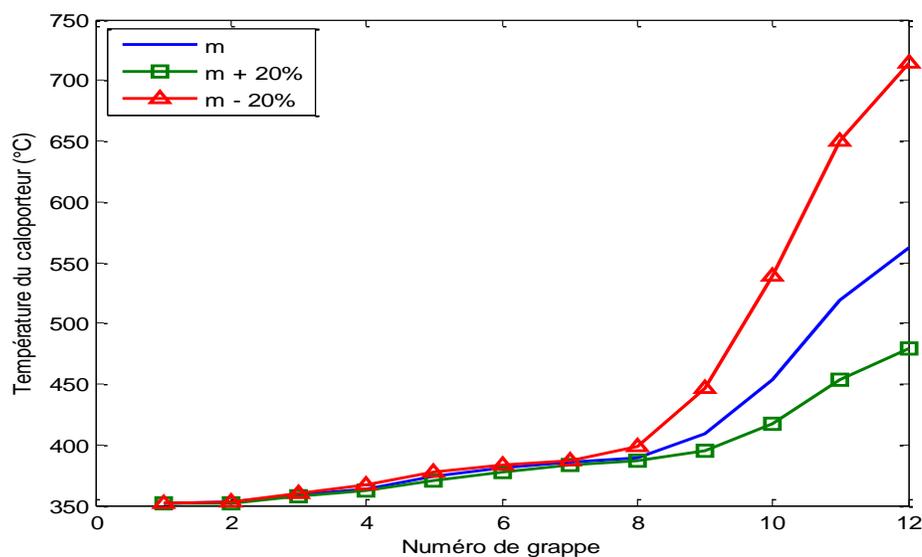


Figure 6.29 : Distribution de la température du caloporteur le long du canal de combustible.

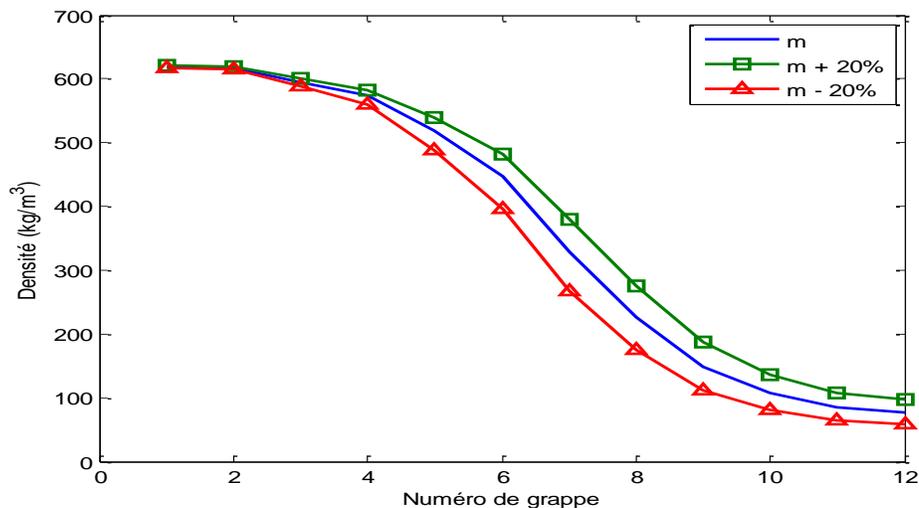


Figure 6.30 : Distribution de la densité du caloporteur le long du canal de combustible.

Au niveau des figures 6.31 et 6.32, on représente respectivement la distribution de la température à la surface extérieure de la gaine de combustible et la distribution axiale de la température le long de l'axe de combustible. On observe que pour une diminution de 20% du débit massique, la température à la surface du combustible atteint 890°C et la température au centre du combustible s'élève à 1735°C . Cependant, on est loin des points de fusion de l'acier inoxydable 304L qui se situe entre $1400\text{-}1455^{\circ}\text{C}$ et du dioxyde d'uranium qui est égal à 2865°C .

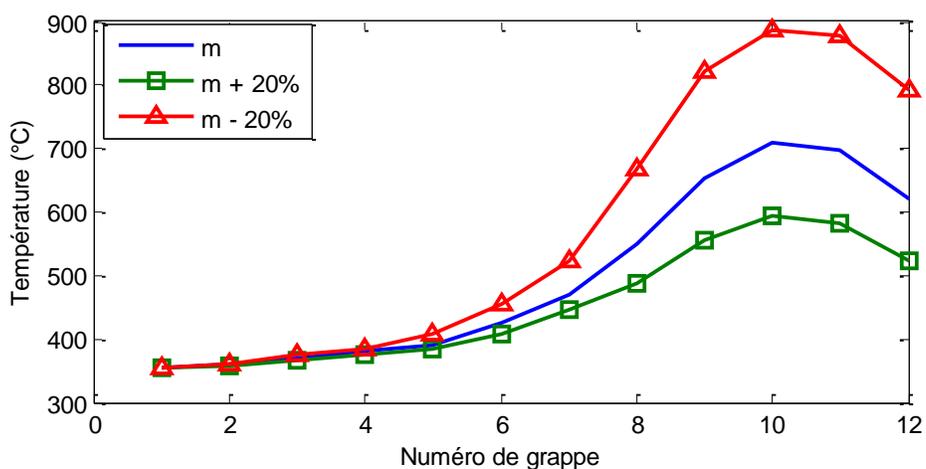


Figure 6.31 : Distribution de la température à la surface extérieur de la gaine le long du canal de combustible.

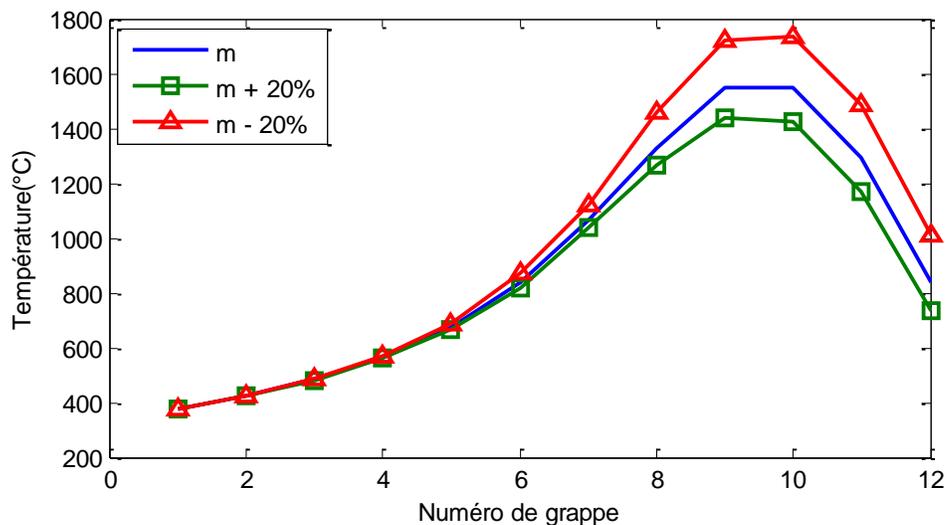


Figure 6.32 : Distribution axiale de la température le long de l'axe de combustible dans un canal d'un CANDU-SCWR.

Suite à une panne de pompage, si le débit massique diminue de 50% par rapport au débit nominal, la température à la surface de la gaine, représentée par la figure 6.33, atteint 1423°C . La gaine fond et libère des radioéléments volatiles, qui se déplacent avec le caloporteur, entraînant ainsi des contaminations radioactives à l'extérieur du cœur. La température maximale sur l'axe de combustible, représentée par la figure 6.24, est égal à 2244°C qui reste inférieur du point de fusion du dioxyde d'Uranium.

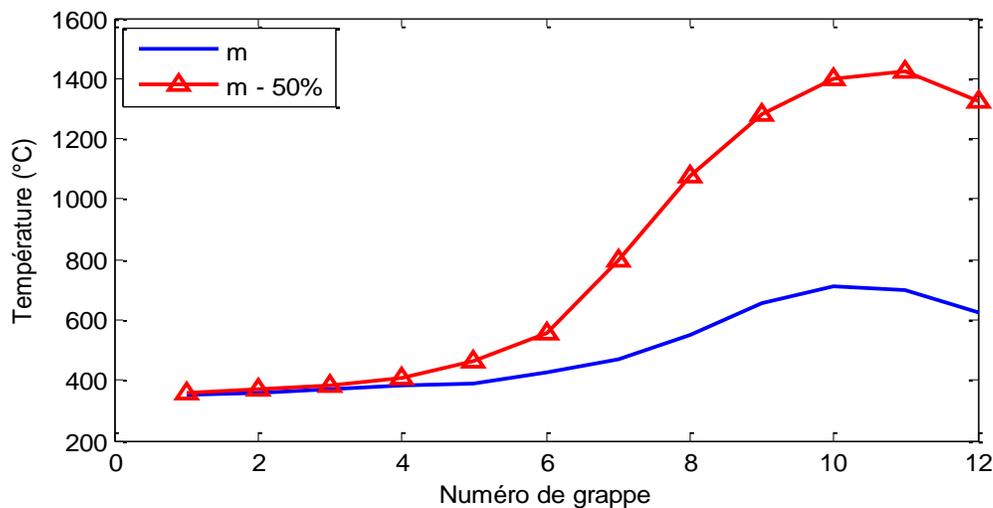


Figure 6.33 : Distribution de la température à la surface extérieure de la gaine le long du canal de combustible.

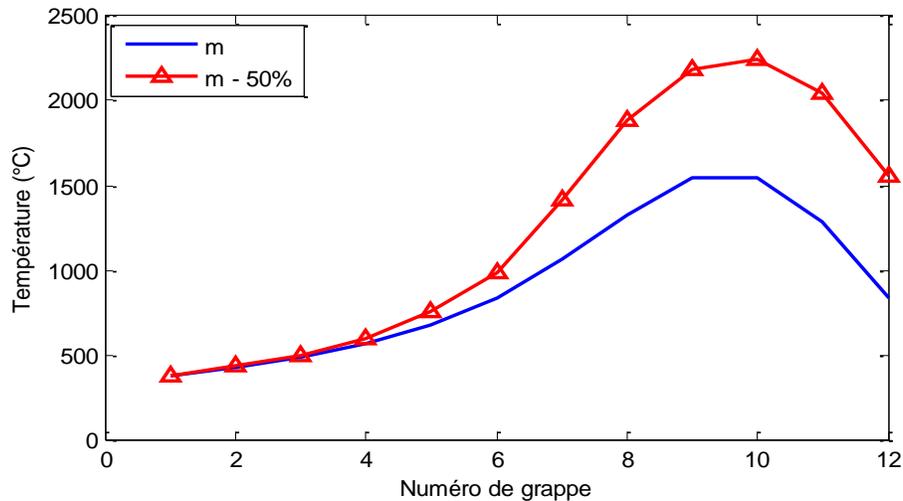


Figure 6.34 : Distribution de la température le long de l'axe de combustible.

6.4.4 Effet de la variation de la température à l'entrée

La température nominale du caloporteur à l'entrée d'un canal de combustible dans un réacteur CANDU-SCWR est égale à 350°C . Lorsqu'on augmente cette température de 20%, la température du caloporteur à la sortie du canal dépasse 1000°C (figure 6.35). La température à la surface de la gaine ne dépasse pas 1200°C (figure 6.316). La température atteinte par le caloporteur à la sortie du canal nous permet de l'utiliser pour la production de l'hydrogène sans le risque de dépasser par le point de fusion de la gaine.

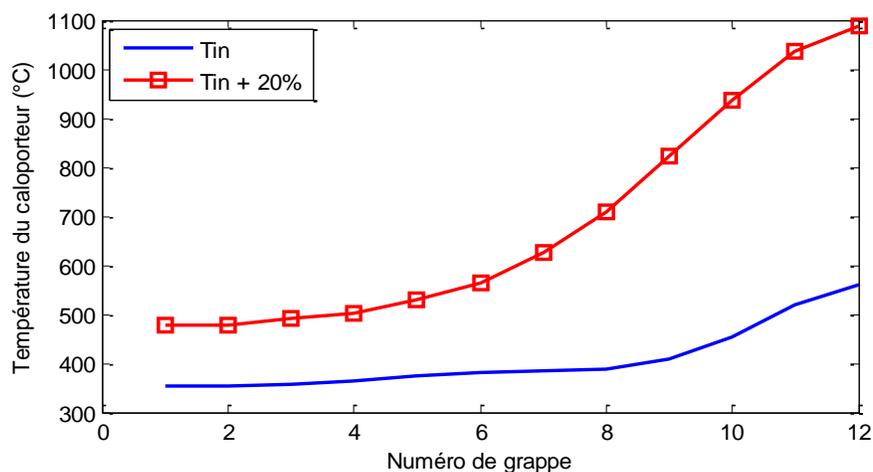


Figure 6.35 : Distribution de la température du caloporteur le long du canal de combustible

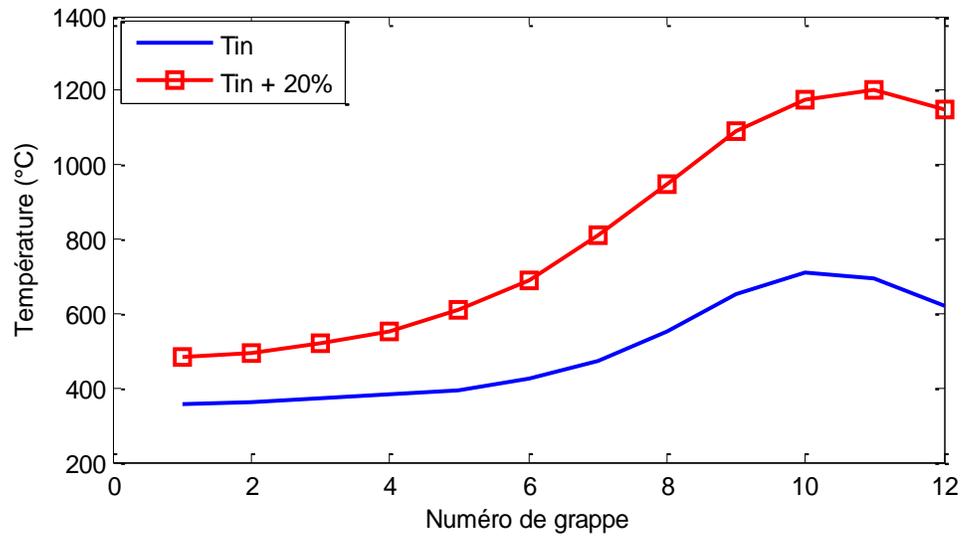


Figure 6.36 : Distribution de la température à la surface extérieure de la gaine le long du canal de combustible.

CONCLUSION

L'objectif de ce mémoire est de modifier le code ARTHUR qui est un code de calcul thermohydraulique, développé pour l'analyse du réacteur CANDU. Le code modifié employé par la suite pour effectuer des simulations d'un canal de combustible dans un réacteur de type CANDU-SCWR dans l'état stationnaire.

Dans une première étape, on a découplé le code ARTHUR du code DONJON et on a validé chaque partie du code ARTHUR avant de le modifier. Lors des modifications, on a supposé que l'écoulement de l'eau supercritique est monophasique, ainsi, le modèle à écart de vitesse, utilisé dans le code ARTHUR, n'est plus nécessaire. On a développé les équations de conservation pour un écoulement monophasique. De plus pour le calcul des propriétés thermophysiques de l'eau on a utilisé une version plus récente du logiciel REFPROP développé par NIST (Lemmon et al., 2010).

La perte de pression par frottement et le transfert de chaleur par convection forcée dans des conditions supercritique, sont deux aspects à tenir compte dans la simulation du canal de combustible. Le nombre de corrélations développées pour calculer le coefficient de la perte de pression, pour des écoulements d'eau dans des conditions supercritiques, est limité. Cependant, suite à une étude comparative, on a choisi la corrélation de Garimella (2008) pour l'incorporer dans le code ARTHUR_SCWR et on a montré que la perte de pression par frottement a un effet négligeable sur le comportement des différentes propriétés thermohydrauliques du canal de combustible dans un CANDU-SCWR.

Concernant le transfert de chaleur par convection forcée, on a incorporé la corrélation de Mokry et al. (2010). Cette corrélation a donné l'écart type le plus faible par la totalité des expériences utilisées lors de la validation. Lors de nos comparaisons, on a observé que dans le cas des conditions de transfert de chaleur détériorées, cette corrélation surestime le coefficient de transfert de chaleur, donc elle sous-estime la température à la paroi. Ainsi, dans le canal de combustible, on s'attend au phénomène de détérioration de transfert de chaleur, à partir de la sixième grappe. Le développement d'une nouvelle corrélation qui améliore la prédiction du

transfert de chaleur dans le cas des conditions de détérioration est préconisé pour améliorer la pertinence des résultats du code.

Lors de la simulation d'un canal de combustible dans un CANDU-SCWR, on a constaté que la densité du caloporteur à la surface externe de la tige de combustible, au niveau de la sixième grappe, est 3.5 fois plus faible que la densité moyenne du caloporteur dans le canal. En conséquence, la possibilité d'avoir un écoulement stratifié se pose. Cette observation met en question l'hypothèse de construire des réacteurs avec des canaux de combustible horizontaux comme ceux des réacteurs de type CANDU_SCWR.

Les simulations couplées avec les codes DRAGON/DONJON ont été effectuées manuellement. Pour améliorer la performance du calcul couplé, on suggère le développement d'une interface de couplage entre le code thermohydraulique et les deux code de neutroniques. De plus, la possibilité d'unir le code ARTHUR et le code ARTHUR_SCWR, nous permet d'obtenir un code thermohydraulique plus général qui traite les écoulements monophasique, dibasique et supercritique dans les réacteurs nucléaires.

Le tube de force utilisé dans cet étude est un tube de force à haute efficacité thermique. Le deuxième concept de tube de force proposé dans la littérature pour qu'il soit utilisé dans les réacteurs de type CANDU-SCWR est le tube de force de réentrant. Les avantages de ce concept de tube de force sont multiples. L'adaptation du code ARTHUR-SCWR pour traiter ce type de tube serait recommandée.

Finalement, pour la validation de notre code, on a comparé nos simulations aux résultats obtenus par Jiyang et al. (2009). On a conclu que notre modèle donne des résultats similaires à ceux obtenus par le modèle des sous-canaux utilisé dans le code SUBCHAN. Les différences entre les résultats des codes sont dues au fait que les calculs de Jiyang et al. (2009) sont des calculs thermohydraulique sans couplage avec un code de calcul neutronique. Tout ce qui précède nous mène à conclure que les résultats obtenus par le code ARTHUR_SCWR sont satisfaisants, et que ce code peut être utilisé dans des analyses plus avancées comme la conception des réacteurs refroidis supercritique.

BIBLIOGRAPHIE

Abdellahi, A. (2009). Étude de sûreté du SCWR par prise en compte du couplage neutronique-thermohydraulique. École Polytechnique de Montréal.

Andresen, U.C. (2006). Supercritical gas cooling and near-critical-pressure condensation of refrigerant blends in microchannels. Ph.D. thesis. G.W. Woodruff School of Mechanical Engineering, Georgia Institute of Technology.

Aube, F. (1996). Effets du flux de chaleur sur les pertes de pression par frottement dans des écoulements monophasiques et diphasiques. Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, Canada.

Bataille, M. C., Députés, C. B. (2003). La durée de vie des centrales nucléaires et les nouveaux types de réacteurs. Énergie et carburants. OPDÉDCSE TECHNOLOGIQUES.

Beauvy, M., Berthoud, G., Defranceschi, M., Ducros, G., Guérin, Y., Limoge, Y., Madic, M., Santarini, G., Seiler, J.M., Sollogoub, P., Vernaz É. (2006). "*Les réacteurs nucléaires à caloporteur gaz*" CEA Saclay et Groupe Moniteur (Éditions du Moniteur), Paris, France.

Bishop, A.A., Sandberg, R.O., Tong, L.S. (1964). Forced convection heat transfer to water at near-critical temperatures and supercritical pressures, Report WCAP-2056, Part IV, November, Westinghouse Electric Corp., Pittsburgh, USA.

Cameco (2013). "URANIUM SCIENCE ". Tiré de <http://www.cameco.com>

CEA (2007). Les réacteurs à haute température: un passé récent et un futur proche. Dossier de presse.

CEA (2010). "Quatrième génération: vers un nucléaire durable ". Dossier de presse, CEA.

- Chen, J. C. (1966). "Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow". *Industrial and Engineering Chemistry - Process Design and Development*, 5 (3), pp. 322-329.
- Cheng, X., Kuang, B., & Yang, Y. (2007). "Numerical analysis of heat transfer in supercritical water cooled flow channels". *Nuclear Engineering and Design*, 237(3), 240-252.
- Chexal, B., Lellouche, G., Horowitz, J., & Healzer, J. (1992). "A Void Fraction Correlation for Generalized Applications". *Progress in Nuclear Energy*, 27(4), pp. 255-295.
- Chow, C. K., & Khartabil, H. F. (2008). "Conceptual fuel channel designs for CANDU-SCWR". *Nuclear Engineering and Technology*, 40(2), 139.
- Churchill, S.W., (1977). Friction-factor equations pans all fluid-flow regimes. *Chemical Engineering* (7), 91–92.
- Cinotti, L., Smith, C.F., Sekimoto, H. (2009). Lead-cooled fast reactor (LFR): Overview and perspectives. GIF Symposium – Paris (France) – 9-10 September, 2009.
- Dittus, F.W., Boelter, L.M.K. (1930). *Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type*, University of California, Berkeley, Vol. 2, pp. 443–461.
- Domin, G. (1963). Wärmeübergang in kritischen und überkritischen Bereichen von Wasser in Rohren. *Brennstoff-Warme-Fraft (BWK)* 15 (11), 527–532.
- Fang, X.D., Xu, Y., Zhou, Z.R. (2011). "New correlations of single-phase friction factor for turbulent pipe flow and evaluation of existing single-phase friction factor correlations". *Nuclear Engineering and Design* 241, 897–902.
- Fang, X., Xu, Y., Su, X., Shi, R. (2012). "Pressure drop and friction factor correlations of supercritical flow." *Nuclear Engineering and Deseign* 242.

Feng, X., Guo, L., Mao, Y. F., Wang, X. (2005). "Experimental investigation to the heat transfer characteristics of water in vertical pipes under supercritical pressure." *Journal of Xi'an Jiaotong University* 39(5).

Fehri, M. F. (2008). Développement d'un code de thermohydraulique pour le couplage neutronique/thermohydraulique. Maitrise ès sciences appliquées. Génie physique, École Polytechnique de Montréal.

Filonenko, G.K. (1954). "Hydraulic resistance of the pipelines. Therm". *Eng.* (4), 40–44 (in Russian).

Garimella, S. (2008). Near-critical/supercritical heat transfer measurements of R410A in small diameter tubes. ARTI Report No.20120-01. Woodruff School of Mechanical Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, USA.

GIF (2002). A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems December 2002 Issued by the U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum.

Glasstone, S., & Sesonske, A. (1981). *Nuclear reactor engineering*. Third edition, United States.

Gorban, L. M., Pomet'ko, R.S., Khryashev, O.A. (1990). "Modeling of water heat transfer with Freon of supercritical pressure." Institute of Physics and Power Engineering. Obninsk, Russia.

Graves, R. S., Kollie, T. G., McElroy, D.L., Gilchrist, K. E. (1990). "The thermal conductivity of AISI 304L stainless steel." *International Journal of thermo-physical* 12(02).

Griem, H. (1996). "New procedure for the prediction of forced convection heat transfer at near- and supercritical pressure." *Heat Mass Transfer* 31(5).

Gu, H. Y., Cheng, X., Yang, Y.H. (2008). "CFD analysis of thermal–hydraulic behavior in SCWR typical flow channels." *Nuclear Engineering and Design* 238(12).

Heuer, D. (2010). "Les Réacteurs à Sels Fondus. Du MSBR au MSFR". Paper presented at the Journées de réflexion CNRS/IN2P3, St François Guadeloupe.

Hibiki, T., & Ishii, M. (2003). "One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(25), 4935-4948.

Hibiki, T., Ishii, M. (2010). *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow*. Springer.

Hu, P., Wilson, P.P.H. (2009) *Supercritical water reactor steady-state, burnup, and transient analyses with extended PARCS/RELAP5*. University of Wisconsin-Madison. Department of engineering physics. Madison, Wisconsin 53706.

Ishigai, S., Kadgi, M., Nakamoto, M. (1976). "Heat transfer and friction for water flow in tubes at supercritical pressures". *Teplomassoobmen (Heat-Mass-Transfer)—V*, Proceedings of the Vth All-Union Conference on Heat Mass Transfer, vol. 1, Part 1, Minsk, Belarus, May, pp. 261–269 (in Russian).

Jackson, J.D. (2002). "Consideration of the heat transfer properties of supercritical pressure water in connection with the cooling of advanced nuclear reactors". Proceedings of the 13th Pacific Basin Nuclear Conference, Shenzhen City, China, October. 21–25.

Jackson, J.D., Fewster, J. (1975). *Forced convection data for supercritical pressure fluids*, HTFS 21540.

Jeong, C. J., & Suk, H. C. (2002). "Assessment of core characteristics during transition from 37-element fuel to CANFLEX-NU fuel in CANDU 6". *Annals of Nuclear Energy*, 29(14), 1721-1733.

Jiyang, Y., Haiyu, L., & Baoshan, J. (2009). "Sub-channel analysis of CANDU–SCWR and review of heat-transfer correlations". *Progress in Nuclear Energy*, 51(2), 246-252.

Jiyang, Y., Songtao, W., & Baoshan, J. (2007). "Development of sub-channel analysis code for CANDU-SCWR". *Progress in Nuclear Energy*, 49(4), 334-350.

Kaji, M., Ishigai, S., Fujitani, T., Takai, S., & Shiho, H. (1978). Heat transfer and pressure drop in horizontal tubes with supercritical water. *Osaka University Technology Reports*, 28, 235-242.

Khartabil, H. F. D., R.B. ; Spinks, N. ; Diamond, W. (2005). "The pressure-tube concept of generation IV Supercritical Water-Cooled Reactor (SCWR): Overview and status". *American Nuclear Society - International Congress on Advances in Nuclear Power Plants 2005, ICAPP'05*. Republic of Seoul, Korea.

Khartabil, H. (2009). "SCWR: OVERVIEW - The Generation IV International Forum". GIF Symposium. Paris (France).

Knobloch, K., Stoecker, I., Kretzschmar, H.-J., & Dittmann, A. (2004). Supplementary Backward Equations $v(p, T)$ for the Critical and Supercritical Regions (Region 3) of the Industrial Formulation IAPWS-IF97 for Water and Steam. *sat*, 97, 97.

Kondrat'ev, N. S. (1969). "Heat transfer and hydraulic resistance with supercritical water flowing in tubes." *Thermal Eng.* 16(8).

Krasnoshchekov, E. A., Protopopov, V.S. (1966). "Experimental study of heat exchange in carbon dioxide in the supercritical range at high temperature drops." *High Temperatures* 4(3): 375.

Kirillov, P. L., Yur'ev, Y.S., Bobkov, V.P. (1990). "3.2. Flow hydraulic resistance of the working fluids with significantly changing properties", pp. 66–67. 8.4. "Working fluids at nearcritical state", pp. 130–132. *Handbook of Thermal Hydraulics. Calculations*. Energoatomizdat Publ. House, Moscow, Russia.

Lemmon, E. W., Huber, M. L., & McLinden, M. O. (2010). NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties–REFPROP: Version 9.0. User's Guide.

Leusbrock, I. (2011). Removal of inorganic compounds via supercritical water : fundamentals and applications. The University of Groningen, Netherlands.

Lipschutz, S., Poe, A. (1979). Programation Fortran. Paris, France: Sylvie Jacoud.

Markoczy, G. (1972). "Convective Heat Transfer in Rod Clusters with Turbulent Axial Coolant Flow, Part I: Mean Values over the Rod Perimeter". *Wärme Und Stoffübertragung*, 5, pp. 204-212.

Marleau, G., Hébert, A., Roy, R. (2007). A User Guide for DRAGON 3.05E (IGE-174 Rev. 6E). Montréal : Ecole Polytechnique de Montréal.

Mikheev, M.A. (1956). Fundamentals of Heat Transfer. Gosenergoizdat Publishing House, Moscow, Russia (in Russian).

Miropol'skii, Z.L., Shitsman, M.E. (1957). "Heat transfer to water and steam at variable specific heat (at near-critical region)" (in Russian). *J. Tech. Phys.* XXVII (10), 2359–2372.

Miropol'skii, Z.L., Shitsman, M.E. (1958). "Investigation of heat transfer to water and steam at pressures up to 280 ata", (in Russian). *Investigation of Heat Transfer to Steam and Water Boiling in Tubes at High Pressures*. Atomizdat Publishing House, Moscow, Russia, pp. 54–70.

Miropol'skii, Z.L., Shitsman, M.E. (1958). "About calculation methods of heat transfer to water and steam at near-critical region". (in Russian). *Soviet Energy Technology*, vol. 1. pp. 8–11.

Mokry S., Pioro I., Amjad F., Krysten K., Sahil G., Wargha P., Pavel K. (2010). "Development of supercritical water heat-transfer correlation for vertical bare tubes." *Nuclear Engineering and Design* 241.

- Morozov, V. G. A. s., A.B.; Vasil'yev, I.K.; Smirnov, O.K.; Pashkov, L.T.; Azytsev, V.N.; Krasnov, S.N. (1979). "Technique and certain results of a study of unsteady heat transfer to water at supercritical pressures." *Heat Transfer Sov Res* 11(1): 5.
- Mukohara, T., Koshizuka, S., & Oka, Y. (2000). "Subchannel analysis of a fast reactor cooled by supercritical light water". *Progress in nuclear energy*, 37(1), 197-204.
- Müller-Steinhagen, H., & Heck, K. (1986). "Simple Friction Pressure Drop Correlation for Two-Phase Flow in Pipes". *Chemical Engineering and Processing*, 20 (6), pp. 297-308.
- Renault, C., Hron, M., Konings, R., Holcomb, D.E. (2005). *The molten salt reactor (MSR) in géeneration IV : Overview and perspectives*, GIF Symposium. Paris (France).
- Oka, Yo. (2000). "Review of high temperature water and steam cooled reactor concepts". *Proceedings of the First International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactor Design and Technology (SCR-2000)*, Tokyo, Japan, November 6–8, Paper 104.
- Ornatsky, A.P., Glushchenko, L.P., Siomin, E.T., et al. (1970). "The research of temperature conditions of small diameter parallel tubes cooled by water under supercritical pressures". *Proceedings of the Fourth International Heat Transfer Conference, Paris-Versailles, France*, vol. VI. Paper B 8.11, Elsevier, Amsterdam.
- Ornatskiy, A.P., Glushchenko, L.F., Gandzyuk, O.F. (1972). "An experimental study of heat transfer in externally-heated annuli at supercritical pressures". *Heat Transfer Soviet Res.* 4 (6), 25–29.
- Ota, J., Okamoto, K., Sakurai, K., & Madarame, H. (2000). *Measurement of transient supercritical fluid velocity using infrared pulse laser with high speed camera*. University of Tokyo, Tokai-mura, Ibaraki 319-1188, JAPAN
- Pioro, I.L., . Khartabil, H.F., Duffey, R.B. (2004). "Heat transfer to supercritical fluids flowing in channels-empirical correlations". *Nuclear Engineering and Design*, 230 (2004), pp. 69–91.

Pioro, I. L., & Duffey, R. B. (2007). Heat transfer and hydraulic resistance at supercritical pressures in power engineering applications: ASME Press.

Pioro, I., & Mokry, S. (2011). Heat Transfer to Fluids at Supercritical Pressures. University of Ontario Institute of Technology . Canada.

Popov, V.N. (1977). "Heat-transfer process and turbulent flow of compressible fluid in circular tube". High Temp. 15 (4), 670–675.

Provost, G. (2010), Le Canada demande accès aux technologies secrètes d'enrichissement d'uranium pour ses centrales CANDU, Consulté le 01 octobre 2012 ,tirée de <http://pages.videotron.com/artscie/CANDU/articles>.

Razumovskiy, V.G. (1984). Heat transfer and hydraulic resistance of smooth channels at turbulent flow of water of supercritical pressure. Ph.D. thesis, Institute of Engineering Thermal Physics, Academy of Sciences, Kiev, Ukraine, 24 pp. (in Russian).

Roy, R. (1999). The Cle-2000 Tool-Box (IGE-163). Montréal : École Polytechnique de Montréal.

Saha, P., & Zuber, N. (1974). "Point Of Net Vapor Generation and Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling". Muanyag Es Gumi , pp. 175-179

Samuel, J. (2011). "Conceptuel design for a re-entrant type fuel channel for supercritical water-cooled nuclear reactors". The Faculty of Energy Systems and Nuclear Science. Ontario, University of Ontario Institute of Technology. Master of Applied Science.

Shan, J. Q., Chen, W., Rhee, B. W., & Leung, L. K. H. (2010). "Coupled neutronics/thermal-hydraulics analysis of CANDU-SCWR fuel channel". Annals of Nuclear Energy, 37(1), 58-65.

Shan, J. Q., Zhang, B., Li, C. Y., & Leung, L. K. H. (2009). "SCWR subchannel code ATHAS development and CANDU-SCWR analysis". Nuclear Engineering and Design, 239(10), 1979-1987.

Shitsman, M.E. (1959). "Heat transfer to water, oxygen and carbon dioxide in near critical region" (In Russian). *Thermal Eng.*1, 68–72.

Shitsman, M.W. (1974). "Heat transfer to supercritical helium, carbon dioxide, and water: analysis of thermodynamic and transport properties and experimental data". *Cryogenics* 14 (2), 77–83.

Schmidt, E. (1982). *Properties of Water and Steam in SI-Units*, third edition. Springer Verlag, Berlin.

Silence (1996). *Importante fuite de sodium a Monju*. Silence N°201, Dossier de presse.

Swenson, H.S., Carver, J.R., Karakala, C.R. (1965). "Heat transfer to supercritical water in smooth-bore tubes". *J. Heat Transfer, Trans. ASME, Ser. C* 87 (4), 477–484.

Tarasova, N.V., Leont'ev, A.I. (1968). "Hydraulic resistance during flow of water in heated pipes at supercritical pressures". *High Temp.* 6 (4), 721–722.

Trouillet, F. (2012). *Venus, Terre et Mars ... des destins très différents*. Consulter le 14 Janvier 2013, tirée de <http://acces.ens-lyon.fr/acces/terre/eau/comprendre/systeme-solaire/venus-terre-et-mars-des-destins-tres-differents/>

Tulkki, V. (2006). *Supercritical Water Reactors. A Survey on International State of Research in 2006*. Department of Engineering Physics and Mathematics. Helsinki University of Technology.

Tye, P., Teyssedou, A., & Troche, N. (1995). *A Review of Void Quality Relationships Applicability to Assert (IGE-202)*. Canada, École Polytechnique De Montréal.

Varin, E., Hébert, A., Roy, R., & Koclas, J. (2005). *A User Guide for DONJON-3 (IGE-208)*. Canada, École Polytechnique de Montréal.

Wallis, G. B. (1969). *One-dimensional two-phase flow (Vol. 1)*: McGraw-Hill New York.

Yamagata, K., Nishikawa, K., Hasegawa, S., Fujii, T., & Yoshida, S. (1972). "Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes". *International journal of heat and mass transfer*, 15(12), 2575-2593.

ANNEXE 1 – Choix de corrélations pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée pour l'eau supercritique

(Comparaisons graphique)

Cette annexe contient les comparaisons graphiques entre les différentes corrélations dans la littérature pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur dans des conditions supercritiques, représentées dans la section 4.2 et les données expérimentales. On observe sur ces figures que dans le cas où on a des régimes de transfert de chaleur détérioré (expériences 1, 2 et 4), où lorsqu'on s'approche des conditions de détérioration (expérience 6), la plupart de corrélations ne se concordent pas avec les données expérimentales. Alors que pour le reste des expériences, où le régime de transfert de chaleur est normal, la majorité des corrélations donnent un bon accord avec les données expérimentales.

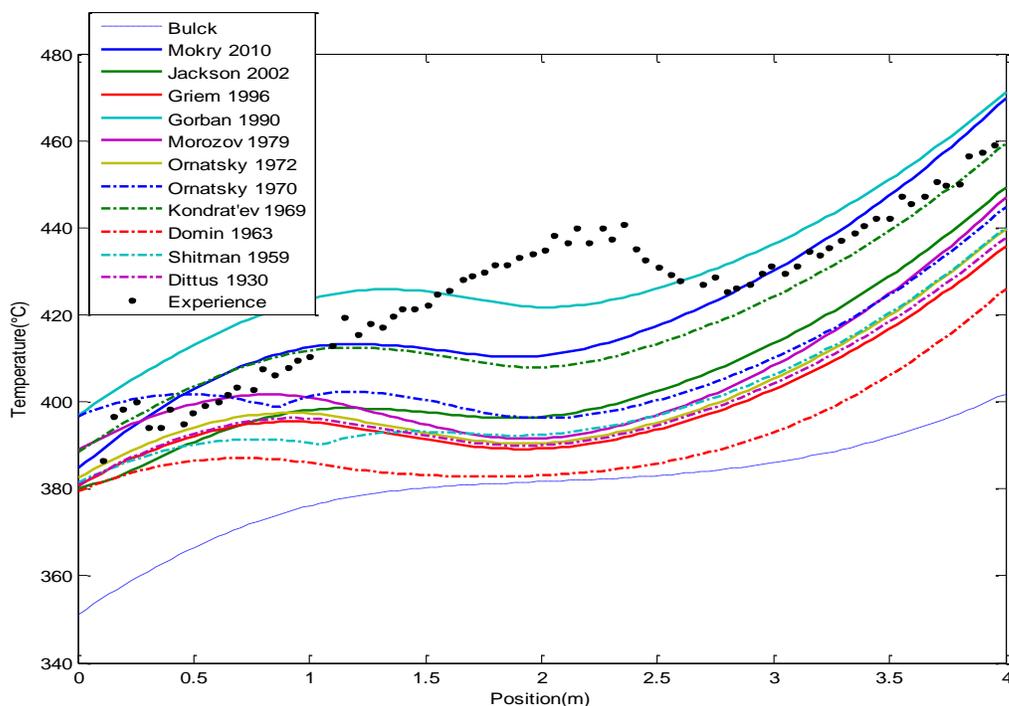


Figure 1 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 1.

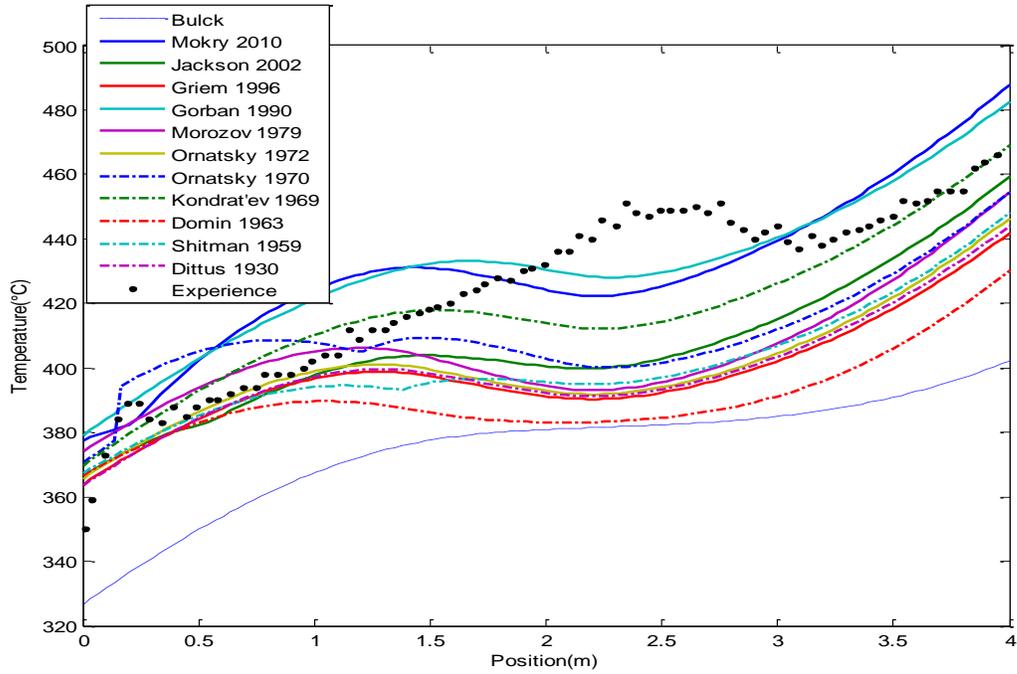


Figure 2: Le profil de température le long du tube pour l'expérience 2.

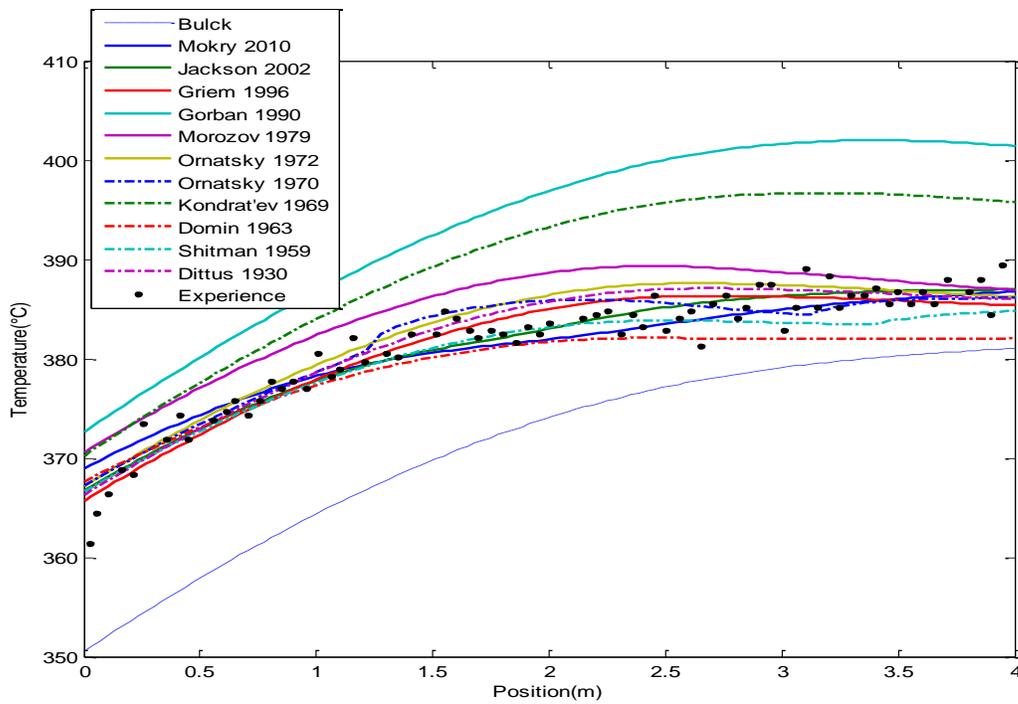


Figure 3 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 3.

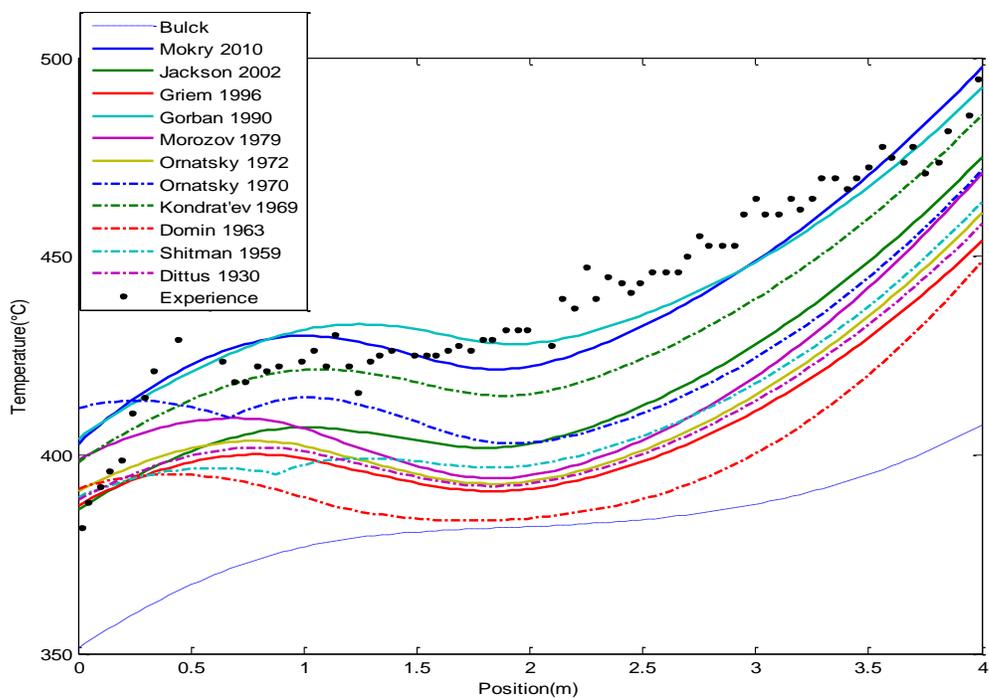


Figure 4 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 4.

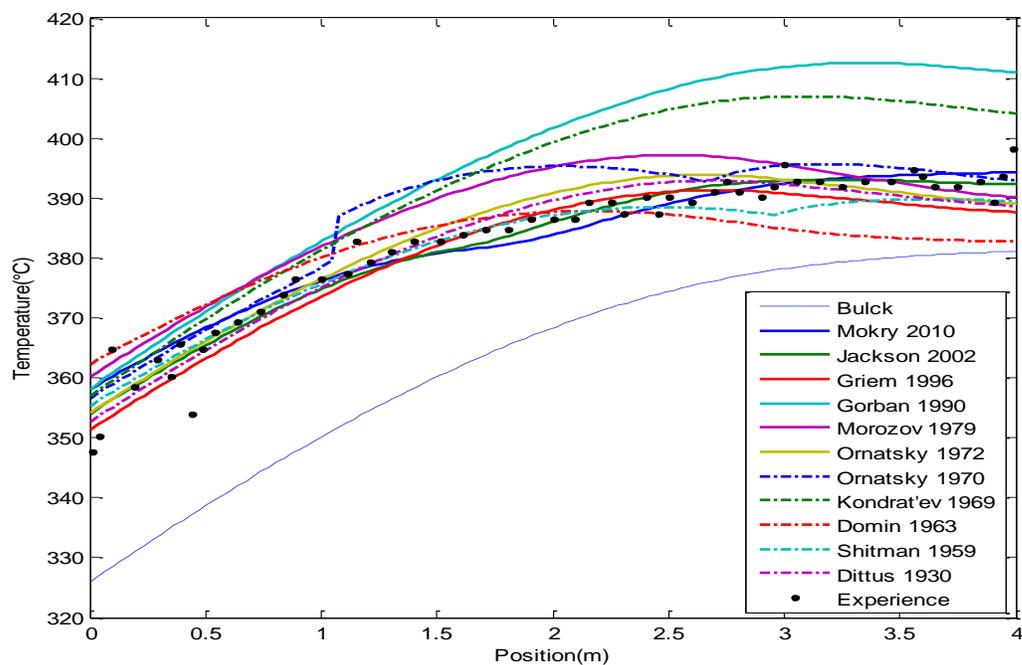


Figure 5 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 5.

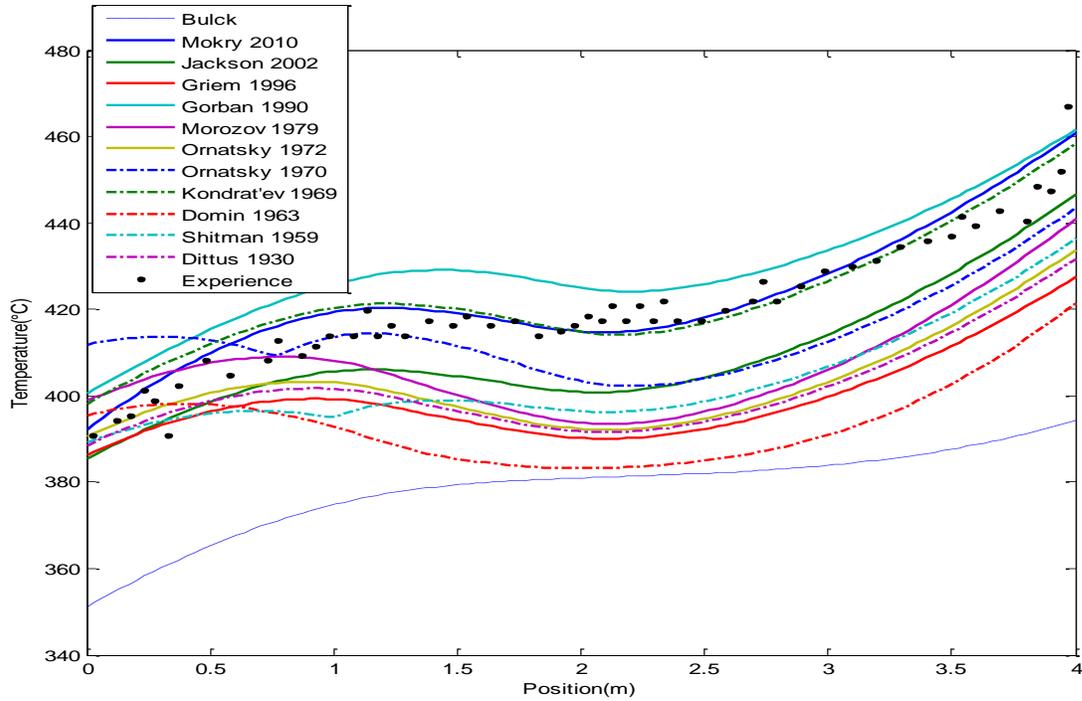


Figure 6 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 6.

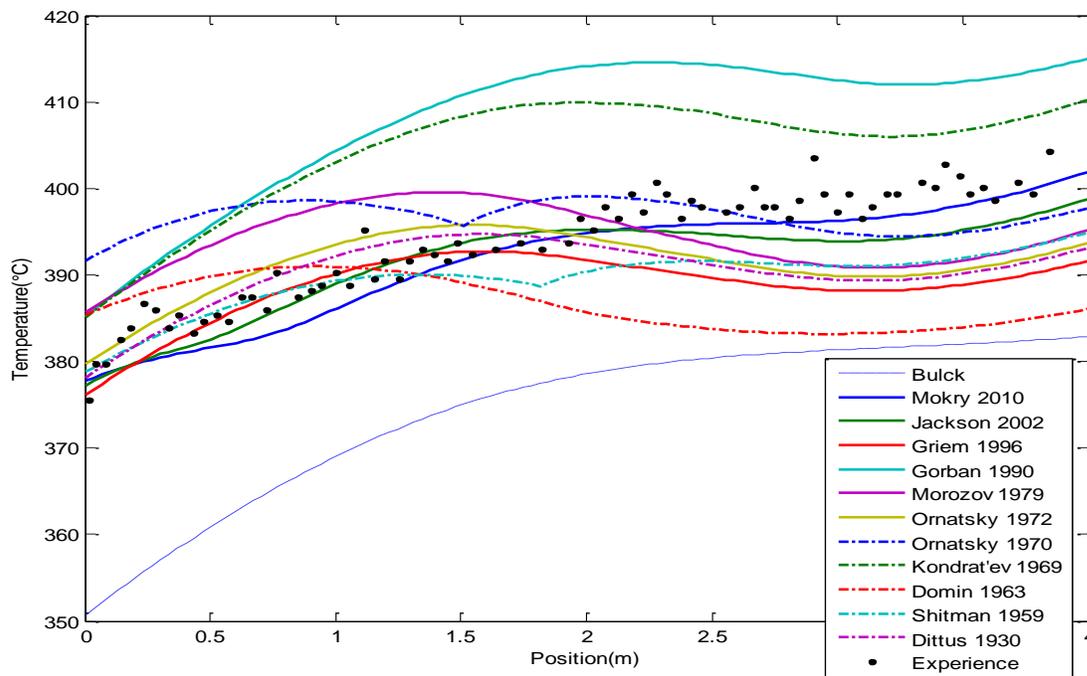


Figure 7 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 7.

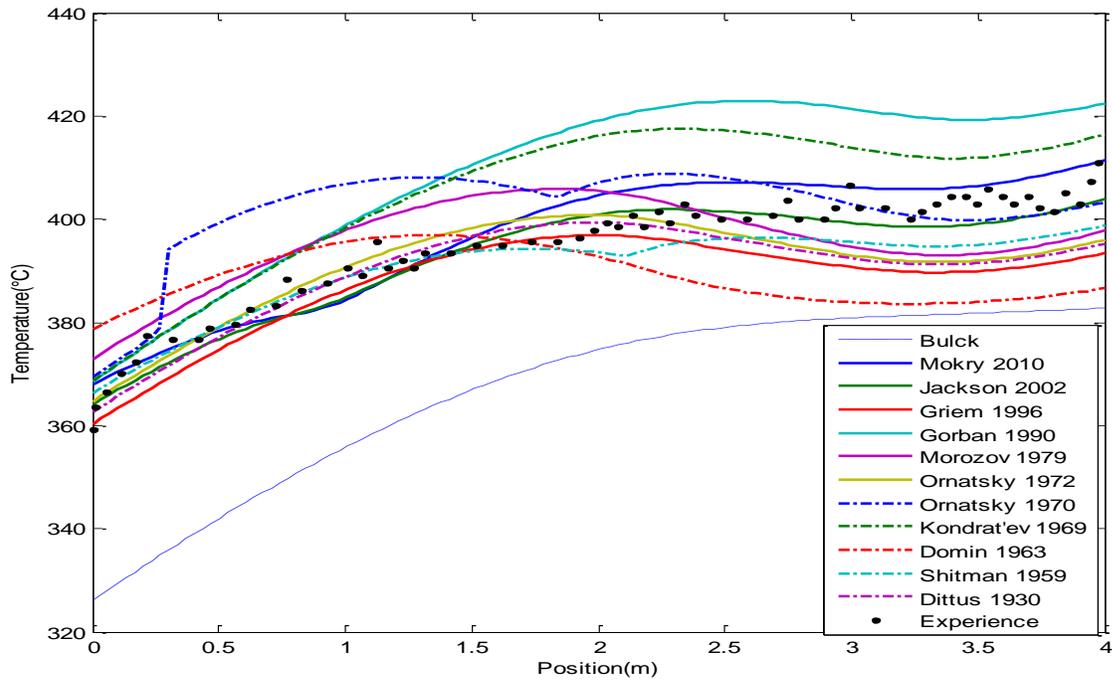


Figure 8 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 8.

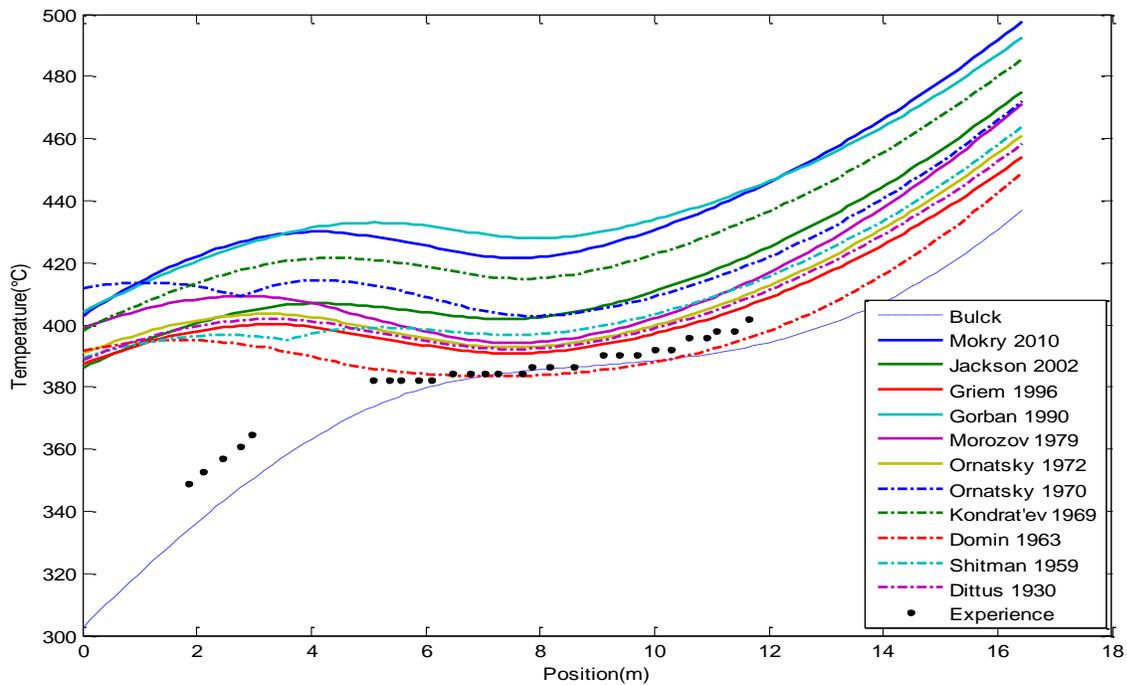


Figure 9 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 9.

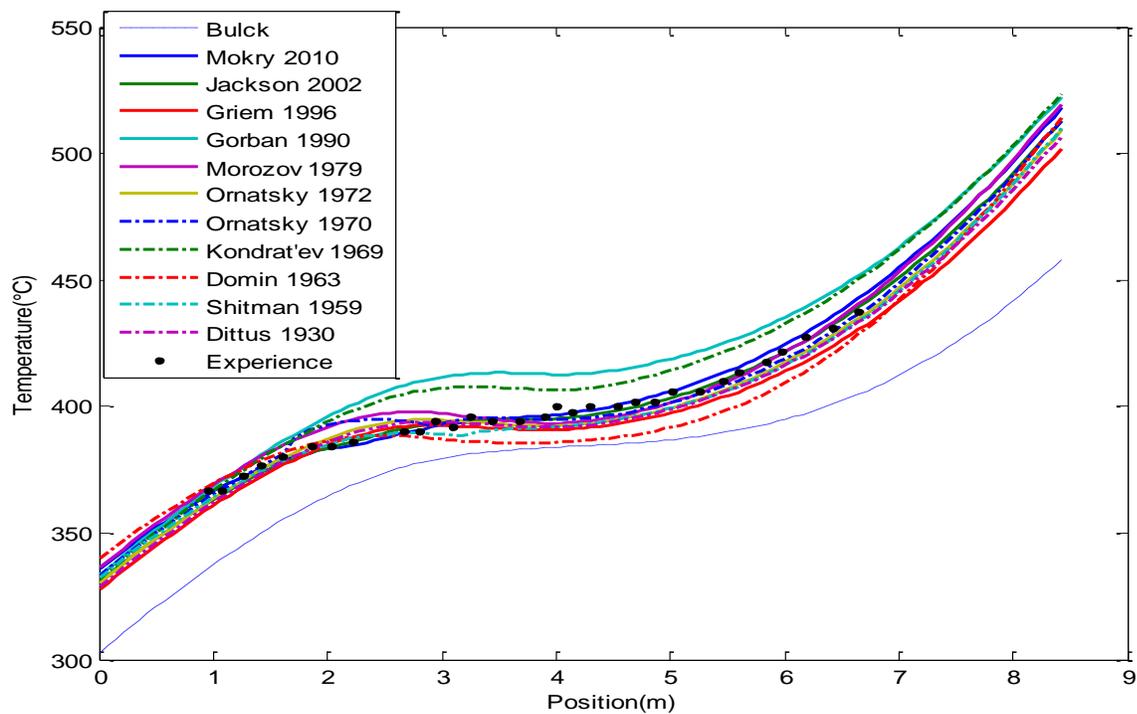


Figure 10 : Le profil de température le long du tube pour l'expérience 10.

ANNEXE 2 – Le code ARTHUR_SCWR

Programme Pricipale.F90 : Ce fichier contient le programme principal du code ARTHUR_SCWR. Dans ce fichiers, se fait la lecture des données d'entrée, le calcul de la géométrie, l'appel à la routine principale "arthur_scwr" et la création des fichiers de sortie sous l'extension '.txt'.

arthur_scw.f90 : Ce fichier contient deux routines :

arthur_scwr : c'est la routine principale du code dont la quelle se fait la discrétisation de canal, l'appel à la routine d'initialisation des paramètres et le routine de calcul stationnaire.

pcplstat_scwr : Cette routine contient l'althorhme du calcul itératif. Elle fait appel aux routines de calcul et aux routines de calcul de convergence.

calculs_scw.f90 : Ce fichier contient huit routines :

gausscqm : Méthode d'élimination de Gauss pour la résolution du système $Ax = B$ de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement.

gaussce : Méthode d'élimination de Gauss pour la résolution du système $Ax = B$ de l'équation de la conservation de l'énergie.

gausstig : Méthode d'élimination de Gauss pour la résolution du système $Ax = B$ de l'équation de transfert de chaleur.

convrge : Test de convergence de la partie écoulement.

convrgt : Test de convergence de la partie thermique.

convrge : Test de convergence des parties écoulement et thermique.

Twall_SCW : Calcul de la température à la surface intérieure de la gaine à une position du tube de force.

Temp_gaine_SCW : Calcul de la température à la surface intérieure de la gaine à le long du tube de force.

correl_scw.f90 : Ce fichier contient trois fonctions :

hgap : Calcul de la conductance thermique du gap entre la surface extérieur du combustible et la surface interne de la gaine.

dpfric_SCW : Calcul du coefficient de la perte de pression par frottement.

heat_transfer_correl : Calcul du coefficient de transfert de chaleur par convection forcée.

initial_scw.f90 : Ce fichiers contient la routine initparam_SCW qui initialise les distributions de la pression, l'enthalpie de mélange, la température de la tige, la température de la surface extérieure de la gaine et la puissance thermique le long du tube de force.

inoutdat.f90 : Ce fichier contient la routine neutro qui calcule les sorties pour le calcul neutronique, qui sont la densité et la température du caloporteur et la température du combustible.

matrice_scw.f90 : Ce fichier contient trois routines :

initmatcqm_SCW : Remplissage de la matrice de conversation de la quantité de mouvement.

initmatcestat_SCW : Remplissage de la matrice de conversation de l'énergie.

initmattigstat : Remplissage de la matrice de transfert de chaleur.

mprop_scw.f90 : Ce fichier contient trois fonctions :

propur : Calcul des propriétés du dioxyde d'Uranium.

prop304ss : Calcul de la conductivité thermique de l'acier inoxydable 304L.

propev_SCW : Calcul des propriétés thermophysiques de l'eau.

vecteur_scw.f90 : Ce fichier contient trois routines :

initvectcqmstat : Remplissage du vecteur de conservation de la quantité de mouvement.

initvectcestat : Remplissage du vecteur de conservation de l'énergie.

initvecttigstat : Remplissage du vecteur de transfert de chaleur à l'état statique.

LE CODE :

Programme Pricipale.F90 :

```

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!!!!!!!
!
!                                     Programme Principal
!
!                                     du code ARTHUR-SCWR
!
!                                     !
!
!
!Fiat par: Sarra Zoghlami (31/05/2012)
!
!Entier:
!
! Ndisc : discretisation axiale du canal
!
! Mdisc : discretisation radiale
!
! Mcdisc : discretisation du combustible
!
! Mgdisc : discretisation de la gaine
!
! prnt : impression
!
!Double precision :
!
!                                     !
! Gmel : valeurs du flux massique en kg/m2/s
!
! ppres : valeurs de la pression en Pa
!
! hent : valeurs de l'enthalpie en J/kg
!
! xtit : titre de l'ecoulement
!
! epsm : taux de vide
!
! hlq : enthalpie du liquide J/kg
!
! Ttig : temperature du crayon en K
!
! dt : pas de temps en s
!
! qinit : puissance en W
!
! Ginit : flux massique à l'entrée du canal en kg/m2/s
!
! hinit : enthalpie a l'entree du canal en J/kg
!

```

```

! pinit: pression a la sortie du canal en Pa
!
! tinit : temperature a l'entree du canal en K
!
! tinic : temperature initiale du combustible en K
!
! evolg : variation du flux massique à l'entree du canal en kg/m2/s2
!
! evolt : variation de la temperature à l'entree du canal en K/s
!
! evolp : variation de la pression à la sortie du canal en Pa/s
!
! theta : inclinaison du canal par rapport a la verticale en radian
!
! Dcomb : diametre du combustible en m
!
! tg : taille de l'interstice en m
!
! Dgext : diametre externe de la gaine en m
!
! Dinter : distance entre le centre de deux crayons voisins en m
!
! Ltig : longueur du canal en m
!
! epsr : rugosite de la gaine en m
!
! Tcal : temperature du caloporteur en K
!
! Rcal : densite du caloporteur en kg/m3
!
! Tcomb : temperature du combustible en K
!
!Caractere :
!
! act : action
!
!
!
!*****!
*****!

```

```

program Arthur_Principale

```

```

implicit none

```

```

!Discrétisation

```

```

integer :: i,k,j

```

```

Integer, parameter:: Ndisc=12

```

```

Integer, parameter:: Mcdisc=16

```

```

Integer, parameter:: Mgdisc=4

```

```

Integer, parameter:: Mdisc=20

```

```

integer:: prnt,act

```

```

double precision:: dt

```

```

!Matrices des propriétés thermodynamiques et des températures de la tige

```

```

double precision, dimension (Ndisc,2) :: hent, ppres, Gmel, epsm, xtit,

```

```

hlq

```

```

double precision, dimension (Mdisc,Ndisc,2) :: Ttig

```

```

!Conditions initiales et d'évolution

```

```

double precision ::
Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp,qmax,init,qmin,Atot
double precision, dimension (Ndisc)::
qinit,Ttigsomme,Ttigmoyenne,zz,qinit1
!Angle de l'écoulement
double precision:: theta
!Géométrie
double precision :: Dcomb,tg,Dgext,Dinter,epsr,Ltig
!Valeurs à calculer
double precision :: Dgint,Atothex,Atigehex,A,Pe,Dh
double precision :: dz,drc,drg,c
double precision, dimension (Ndisc) :: qwv,qws,Twall,RcalTwall
!Puissance volumique et surfacique
!Matrice et vecteur
double precision, dimension (Ndisc,Ndisc) :: matcm, matcqm, matce
!matrices des coefficients thermodynamiques
double precision, dimension (Ndisc) :: vectcm, vectcqm, vectce !vecteurs
des propriétés thermodynamiques
double precision, dimension (Mdisc,Mdisc,Ndisc) :: mattg !matrices des
coefficients de transfert de chaleur
double precision, dimension (Mdisc,Ndisc) :: vecttig !vecteurs des
propriétés thermiques
!Vecteurs temporaires
double precision, dimension (Ndisc) :: henttps, pprests, Gmeltps
!vecteurs temporaires pour la convergence
double precision, dimension (Mdisc,Ndisc) :: Ttigtps !vecteurs
temporaires pour la convergence
!Sortie neutronique
double precision, dimension (Ndisc) :: Tcal,Rcal,Tcomb
!Constantes
double precision, parameter :: pi=3.14159265359
double precision, external ::propev_SCW

dt=0.1
!Conditions initiales et d'évolution
minit = 4.4
pinit= 25000000.0
tinit= 350+273.15

tcini= 400+273.15
evolg= 0.0
evolt= 0.0
evolp= 0.0

Ltig= 6.0

dz=Ltig/(dble(Ndisc)-1.0)

qinit
=[0.035268958816600,0.106031364365037,0.191822485595779,0.302381176786904,0.45
1861283223513,0.647900314023282,0.897824682166209,1.143418385843179,1.28434013
8151020,1.205421648549428,0.873836369540507,0.335211328938542]*1000000.0

!Angle de l'écoulement
theta = 1.570796327

```

```

Dcomb= 0.01284
tg= 0.000299
Dgext = 0.01284+2*0.00005+2*tg
Dinter= 0.01504708807
epsr= 3D-7

! Calcul de la géométrie
  Dgint=Dgext-2.0*tg
  Atothex= (7.0/4.0)*(Dinter)**2.0*(1/tan(pi/7.0))           ! Pour un
héptagone
  Atigehex=(pi*Dgext**2.0/4.0)*(7.0/4.0)
  A=Atothex-Atigehex
  Pe=(7.0/2.0)*pi*Dgext           ! Pour un héptagone
  Dh=4*A/Pe

!section de passage pour le réacteur au complet
Atot = 0.0037764
Ginit= minit/Atot
print*, Ginit
prnt=1

act=0
call arthur_scw (Ndisc,Mcdisc,Mgdisc,Mdisc,dt,&
  &hent,ppres, Gmel, epsm, xtit, hlq,Ttig,&
  &qinit,Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp,&
  &theta,Dcomb, tg, Dgext, Dinter, Ltig,
epsr,Tcal,Rcal,Tcomb,Twall,act,prnt)

act=1
call arthur_scw (Ndisc,Mcdisc,Mgdisc,Mdisc,dt,&
  &hent,ppres, Gmel, epsm, xtit, hlq,Ttig,&
  &qinit,Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp,&
  &theta,Dcomb, tg, Dgext, Dinter, Ltig,
epsr,Tcal,Rcal,Tcomb,Twall,act,prnt)

!      Densité du caloporteur à la surface de la tige
      do i=1,Ndisc
      RcalTwall(i)=propev_SCW(ppres(i,1),Twall(i),hent(i,1),"RHO ")
      end do

! Fichiers de sorties

OPEN(1,FILE='Tcalo.txt')
do k=1,Ndisc
WRITE(1,*) Tcal(k)-273.15
end do

OPEN(2,FILE='Tcomb.txt')
do k=1,Ndisc
WRITE(2,*) Tcomb(k)-273.15
end do

OPEN(3,FILE='Twall.txt')
```

```
do k=1,Ndisc
WRITE(3,*) Twall(k)-273.15
end do

OPEN(4,FILE='Rcal.txt')
do k=1,Ndisc
WRITE(4,*) Rcal(k)
end do

OPEN(6,FILE='hent.txt')
do k=1,Ndisc
WRITE(6,*) hent(k,1)
end do

OPEN(7,FILE='ppres.txt')
do k=1,Ndisc
WRITE(7,*) ppres(k,1)
end do

OPEN(11,FILE='Ttig01.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(11,*) Ttig(i,1,1)-273.15
end do

OPEN(12,FILE='Ttig02.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(12,*) Ttig(i,2,1)-273.15
end do

OPEN(13,FILE='Ttig03.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(13,*) Ttig(i,3,1)-273.15
end do

OPEN(14,FILE='Ttig04.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(14,*) Ttig(i,4,1)-273.15
end do

OPEN(15,FILE='Ttig05.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(15,*) Ttig(i,5,1)-273.15
end do

OPEN(16,FILE='Ttig06.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(16,*) Ttig(i,6,1)-273.15
end do

OPEN(17,FILE='Ttig07.txt')
do i=1,Mdisc
WRITE(17,*) Ttig(i,7,1)-273.15
end do
```



```

! Mdisc : discretisation radiale
!
! Mcdisc : discretisation du combustible
!
! Mgdisc : discretisation de la gaine
!
! prnt : impression
!
!Double precision :
!
!
! Gmel : valeurs du flux massique en kg/m2/s
!
! ppres : valeurs de la pression en Pa
!
! hent : valeurs de l'enthalpie en J/kg
!
! xtit : titre de l'ecoulement
!
! epsm : taux de vide
!
! hlq : enthalpie du liquide J/kg
!
! Ttig : temperature du crayon en K
!
! dt : pas de temps en s
!
! qinit : puissance en W
!
! Ginit : flux massique à l'entrée du canal en kg/m2/s
!
! hinit : enthalpie a l'entree du canal en J/kg
!
! pinit: pression a la sortie du canal en Pa
!
! tinit : temperature a l'entree du canal en K
!
! tinic : temperature initiale du combustible en K
!
! evolg : variation du flux massique à l'entree du canal en kg/m2/s2
!
! evolt : variation de la temperature à l'entree du canal en K/s
!
! evolp : variation de la pression à la sortie du canal en Pa/s
!
! theta : inclinaison du canal par rapport a la verticale en radian
!
!
! Dcomb : diametre du combustible en m
!
! tg : taille de l'interstice en m
!
! Dgext : diametre externe de la gaine en m
!
!
! Dinter : distance entre le centre de deux crayons voisins en m
!
! Ltig : longueur du canal en m
!
!

```

```

! epsr : rugosite de la gaine en m
!
! Tcal : temperature du caloporteur en K
!
! Rcal : densite du caloporteur en kg/m3
!
! Tcomb : temperature du combustible en K
!
!Caractere :
!
! act : action
!
!
!
!*****!
*****!

subroutine arthur_scw (Ndisc,Mdisc,Mgdisc,Mdisc,dt,&
    &hent,ppres, Gmel, epsm, xtit, hlq,Ttig,&
    &qinit,Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp,&
    &theta,Dcomb, tg, Dgext, Dinter, Ltig,
    epsr,Tcal,Rcal,Tcomb,Twall,act,prnt)
    implicit none
    !Discrétisation
    integer :: i
    integer, intent (in):: Ndisc, Mdisc, Mgdisc, Mdisc, prnt,act
    double precision, intent(in) :: dt
    !Matrices des propriétés thermodynamiques et des températures de la tige
    double precision, dimension (Ndisc,2), intent(inout) :: hent, ppres,
    Gmel, epsm, xtit, hlq
    double precision, dimension (Mdisc,Ndisc,2), intent(inout) :: Ttig
    !Conditions initiales et d'évolution
    double precision, intent (inout) ::
    Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp
    double precision, dimension (Ndisc), intent(in) :: qinit
    !Angle de l'écoulement
    double precision, intent(in) :: theta
    !Géométrie
    double precision, intent(in) :: Dcomb,tg,Dgext,Dinter,epsr,Ltig
    !Valeurs à calculer
    double precision :: Dgint,Atothep,Atigehep,A,Pe,Dh,Ac,Dc
    double precision :: dz,drc,drg
    double precision, dimension (Ndisc) :: qwv,qws,Twal,qwstig,qwvtig,HTC
    !Puissance volumique et surfacique
    double precision, dimension (Ndisc),intent(inout) :: Twall
    !Matrice et vecteur
    double precision, dimension (Ndisc,Ndisc) :: matcm, matcqm, matce
    !matrices des coefficients thermodynamiques
    double precision, dimension (Ndisc) :: vectcm, vectcqm, vectce !vecteurs
    des propriétés thermodynamiques
    double precision, dimension (Mdisc,Mdisc,Ndisc) :: mattg !matrices des
    coefficients de transfert de chaleur
    double precision, dimension (Mdisc,Ndisc) :: vecttig !vecteurs des
    propriétés thermiques
    !Vecteurs temporaires
    double precision, dimension (Ndisc) :: henttps, pprests, Gmeltps
    !vecteurs temporaires pour la convergence

```

```

    double precision, dimension (Mdisc,Ndisc) :: Ttigtps !vecteurs
temporaires pour la convergence
    !Sortie neutronique
    double precision, dimension (Ndisc), intent(out) :: Tcal,Rcal,Tcomb
    !Constantes
    double precision, parameter :: pi=3.14159265359
    !Calcul de la géométrie
    Dgint=Dgext-2.0*tg
    Atothep= (7.0/4.0)*(Dinter)**2.0*(1/tan(pi/7.0))           ! Pour un
héptagone
    Atigehep=(pi*(Dgext**2.0)/4.0)*(7.0/2.0)
    A=Atothep-Atigehep
    Pe=(7.0/2.0)*pi*Dgext           ! Pour un héptagone
    Dh=4*A/Pe

    !Discrétisation
    drc=Dcomb/2.0/(dble(Mdisc)-1.0)
    drg=tg/(dble(Mgdisc)-1.0)
    dz=Ltig/(dble(Ndisc)-1.0)

    !Flux de chaleur et densité de puissance
    qwv=(qinit*0.27431)/(pi*(Dcomb**2.0)/4.0*dz*(dble(Ndisc)-1.0))
    qws=(qinit*0.27431)/(pi*Dgext*dz*(dble(Ndisc)-1.0))

    select case (act)
        case (0)
            call
initparam_SCW(Ndisc,Mdisc,Gmel,ppres,hent,Ttig,Twall,Ginit,pinit,hinit,tinit,t
cini)
                call neutro(Ndisc,Mdisc,Mcdisc,Mgdisc,Gmel,ppres,hent,xtit,&
                    &epsm,hlq,Ttig,Tcal,Rcal,Tcomb,1)
        case (1)
            Gmeltps(:)=0.0
            henttps(:)=0.0
            ppresteps(:)=0.0
            Ttigtps(:, :)=0.0

            call
pcplstat_schw(Ndisc,Mdisc,Mcdisc,Mgdisc,Gmel,ppres,hent,xtit,epsm,hlq,Ttig,Twa
ll,HTC,&
                &Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp,&

            &theta,Dcomb,tg,Dgext,epsr,Dgint,A,Pe,Dh,dz,drc,drg,qwv,qws,&
                &matcm,matcqm,matce,vectcm,vectcqm,vectce,mattg,vecttig,&
                &Gmeltps,pprestps,henttps,Ttigtps,prnt,qwstig,qwvtig)
            call neutro(Ndisc,Mdisc,Mcdisc,Mgdisc,Gmel,ppres,hent,xtit,&
                &epsm,hlq,Ttig,Tcal,Rcal,Tcomb,1)

    end select

    OPEN(25,FILE='HTC.txt')
    do i=1,Ndisc
        WRITE(25,*) HTC(i)
    end do

end subroutine arthur_schw

```

```

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!!!!!!!!!!
!
!                                     CALCUL STATIONNAIRE
!
!                                     !
!                                     !
!Fait par: Majid FASSI FEHRI (31/12/2007)
!
!Modifié par: Sarra Zoghlami (31/05/2012)
!
!
!Entier:
!
! Ndisc : discretisation axiale du canal
!
! Mdisc : discretisation radiale
!
! Mcdisc : discretisation du combustible
!
! Mgdisc : discretisation de la gaine
!
! prnt : impression
!
!Double precision :
!
!                                     !
! Gmel : valeurs du flux massique en kg/m2/s
!
! ppres : valeurs de la pression en Pa
!
! hent : valeurs de l'enthalpie en J/kg
!
! xtit : titre de l'ecoulement
!
! epsm : taux de vide
!
! hlq : enthalpie du liquide J/kg
!
! Ttig : temperature du crayon en K
!
! qinit : puissance en W
!
! Ginit : flux massique à l'entrée du canal en kg/m2/s
!
! hinit : enthalpie a l'entree du canal en J/kg
!
! pinit: pression a la sortie du canal en Pa
!
! tinit : temperature a l'entree du canal en K
!
! tinic : temperature initiale du combustible en K
!
! evolg : variation du flux massique à l'entree du canal en kg/m2/s2
!
! evolt : variation de la temperature à l'entree du canal en K/s
!

```

```

! evolp : variation de la pression à la sortie du canal en Pa/s
!
! theta : inclinaison du canal par rapport a la verticale en radian
!
! Dcomb : diametre du combustible en m
!
! tg : taille de l'interstice en m
!
! Dgext : diametre externe de la gaine en m
!
! epsr : rugosite de la gaine en m
!
! Dgint : diametre interne de la gaine en m
!
! A : aire d'ecoulement en m2
!
! Pe : perimetre mouille en m
!
! Dh : diametre hydraulique en m
!
! dz : pas axial en m
!
! drc : pas pour le combustible en m
!
! drg : pas pour la gaine en m
!
! qwv : densite de puissance en W/m3
!
! qws : flux de puissance en W/m2
!
! matcm : matrice du systeme Ax=b      pour la conservation de la masse
!
! matcqm : matrice du systeme Ax=b      pour la conservation de la qtite de
mouvmt !
! matce : matrice du systeme Ax=b      pour la conservation de lenergie
!
! mattg : matrice du systeme Ax=b      pour le transfert de chaleur
!
! vectcm : vecteur du systeme Ax=b      pour la conservation de la masse
!
! vectcqm : vecteur du systeme Ax=b      pour la conservation de la qtite de
mouvmt !
! vectce : vecteur du systeme Ax=b      pour la conservation de lenergie
!
! vecttig : vecteur du systeme Ax=b      pour le transfert de chaleur
!
! Gmel : valeurs temporaires du flux massique en kg/m2/s
!
! ppres : valeurs temporaires de la pression en Pa
!
! hent : valeurs temporaires de l'enthalpie en J/kg
!
! Ttig : temperature temporaires du crayon en K
!
!
!
!*****

```

subroutine

```

pcplstat_scwr(Ndisc,Mdisc,Mcdisc,Mgdisc,Gmel,ppres,hent,xtit,eps,hlq,Ttig,Twall,HTC, &
    &Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp, &
    &theta,Dcomb,tg,Dgext,epsr,Dgint,A,Pe,Dh,dz,drc,drg,qwv,qws, &
    &matcm,matcqm,matce,vectcm,vectcqm,vectce,mattg,vecttig, &
    &Gmeltps,pprestps,henttps,Ttigtps,prnt,qwstig,qwvtig)

    implicit none
    integer, intent(in):: Ndisc, Mcdisc, Mgdisc, Mdisc,prnt
    double precision, dimension (Ndisc,2), intent(inout) :: hent, ppres,
Gmel, eps,h,xtit, hlq
    double precision, dimension (Mdisc,Ndisc,2), intent(inout) :: Ttig
    double precision, intent(inout) ::
Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini,evolg,evolt,evolp
    double precision, intent(in) :: theta
    double precision, intent(in) :: Dcomb, tg, Dgext, epsr
    double precision, intent(in) :: Dgint,A,Pe,Dh
    double precision, intent(in) :: dz,drc,drg
    double precision, dimension (Ndisc), intent(in) :: qwv,qws
    double precision, dimension (Ndisc), intent(inout) :: qwstig,qwvtig
    double precision, dimension (Ndisc)::qinit
    double precision, dimension (Ndisc),intent(inout) :: Twall
    double precision, dimension (Ndisc,2) :: Twal,HTC
    double precision, dimension (Ndisc,Ndisc), intent(inout) :: matcm,
matcqm, matce
    double precision, dimension (Ndisc), intent(inout) :: vectcm, vectcqm,
vectce
    double precision, dimension (Mdisc,Mdisc,Ndisc), intent(inout) :: mattg
    double precision, dimension (Mdisc,Ndisc), intent(inout) :: vecttig
    double precision, dimension (Ndisc), intent(inout) :: henttps, pprestps,
Gmeltps
    double precision, dimension (Mdisc,Ndisc), intent(inout) :: Ttigtps
    integer :: crg, itr, i, j
    double precision:: s,qmax,qmin,Ltig
    double precision, external :: propev_SCW
    !Constantes
    double precision, parameter :: pi=3.14159265359
    s=0.0
    itr=0
    crg=0
    boucle : do
        itr=itr+1

        Twal(:,1)=Twall(:)
        call initmatcqm_SCW(Ndisc,Gmel,ppres,hent,matcqm)
        call
initvectcqmstat(Ndisc,Gmel,ppres,hent,vectcqm,pinit,dz,Dh,epsr,theta,Twal)

        call gausscqm(1,Ndisc,ppres,matcqm,vectcqm)
        call initmatcestat_SCW(Ndisc,Gmel,ppres,hent,matce)
        call
initvectcestat(Ndisc,Gmel,ppres,hent,vectce,qws,Ginit,hinit,dz,Dh,Pe,A,epsr,th
eta)

        call gaussce(1,Ndisc,hent,matce,vectce)

```



```

! Ndisc : discretisation axiale du canal
!
! val : =1 ou 2 pour un calcul stationnaire ou transitoire
!
!Double precision :
!
!
! hent : valeurs de l'enthalpie en J/kg
!
! matce : matrice du systeme Ax=B
!
! vectce : vecteur du systeme Ax=b
!
!
!
!*****!
*****!

subroutine gaussce(val,Ndisc,hent,matce,vectce)
  implicit none
  integer :: i,j,limit
  integer, intent (in) :: val , Ndisc
  double precision, dimension (Ndisc,2), intent (inout) :: hent
  double precision, dimension (Ndisc,Ndisc), intent (inout) :: matce
  double precision, dimension (Ndisc), intent (inout) :: vectce
  double precision :: tp
  !Élimination
  do i=Ndisc,2,-1
    if (i<Ndisc) then
      limit=i-1
    else
      limit=i-2
    end if
    vectce(i)=vectce(i)/matce(i,i)
    matce(i,limit:i)=matce(i,limit:i)/matce(i,i)
    tp=matce(i-1,i)
    matce(i-1,limit:i)=matce(i-1,limit:i)-tp*matce(i,limit:i)
    vectce(i-1)=vectce(i-1)-tp*vectce(i)
  end do
  vectce(1)=vectce(1)/matce(1,1)
  matce(1,1)=matce(1,1)/matce(1,1)
  !Descente
  do i=1,Ndisc
    tp=vectce(i)
    if (i>1 .AND. i<Ndisc) then
      limit=i-1
    else if (i==Ndisc) then
      limit=i-2
    else
      limit=Ndisc
    end if
    do j=limit,i-1
      tp=tp-matce(i,j)*hent(j,val)
    end do
    hent(i,val)=tp
  end do
end subroutine gaussce

```



```

!
!
!Fait par: Sarra ZOGLAMI (24/04/2012)
!
!Entier:
!
! Ndisc : discretisation axiale du canal
!
! i : position dans le canal
!
! j : 1 ou 2 pour un calcul stationnaire ou transitoire
!
!Double precision :
!
! Gm : valeurs du flux massique en kg/m2/s
!
! p : valeurs de la pression en Pa
!
! h : valeurs de l'enthalpie en J/kg
!
! x : titre de l'ecoulement
!
! q : flux de chaleur en W/m2
!
! Dh : diametre hydraulique en m
!
! Dgext diametre exterieur de la gaine en m
!
!
!
!*****

Subroutine Temp_gaine_SCW(Gmel,ppres,hent,qws,Dh,Twal,HTC,Ndisc,dz)
implicit none

integer, intent(in) :: Ndisc
double precision, dimension (Ndisc,2), intent(in)::Gmel,ppres,hent
double precision,intent(in)::dz
double precision, dimension (Ndisc), intent(in)::qws
double precision ::Dh
double precision, dimension (Ndisc,2), intent(out)::Twal,HTC
integer:: i

do i=1,Ndisc
call
Twall_SCW(Gmel(i,1),ppres(i,1),hent(i,1),qws(i),Dh,Twal(i,1),HTC(i,1),dz,i)
end do

end subroutine Temp_gaine_SCW

correl_scw.f90 :

!*****

```



```

!
!
!*****
double precision function dpfric_SCW(Gm,p,h,Twal,Dh,dz,i)
  implicit none
  double precision, external :: propev_SCW
  double precision, intent (in) :: Gm,p,h,Dh,dz,Twal
  integer, intent (in) :: i
  double precision :: Re, C,
fric,s,T,Prw,Prb,hw,Tiso,Reiso,Ciso,Tav,M,n,Tpc,a,b,psy,fiso
  character :: correl*4
  s=0.0
  Tpc = 385.7+273.15
  Tiso =773.15
  Reiso=Gm*Dh/ (propev_SCW(p,Tiso,s,"VISC")*1D-6 )
!   C= 1.82*log10(Reiso)-1.64      ! Filonenko 1954 ! (1)
!   Ciso =(1/(C**2) )             ! Filonenko 1954 ! (1)
!   Ciso = 0.31614*(Reiso)**(-1/4)
  C=0.7-1.65* log10(Reiso)+(log10(Reiso))**2      ! (2)
  Ciso = 0.314/C                                  ! (2)

  correl= "AnGa"

  select case (correl)

    case ("blas") ! Blasius utilisé par Aziz
      T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
      Re=Gm*Dh/ (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
      fric=0.31614*(Re)**(-1/4)
      dpfric_SCW= (fric *dz*(i-1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO
"))

    case ("Mikh") ! Mikheev 1956
      T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
      Re=Gm*Dh/ (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
      Prb = (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6
) *(propev_SCW(p,s,h,"CPSC") ) / (propev_SCW(p,T,s,"COND") )
      hw=propev_SCW(p,Twal,s,"HENT")
      Prw = (propev_SCW(p,Twal,s,"VISC")*1D-6
) *(propev_SCW(p,s,hw,"CPSC") ) / (propev_SCW(p,Twal,s,"COND") )
      C= 1.82*log10(Re)-1.64
      fric =(1/(C**2) ) *(Prw/Prb)**(1/3)
      dpfric_SCW= (fric *dz*(i-
1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO ") )

    case ("Popv") ! Popov 1967 modifiée
      T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
      fric= Ciso *(propev_SCW(p,Twal,s,"RHO
")/propev_SCW(p,T,s,"RHO ")**0.74
      dpfric_SCW= (fric *dz*(i-
1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO ") )

    case ("Tara") ! Tarasova 1968
      T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")

```

```

        fric=
Ciso*(propev_SCW(p,Twal,s,"VISC")/propev_SCW(p,T,s,"VISC"))**0.22
        dpfric_SCW= (fric *dz*(i-
1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO "))

    case ("Kond") ! Kondrat'ev 1969
        T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
        Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
        fric = 0.188*Re**(-0.22) ! Kondrat'ev (1969)
        dpfric_SCW= (fric *dz*(i-
1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO "))

    case ("Ram1") ! Razumovskii 1984
        T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
        Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
        M = (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6
/ (propev_SCW(p,Twal,s,"VISC")*1D-6 -
1) )*(propev_SCW(p,T,s,"VISC")/propev_SCW(p,Twal,s,"VISC"))**0.17
        n= 0.17-2D-6*Re+(1800/Re)
        fric = Ciso * 0.5*((1+M)**n)*log10(1+M)
        dpfric_SCW= (fric *dz*(i-
1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO "))

    case ("Ram2") ! Razumovskii 1984
        T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
        fric = Ciso * ((propev_SCW(p,Twal,s,"VISC")*1D-
6*propev_SCW(p,Twal,s,"RHO ")) / (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6*propev_SCW(p,T,s,"RHO ")))**0.15
        dpfric_SCW= (fric *dz*(i-
1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO "))

    case ("Kirl") ! Kirillov 1990
        T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
        fric= Ciso * (propev_SCW(p,Twal,s,"RHO
")/propev_SCW(p,T,s,"RHO "))**0.4
        dpfric_SCW= (fric *dz*(i-
1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO "))

    case ("Rohs") ! Rohsenow 1985 !Utilisé dans le code sub-channel
        T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
        fric=
Ciso*(1+(((propev_SCW(p,Twal,s,"VISC")/propev_SCW(p,Twal,s,"VISC"))**0.6)-1))
        dpfric_SCW= (fric *dz*(i-
1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO "))

    case ("Fng1")!Fang 2011
        T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
        Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
        fric= 0.25*(log10((150.39/Re**0.98865)-(152.66/Re)))**(-2)
        dpfric_SCW= (fric *dz*(i-1)*Gm**2)/(Dh*2*propev_SCW(p,T,s,"RHO
"))

    case ("Fng2")!Fang 2012
        T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
        Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )

```



```

!Double precision :
!
! Gm : valeur du flux massique en kg/m2/s
!
! p : valeur de la pression en Pa
!
! h : valeur de l'enthalpie en J/kg
!
! Dh : diametre hydraulique en m
!
! Dgext : diametre externe de la gaine en m
!
!
!
!*****
double precision function heat_transfer_correl(Gm,p,h,Tw,Dh,q,i,dz,correl)
  implicit none
  double precision, external :: propev_SCW
  double precision, intent (in) :: Gm,p,h,Dh,Tw,q,dz
  double precision :: psi, B, Re,
T,s,Cp_m,Prb_m,Nu,n,Tpc,Prb,TTpc,Tx,Prw,hw,Rex,Nux,qdht,fc,qkW,m
  double precision :: Nu0,Pcr,pi,E,n1,n2,Prmin,A,x
  integer, intent (in) :: i
  character, intent (in) :: correl*5
  s=0.0
  select case (correl)

    case ("Mokry")
      T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
      Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
      Cp_m = (propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")-propev_SCW(p,T,s,"HENT"))/((Tw-T))
      Prb_m = (Cp_m*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)/propev_SCW(p,T,s,"COND")
      Nu = 0.0061*(Re**0.904) * (Prb_m**0.684 )* (propev_SCW(p,Tw,s,"RHO
")/propev_SCW(p,T,s,"RHO ")**0.564
      heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

    case ("Jacks")
      Tpc = 374.15+273.15
      TTpc = 1.2*Tpc
      T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
      if ((T.lt.Tw) .and. (Tw.lt.Tpc)) .or. ((TTpc.lt.T) .and. (T.lt.Tw)) then
        n=0.4
      elseif ((T.lt.Tpc) .and. (Tpc.lt.Tw)) then
        n = 0.4+0.2*((Tw/Tpc)-1)
      else
        n = 0.4+0.2*((Tw/Tpc)-1) *(1-5*((T/Tpc)-1))
      endif
      Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
      Prb = propev_SCW(p,s,h,"CPSC")*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,T,s,"COND")
      Cp_m = (propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")-propev_SCW(p,T,s,"HENT"))/((Tw-T))
      Nu = 0.0183*Re**0.82*Prb**0.5*(propev_SCW(p,Tw,s,"RHO
")/propev_SCW(p,T,s,"RHO ")**0.3 * (Cp_m/propev_SCW(p,s,h,"CPSC"))**n
      heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

    case ("Dittu")

```

```

T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)
Prb = propev_SCW(p,s,h,"CPSC")*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,T,s,"COND")
Nu = 0.0243*Re**0.8*Prb**0.4
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("XuFen")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)
Cp_m = (propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")-propev_SCW(p,T,s,"HENT"))/((Tw-T))
Prb_m = (Cp_m*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)/propev_SCW(p,T,s,"COND")
Nu = 0.02269*(Re**0.8079) * (Prb_m**0.9213)* (propev_SCW(p,Tw,s,"RHO
")/propev_SCW(p,T,s,"RHO "))**0.6638 *
(propev_SCW(p,Tw,s,"VISC")/propev_SCW(p,T,s,"VISC"))**0.8687
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("Kitoh")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
qkW=q*0.001
qdht= 200*(Gm)**1.2
if (h.lt.1500000) then
fc= 8.9D-8+(0.11/qdht)
else if ((h.gt.1500000).and. (h.lt.3300000)) then
fc= -8.7D-8-(0.65/qdht)
else if ((h.gt.3300000).and. (h.lt.4000000)) then
fc= -9.7D-7+(1.3/qdht)
end if
Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)
Prb = propev_SCW(p,s,h,"CPSC")*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,T,s,"COND")
Nu = 0.015*(Re**0.85) * (Prb**m)
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("Griem")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)
Prb = propev_SCW(p,s,h,"CPSC")*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,T,s,"COND")
Nu = 0.0169*Re**0.8356*Prb**0.432
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("Gorbn")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)
Prb = propev_SCW(p,s,h,"CPSC")*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,T,s,"COND")
Nu = 0.0059*Re**0.9*Prb**(-0.12)
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("Bogch")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)
Prb = propev_SCW(p,s,h,"CPSC")*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,T,s,"COND")
Nu0 = 0.0243*Re**0.8*Prb**0.4
Cp_m = (propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")-propev_SCW(p,T,s,"HENT"))/((Tw-T))

```

```

Nu = Nu0*(Cp_m/propev_SCW(p,s,h,"CPSC"))**0.35
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("Fewst")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/ (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
Cp_m = (propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")-propev_SCW(p,T,s,"HENT"))/((Tw-T))
Prb_m = (Cp_m*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)/propev_SCW(p,T,s,"COND")
Nu = 0.0183*(Re**0.82) * (Prb_m**0.5 ) * (propev_SCW(p,Tw,s,"RHO
")/propev_SCW(p,T,s,"RHO "))**0.3
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("Ornat")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/ (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
Prb = propev_SCW(p,s,h,"CPSC")*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,T,s,"COND")
hw=propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")
Prw = propev_SCW(p,s,hw,"CPSC")*propev_SCW(p,Tw,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,Tw,s,"COND")
Prmin = min(Prb,Prw)
Nu = 0.023*(Re**0.8) * (Prmin**0.8) * (propev_SCW(p,Tw,s,"RHO
")/propev_SCW(p,T,s,"RHO "))**0.3
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("Kondr")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/ (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
Nu = 0.020*(Re**0.8)
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("Krasn")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Tpc = 374.15+273.15
Re=Gm*Dh/ (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
E=1/(1.82*log10(Re)-1.64)**2
Cp_m = (propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")-propev_SCW(p,T,s,"HENT"))/((Tw-T))
Prb_m = (Cp_m*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)/propev_SCW(p,T,s,"COND")
A= (E/8)*Re*Prb_m
B= (12.7*sqrt(E/8)*(Prb_m**(2/3)-1))+1.07
Nu0=A/B
if ((T/Tpc).lt.1) .or. ((Tw/Tpc).gt.1.2) then
n=0.4
elseif ((Tw/Tpc).gt.1) .and. ((Tw/Tpc).lt.2.5) then
n = 0.22+0.18*(Tw/Tpc)
elseif ((T/Tpc).gt.1) .and. ((T/Tpc).lt.1.2) then
n1 = 0.22+0.18*(Tw/Tpc)
n = n1+(5*n1-2)*(1-(T/Tpc))
endif
Nu= Nu0*(propev_SCW(p,Tw,s,"RHO ") /propev_SCW(p,T,s,"RHO
"))**0.3*(Cp_m/propev_SCW(p,s,h,"CPSC"))**n
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case ("Bishp")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/ (propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6 )
Cp_m = (propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")-propev_SCW(p,T,s,"HENT"))/((Tw-T))

```

```

Prb_m = (Cp_m*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)/propev_SCW(p,T,s,"COND")
x=dble(i-1)*dz
Nu = 0.0069*(Re**0.9) * (Prb_m**0.66) * (propev_SCW(p,Tw,s,"RHO
")/propev_SCW(p,T,s,"RHO "))**0.43*(1+2.4*(Dh/x))
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case("Domin")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)
Prb = propev_SCW(p,s,h,"CPSC")*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,T,s,"COND")
Nu= 0.1*(Re**0.66)*(Prb**1.2)
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case("Proto")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Tpc = 374.15+273.15
Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)
E=1/(1.82*log10(Re)-1.64)**2
Cp_m = (propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")-propev_SCW(p,T,s,"HENT"))/((Tw-T))
Prb_m = (Cp_m*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)/propev_SCW(p,T,s,"COND")
A= (E/8)*Re*Prb_m
B= (12.7*sqrt(E/8)*(Prb_m**(2/3)-1))+1.07
Nu0=A/B
Nu=Nu0*(propev_SCW(p,T,s,"VISC")/propev_SCW(p,Tw,s,"VISC"))**0.11 *
(propev_SCW(p,T,s,"COND")/propev_SCW(p,Tw,s,"COND"))**(-0.33) * (Cp_m
/propev_SCW(p,s,h,"CPSC"))**0.35
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

case("Mirop")
T=propev_SCW(p,s,h,"TEMP")
Re=Gm*Dh/(propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-6)
Prb = propev_SCW(p,s,h,"CPSC")*propev_SCW(p,T,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,T,s,"COND")
hw=propev_SCW(p,Tw,s,"HENT")
Prw = propev_SCW(p,s,hw,"CPSC")*propev_SCW(p,Tw,s,"VISC")*1D-
6/propev_SCW(p,Tw,s,"COND")
Prmin = min(Prb,Prw)
Nu = 0.023*(Re**0.8) * (Prmin**0.8)
heat_transfer_correl =propev_SCW(p,T,s,"COND")*Nu/Dh

end select
end function heat_transfer_correl

```

initial_scw.f90 :

```

!*****
!
!
!           Initialise les paramètres de calculs
!
!
!
!
!
!Fait par: Majid FASSI FEHRI (31/12/2007)
!
```

```

!Modifiée par: Sarra ZOGHLAMI (21/04/2012)
!
!Entier:
!
! Ndisc : discretisation axiale du canal
!
! Mdisc : discretisation radiale du crayon
!
!Double precision :
!
! Gmel : valeurs du flux massique en kg/m2/s
!
! ppres : valeurs de la pression en Pa
!
! hent : valeurs de l'enthalpie en J/kg
!
! Ttig : valeurs de la temperature en K
!
! xtit : titre de l'ecoulement
!
! epsm : taux de vide
!
! hlq : enthalpie du liquide J/kg
!
! Ginit : flux massique a l'entree du canal en kg/m2/s
!
! pinit : pression a la sortie du canal en Pa
!
! hinit : enthalpie a l'entree du canal en J/kg
!
! tinit : temperature a l'entree du canal en K
!
! tinic : temperature initiale du combustible en K
!
!*****

subroutine
initparam_SCW(Ndisc,Mdisc,Gmel,ppres,hent,Ttig,Twall,Ginit,pinit,hinit,tinit,t
cini)
  implicit none
  integer, intent(in) :: Ndisc,Mdisc
  double precision, dimension (Ndisc,2), intent(inout) :: hent, ppres,
Gmel
  double precision, dimension (Ndisc), intent(inout)::Twall
  double precision, dimension (Mdisc,Ndisc,2), intent(inout) :: Ttig
  double precision, intent(inout) :: Ginit,hinit,pinit,tinit,tcini
  double precision, external :: propev_SCW
  double precision :: n
  n=0.0
  hinit=propev_SCW(pinit,tinit,n,"HENT")
  Gmel(:,:)=Ginit
  hent(:,:)=hinit
  ppres(:,:)=pinit
  Ttig(:,:,:)=tinit+10
  Twall(:)=tinit+10
end subroutine initparam_SCW

```



```

! Mdisc : discretisation radiale
!
! Mcdisc : discretisation du combustible
!
! Mgdisc : discretisation de la gaine
!
!Double precision :
!
! Ttig : temperature du crayon en K
!
! mattg : matrice du systeme Ax=b
!
! drc : pas pour le combustible en m
!
! drg : pas pour la gaine en m
!
! Dcomb : diametre du combustible en m
!
! tg : taille de l'interstice en m
!
!
!
!*****

```

subroutine

```

initmattigstat(Ndisc,Mdisc,Mcdisc,Mgdisc,Ttig,mattg,drc,drg,Dcomb,tg)
  implicit none
  integer, intent (in) :: Ndisc,Mdisc,Mcdisc,Mgdisc
  double precision, dimension(Mdisc,Ndisc,2), intent(in) :: Ttig
  double precision, dimension(Mdisc,Mdisc,Ndisc), intent(out) :: mattg
  double precision, intent (in) :: Dcomb,tg,drc,drg
  double precision, external :: propur, prop304ss, hgap
  integer :: i,j,k
  do k=1,Ndisc
    do i=1,Mdisc
      do j=1,Mdisc
        if (i==j+1 .AND. i>1 .AND. i<Mcdisc) then
          mattg(i,j,k)=-propur(Ttig(i,k,1),"k")*(1.0-
drc/(2.0*dble(i-1)*drc))
        else if (i==j .AND. i>1 .AND. i<Mcdisc) then
          mattg(i,j,k)=2.0*propur(Ttig(i,k,1),"k")
        else if (i==j-1 .AND. i>1 .AND. i<Mcdisc) then
          mattg(i,j,k)=-
propur(Ttig(i,k,1),"k")*(1.0+drc/(2.0*dble(i-1)*drc))
        else if (i==j .AND. i>Mcdisc .AND. i<Mdisc-1) then
          mattg(i,j,k)=-prop304ss(Ttig(i+1,k,1),"k")*(1.0-
drg/(2.0*(Dcomb/2.0+tg+drg*&
&dble(i-Mcdisc))))
        else if (i==j-1 .AND. i>Mcdisc .AND. i<Mdisc-1) then
          mattg(i,j,k)=2.0*prop304ss(Ttig(i+1,k,1),"k")
        else if (i==j-2 .AND. i>Mcdisc .AND. i<Mdisc-1) then
          mattg(i,j,k)=-
prop304ss(Ttig(i+1,k,1),"k")*(1.0+drg/(2.0*(Dcomb/2.0+tg+drg*&
&dble(i-Mcdisc))))
        else if (i==1 .AND. j==1) then
          mattg(i,j,k)=-3.0
        else if (i==1 .AND. j==2) then

```



```

! "c" chaleur specifique J/kg/K
!
! "r" densite kg/m3
!
! "d" elongation
!
!*****!
*****!

double precision function propur(T,prop)
  implicit none
  double precision , parameter :: rho_273=10963.0, MUO2=270.02771/1000.0
  double precision , parameter :: C1=81.613, theta=548.68, C2=2.285e-3,
C3=2.360e7, Ea=185&
&31.7
  double precision :: rapp
  double precision , intent (in) :: T
  character ,intent (in) :: prop*1
  select case (prop)
    case ("k") ! Conductivite thermique de l'UO2 en W/(m.K)
!
  propur=100.0/(7.5408+17.692*T/1000.0+3.6142*(T/1000.0)**2.0)+6400.0/((T/
1000.0)**&
!
&(5.0/2.0))*exp(-16.35/(T/1000.0))
  propur= (3824.0/(T+129.4))+(4.788e-11)*T**3

  case ("r") ! Densite de l'UO2 en kg/m3 273K<T<3120K
    if (T<=923.0) then
      rapp=1.0/(0.9973+9.082e-6*T-2.705e-10*T**2.0+4.391e-
13*T**3.0)
    else if (T>923.0) then
      rapp=1.0/(0.99672+1.179e-5*T-2.429e-9*T**2.0+1.219e-
12*T**3.0)
    end if
    propur=rho_273*(rapp)**3.0
  case ("c") ! Chaleur specifique de l'UO2 en J/(kg.K)
298.15K<T<3120K

  propur=MUO2*(C1*theta**2.0*exp(theta/T)/(T**2.0*(exp(theta/T)-
1.0)**2.0)+2.0*C&
&2*T+C3*Ea*exp(-Ea/T)/T**2.0) !semi-analytique
  case ("d") ! Ellongation de l'UO2 273K<T<3120K
    if (T<=923.0) then
      rapp=0.9973+9.082e-6*T-2.705e-10*T**2.0+4.391e-
13*T**3.0
    else if (T>923.0) then
      rapp=0.99672+1.179e-5*T-2.429e-9*T**2.0+1.219e-
12*T**3.0
    end if
    propur=rapp-1.0
  end select
end function propur

!*****!
*****!

```

```

!
!
!           Calcul des proprietes du l'acie inoxydable 304L
!
!
!Fait par: Sarra ZOGHLAMI (25/04/2012)
!
!Double precision :
!T : temperature en K
!Caractere :
!prop : choix du calcul:
! "k" conductivite thermique W/m/K
!*****!
!*****!

double precision function prop304ss(T,prop)
  implicit none
  double precision, intent (in) :: T
  character :: prop*1

  select case (prop)

  case("k")
    prop304ss= 7.9318+ 0.023051*T-6.4166e-006*T**2
!    prop304ss= 10.324+ 0.015377*T-7.0989e-007*T**2

  end select

end function prop304ss

!*****!
!*****!
!
!           Calcul des proprietes de l'eau Supercritique (IAPWS-IF97)
!
!
!Fait par: Sarra Zoghlami (18/04/2012)
!
!Double precision :
!p : pression en Pa
!T : temperature en K
!
!hent : enthalpie en J/kg
!
!rho : enthalpie en kg/m3
!

```

```

!Caractere :
!
!act : choix du calcul:
!
! "VISC" viscosite en uPa.s
!
! "TEMP" temperature en K
!
! "HENT" enthalpie en J/kg
!
! "RHO " densite en kg/m3
!
! "COND" conductivite thermique W/m/K
!
! "CPSC" chaleur specifique du liquide J/kg/K
!
!*****
*****!

```

```

double precision function propev_SCW(P,T,hent,choix)
implicit double precision (a-h,o-z)
implicit integer (i-k,m,n)
integer, parameter>:: ncmax=20,NT= 36 ,NP=9 !max number of components in
mixture
dimension x(ncmax),y(ncmax),xliq(ncmax),xvap(ncmax),f(ncmax)
character hrf*3, herr*255,choix*4
character*255 hf(ncmax),hfmix
      nc=1 !Number of components
      call SETPATH('C:\prop\fluids')
      hf(1)='water.fld' !Fluid name
! hf(1)='co2.fld'
      hfmix='hmx.bnc' !Mixture file name
      hrf='DEF' !Reference state (DEF means default)
      call SETUP (nc,hf,hfmix,hrf,ierr,herr)
      if (ierr.ne.0) write (*,*) herr
      x=1
      kph =1
      kguess=0
      PPa=P*0.001
      icode=1
      hmol=hent*18*0.001 !! conversion du J/kg => J/mol
select case (choix)

      case ("RHO ")
      ! in: T, P
      !out: rho kg/m^3
      call TPRHO (T,PPa,x,kph,kguess,rrho,ierr,herr)
      propev_SCW = rrho * 18

      case ("HENT")
      ! in: T, P
      !out: hent J/kg
      call TPRHO (T,PPa,x,kph,kguess,rrho,ierr,herr)
      call ENTHAL (T,rrho,x,hhent)

```



```

! ppres : valeurs de la pression en Pa
!
! hent : valeurs de l'enthalpie en J/kg
!
! xtit : titre de l'ecoulement
!
! epsm : taux de vide
!
! hlq : enthalpie du liquide J/kg
!
! vectcqm : vecteur du systeme Ax=b
!
! pinit: pression a la sortie du canal en Pa
!
! dz : pas axial en m
!
! Dh : diametre hydraulique en m
!
! epsr : rugisite de la gaine en m
!
! theta : inclinaison du canal en radians
!
!
!
!*****!

```

subroutine

```

initvectcqmstat (Ndisc,Gmel,ppres,hent,vectcqm,pinit,dz,Dh,epsr,theta,Twal)

```

```

    implicit none
    integer, intent (in) :: Ndisc
    double precision, dimension(Ndisc,2), intent(in) :: Gmel,ppres,hent,
Twal
    double precision, dimension(Ndisc,2):: Temp
    double precision, dimension(Ndisc), intent(out) :: vectcqm
    double precision, intent(in):: pinit,dz,Dh,epsr, theta
    double precision, external :: propev, dpfric
    double precision :: dpfr, dpacc, dpacc1, dpacc2, dpacc3, dpgrav, T,s
    double precision, parameter :: g=9.81
    double precision, external :: propev_SCW,dpfric_SCW
    integer :: i
    T=0.0
    s=0.0

    do i=1,Ndisc
        Temp(i,1)=propev_SCW(ppres(i,1),s,hent(i,1),"TEMP")
    end do

    do i=1,Ndisc
        dpfr= dpfric_SCW(Gmel(i,1),ppres(i,1),hent(i,1),Twal(i,1),Dh,dz,i)*2.0*dz
        dpgrav=propev_SCW(ppres(i,1), Temp(i,1),s,"RHO ")*g*cos(theta)*2.0*dz
        if (i>1 .AND. i<Ndisc) then
            dpacc1=((Gmel(i-1,1))**2.0)/propev_SCW(ppres(i+1,1),
Temp(i+1,1),s,"RHO ")

```

```

                                dpacc2=((Gmel(i+1,1))**2.0)/propev_SCW(ppres(i-1,1),
Temp(i-1,1),s,"RHO ")
                                dpacc=(dpacc2-dpacc1)

                                elseif (i==1) then

                                dpacc1=((Gmel(i,1))**2.0)/propev_SCW(ppres(i,1),
Temp(i,1),s,"RHO ")
                                dpacc2=((Gmel(i+1,1))**2.0)/propev_SCW(ppres(i+1,1),
Temp(i+1,1),s,"RHO ")
                                dpacc3=((Gmel(i+2,1))**2.0)/propev_SCW(ppres(i+2,1),
Temp(i+2,1),s,"RHO ")
                                dpacc=(-3.0*dpacc1+4.0*dpacc2-dpacc3)

                                else

                                dpacc1=((Gmel(i,1))**2.0)/propev_SCW(ppres(i,1),
Temp(i,1),s,"RHO ")
                                dpacc2=((Gmel(i-1,1))**2.0)/propev_SCW(ppres(i-1,1),
Temp(i-1,1),s,"RHO ")
                                dpacc3=((Gmel(i-2,1))**2.0)/propev_SCW(ppres(i-2,1),
Temp(i-2,1),s,"RHO ")
                                dpacc=(3.0*dpacc1-4.0*dpacc2+dpacc3)

                                end if

                                vectcqm(i)=(-dpfr-dpgrav-dpacc)
                                end do
                                vectcqm(Ndisc)=vectcqm(Ndisc)-pinit
end subroutine initvectcqmstat

!*****!
!
!
!                               !
!                               Replissage du vecteur de conservation
!                               !
!                               de l'énergie à l'état statique (VECTCE)
!                               !
!
!                               !
!Fait par: Majid FASSI FEHRI (31/12/2007)
!
!Modifiée: Sarra ZOGLAMI (23/04/2012)
!
!Entier:
!
! Ndisc : discretisation axiale du canal
!
!Double precision :
!
!                               !
! Gmel : valeurs du flux massique en kg/m2/s
!
! ppres : valeurs de la pression en Pa
!
```

```

! hent : valeurs de l'enthalpie en J/kg
!
! xtit : titre de l'ecoulement
!
! epsm : taux de vide
!
! hlq : enthalpie du liquide J/kg
!
! vectce : vecteur du systeme Ax=b
!
! Ginit : flux massique à l'entrée du canal en kg/m2/s
!
! hinit : enthalpie a l'entree du canal en J/kg
!
! qws : flux de puissance en W/m2
!
! dz : pas axial en m
!
! Dh : diametre hydraulique en m
!
! Pe : perimetre equivalent en m
!
! A : aire en m2
!
! epsr : rugisite de la gaine en m
!
! theta : inclinaison du canal en radians
!
!
!
!*****!

```

subroutine

```

initvectcestat(Ndisc,Gmel,ppres,hent,vectce,qws,Ginit,hinit,dz,Dh,Pe,A,epsr,th
eta)

```

```

  implicit none
  integer, intent (in) :: Ndisc
  double precision, dimension(Ndisc,2), intent(in) :: Gmel,ppres,hent
  double precision, dimension(Ndisc), intent(out) :: vectce
  double precision, dimension(Ndisc), intent(in) :: qws
  double precision, intent(in):: Ginit,hinit,dz,Dh,Pe,A,epsr,theta
  double precision, dimension(Ndisc,2):: Temp
  double precision, external :: propev, rhom, rho_m, rhoe, v_gj
  double precision, parameter :: g=9.81
  double precision :: val1, val2, val3, T,s
  double precision :: temp1,temp2,temp3,temp4
  double precision, external :: propev_SCW
  integer :: i
  s=0.0
  do i=1,Ndisc
    Temp(i,1)=propev_SCW(ppres(i,1),s,hent(i,1),"TEMP")
  end do
  do i=1,Ndisc
    if (i>1 .AND. i<Ndisc) then

```

```

    val1=((Gmel(i-1,1))**3.0)/(2.0*propev_SCW(ppres(i-1,1), Temp(i-
1,1),s,"RHO ")**2.0)+Gmel(i-1,1)*g*dbble(i-1)*dz*cos(theta)
    val2=((Gmel(i+1,1))**3.0)/(2.0*propev_SCW(ppres(i+1,1),
Temp(i+1,1),s,"RHO ")**2.0)+Gmel(i+1,1)*g*dbble(i+1)*dz*cos(theta)
    vectce(i)=Pe/A*qws(i)*2.0*dz-(val2-val1)
    elseif (i==1) then
        val1=((Gmel(i,1))**3.0)/(2.0*propev_SCW(ppres(i,1),
Temp(i,1),s,"RHO ")**2.0)+Gmel(i,1)*g*dbble(i)*dz*cos(theta)
        val2=((Gmel(i+1,1))**3.0)/(2.0*propev_SCW(ppres(i+1,1),
Temp(i+1,1),s,"RHO ")**2.0)+Gmel(i+1,1)*g*dbble(i+1)*dz*cos(theta)
        val3=((Gmel(i+2,1))**3.0)/(2.0*propev_SCW(ppres(i+2,1),
Temp(i+2,1),s,"RHO ")**2.0)+Gmel(i+2,1)*g*dbble(i+2)*dz*cos(theta)
        vectce(i)=Pe/A*qws(i)*2.0*dz-(-3.0*val1+4.0*val2-val3)+Ginit*hinit
    else
        val1=((Gmel(i,1))**3.0)/(2.0*propev_SCW(ppres(i,1),
Temp(i,1),s,"RHO ")**2.0)+Gmel(i,1)*g*dbble(i)*dz*cos(theta)
        val2=((Gmel(i-1,1))**3.0)/(2.0*propev_SCW(ppres(i-1,1), Temp(i-
1,1),s,"RHO ")**2.0)+Gmel(i-1,1)*g*dbble(i-1)*dz*cos(theta)
        val3=((Gmel(i-2,1))**3.0)/(2.0*propev_SCW(ppres(i-2,1), Temp(i-
2,1),s,"RHO ")**2.0)+Gmel(i-2,1)*g*dbble(i-2)*dz*cos(theta)
        vectce(i)=Pe/A*qws(i)*2.0*dz-(3.0*val1-4.0*val2+val3)
    end if
end do
end subroutine initvectcestat

```

```

!*****
*****!
!
!
!                               !
!                               Remplissage du vecteur de transfert
!                               !
!                               de chaleur à l'état statique (VECTTIG)
!                               !
!
!                               !
!Fait par: Majid FASSI FEHRI (31/12/2007)
!                               !
!Modifiée: Sarra ZOGLAMI (23/04/2012)
!                               !
!Entier:
!
! Ndisc : discretisation axiale du canal
!
! Mdisc : discretisation radiale
!
! Mcdisc : discretisation du combustible
!
! Mgdisc : discretisation de la gaine
!
!Double precision :
!
!                               !
! Gmel : valeurs du flux massique en kg/m2/s
!
! ppres : valeurs de la pression en Pa
!
! hent : valeurs de l'enthalpie en J/kg
!

```

```

! xtit : titre de l'ecoulement
!
! epsm : taux de vide
!
! hlq : enthalpie du liquide J/kg
!
! Ttig : temperature du crayon en K
!
! vecttig : vecteur du systeme Ax=b
!
! qwv : densite de puissance en W/m3
!
! qws : flux de puissance en W/m2
!
! drc : pas pour le combustible en m
!
! drg : pas pour la gaine en m
!
! Dh : diametre hydraulique en m
!
! Dgext : diametre exterieur de la gaine en m
!
!
!
!*****!
*****!

```

```

subroutine initvecttigstat(Ndisc,Mdisc,Mcdisc,Mgdisc,Twal,Ttig,&
&vecttig,qws,qwv,drc,drg)
  implicit none
  integer, intent (in) :: Ndisc,Mdisc,Mcdisc,Mgdisc
  double precision, dimension(Ndisc,2), intent(in) :: Twal
  double precision, dimension(Mdisc,Ndisc,2), intent(in) :: Ttig
  double precision, dimension(Mdisc,Ndisc), intent(out) :: vecttig
  double precision, dimension(Ndisc), intent(in) :: qws,qwv
  double precision, intent(in):: drc,drg
  double precision, external :: prop304ss
  double precision :: T
  integer :: i,k
  T=0.0
  do k=1,Ndisc
    do i=1,Mdisc
      if (i<Mcdisc .AND. i>1) then
        vecttig(i,k)=qwv(k)*drc**2.0
      else if (i==Mdisc-1) then
        T=Twal(k,1)
        vecttig(i,k)=-2.0*drg*qws(k)/prop304ss(T,"k")
      else if (i==Mdisc) then
        T=Twal(k,1)
        vecttig(i,k)=T
      else
        vecttig(i,k)=0.0
      end if
    end do
  end do
end subroutine initvecttigstat

```