

Titre: Couplage neutronique-thermohydraulique ARTHUR-DONJON avec les conditions aux collecteurs
Title:

Auteur: Alexandre Landry
Author:

Date: 2013

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Landry, A. (2013). Couplage neutronique-thermohydraulique ARTHUR-DONJON avec les conditions aux collecteurs [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/1212/>
Citation:

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

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1212/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alberto Teyssedou, & Jean Koclas
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

COUPLAGE NEUTRONIQUE-THERMOHYDRAULIQUE ARTHUR-DONJON
AVEC LES CONDITIONS AUX COLLECTEURS

ALEXANDRE LANDRY
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

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

AOÛT 2013

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

COUPLAGE NEUTRONIQUE-THERMOHYDRAULIQUE ARTHUR-DONJON AVEC LES
CONDITIONS AUX COLLECTEURS

présenté par : LANDRY Alexandre

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

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

M. MARLEAU Guy, Ph.D., président

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

M. KOCLAS Jean, Ph. D., membre et codirecteur de recherche

M. CHAMBON Richard, Ph.D., membre

DÉDICACE

À la joie de vivre.

REMERCIEMENTS

Je remercie toutes les personnes de l'Institut de Génie Nucléaire qui m'ont aidé, particulièrement les professeurs Alberto Teyssedou et Jean Koclas.

Je n'oublierai jamais tous mes collègues qui m'ont soutenu de belles façons et d'une manière généreuse et inconditionnelle. Merci beaucoup.

Je remercie mon père pour son soutien et son expertise en écriture.

RÉSUMÉ

Au départ, le logiciel ARTHUR tient compte de quatre éléments qui sont aussi des conditions initiales: la pression de sortie des canaux, le flux massique de caloporteur, la température du caloporteur à l'entrée et la géométrie du réacteur. Les calculs utilisant les lois de conservations et les corrélations servant à modéliser le phénomène thermohydraulique présent dans le réacteur CANDU-6 sont basés sur le modèle à écart de vitesse. C'est un compromis entre un modèle simple et rapide, et un modèle complexe et plus lent. Le couple ARTHUR-DONJON est un bon outil depuis 2008. Mais, il est perfectible.

En thermohydraulique, on ajoutera la pression à l'entrée des canaux dans les calculs. Il s'en suivra une influence sur le flux massique et la température du caloporteur. On développera un algorithme de correction du flux massique pour les nouvelles conditions initiales afin de mieux modéliser le phénomène. On utilisera les jacobiens pour en arriver à trouver cette relation entre les conditions initiales et les intrants du système. Le jacobien « corrige » les variables d'un état 1 à un état 2.

En neutronique, le logiciel DONJON avait un module IQS. On le remplacera par le module KINSOL pour la cinétique. Il y aura correction des calculs de sections efficaces du module AFM, pour mieux suivre l'évolution des données de puissance. Le changement en thermohydraulique impliquera un changement en neutronique, cela donnera un ensemble plus cohérent et performant.

Les résultats sont excellents. On est passé d'une précision de 4 à 6 % selon les essais avec ARTHUR-DONJON initial à 0,1 % d'écart avec les mesures en centrale. On est passé de 0,5 seconde de temps de simulation pendant plus d'une semaine de calculs à 1,0 seconde pendant deux à trois jours. Surtout, on a maintenant des résultats qui ne sont pas divergents face aux mesures en centrale. Les simulations deviennent très près de la réalité.

ABSTRACT

First, the ARTHUR code of thermal-hydraulic encloses four initial elements, which are also initial conditions: channel outlet pressure, inlet mass flux, inlet coolant temperature and reactor geometry. The calculations using conservation laws and the modeling correlation for the CANDU-6 thermal-hydraulic phenomenon are based on the drift-flux model. It's a middle point between a simple and fast model and a complex and slow calculation. The couple ARTHUR-DONJON is a good tool since 2008. But, there is a place for improvements.

For thermal-hydraulics, inlet pressure has to be added as initial condition. This will influence mass flux and coolant temperature. A jacobian method for mass flux correction will be developed and implemented to satisfy inlet and outlet pressures initial conditions. We have to use jacobians to find a relation between initials conditions and systems inputs. The jacobians is used to transform the system between state 1 and state 2.

In reactor physics, IQS unit in DONJON code will be substituted by KINSOL unit for kinetics. For cross sections calculations in AFM unit, it will be corrected for a better power evolution. Thermal-hydraulics changes will involve some reactor physics changes and then, it will give a better simulation system.

The results are excellent with the new ARTHUR-DONJON. We are going from 4 to 6 % of error to 0,1 % with power plant essay measurements. We are going from 0,5 second in one week calculations to 1,0 second in two or three days of calculations. Our results are not divergent with power plant essay measurements and they're now near those observed for a real nuclear reactor.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ	V
ABSTRACT.....	VI
TABLE DES MATIÈRES	VII
LISTE DES TABLEAUX	X
LISTE DES FIGURES	XI
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XV
LISTE DES ANNEXES	XXI
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	5
1.1 Revue des logiciels de neutronique.....	5
1.1.1 Les logiciels de calcul de réseau	5
1.1.2 Les logiciels de calcul de diffusion	6
1.2 Revue des logiciels de thermohydraulique.....	7
1.2.1 Les logiciels de calcul de canaux	8
1.2.2 Les logiciels de calculs de sous-canaux	9
1.2.3 Le logiciel ARTHUR	10
1.3 Les logiciels couplés	10
CHAPITRE 2 LES LOGICIELS DONJON ET ARTHUR	13
2.1 Le logiciel DONJON.....	13
2.1.1 Les calculs de diffusion	13
2.1.2 La cinétique des réacteurs.....	14

2.2	Le logiciel ARTHUR	15
2.2.1	La partie thermohydraulique du logiciel ARTHUR.....	17
2.2.2	Les équations de transfert de chaleur	23
2.2.3	Les conditions physiques d'un calcul ARTHUR	27
CHAPITRE 3	LE COUPLAGE ARTHUR-DONJON	28
3.1	Le schéma de couplage ARTHUR-DONJON	28
3.2	Le schéma de calcul du logiciel ARTHUR	31
CHAPITRE 4	LES CALCULS INITIAUX ET DE RÉFÉRENCE ARTHUR-DONJON	32
4.1	Calcul de réacteur avec canal unique à l'état stationnaire	32
4.2	Calcul de réacteur CANDU-6 complet à l'état stationnaire	37
4.3	Calcul de réacteur CANDU-6 complet à l'état transitoire	40
CHAPITRE 5	LES MODIFICATIONS AUX LOGICIELS DONJON ET ARTHUR	42
5.1	Les modifications au logiciel DONJON et au calcul couplé.....	42
5.1.1	La méthode implicite avec le module KINSOL	42
5.1.2	Les modifications au module AFM.....	43
5.1.3	Les modifications du schéma de calculs couplés.....	44
5.2	Les modifications au logiciel ARTHUR	45
5.2.1	La différence de pression aux collecteurs comme conditions frontières.....	45
5.2.2	La méthode jacobienne générale	47
5.2.3	Les situations de calculs jacobiens avec le flux massique	51
CHAPITRE 6	LES CALCULS COUPLÉS AVEC ARTHUR-DONJON UTILISANT L'ALGORITHME DE CORRECTION.	58
6.1	Les calculs sur un seul canal à l'état stationnaire	58
6.2	Les calculs de réacteur CANDU-6 complet à l'état stationnaire.....	63
6.3	Les calculs de réacteur CANDU-6 complet à l'état transitoire	66

6.3.1	Les perturbations thermohydrauliques sur tout le cœur	66
6.3.2	Les perturbations thermohydrauliques importantes dans un seul canal	74
6.3.3	Les transitoires de puissance : retrait de barres de compensation du banc 1.....	83
CONCLUSION		90
BIBLIOGRAPHIE		92
ANNEXES		97

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1 Conditions initiales de fonctionnement : simulation de canal unique et stationnaire.	32
Tableau 4.2 Conditions initiales de fonctionnement du réacteur complet à l'état stationnaire.	37
Tableau 6.1 Conditions initiales de fonctionnement des simulations de canal unique à l'état stationnaire.	60
Tableau 6.2 Conditions initiales de fonctionnement des simulations de cœur complet à l'état stationnaire.	63
Tableau 6.3 Conditions initiales de fonctionnement des simulations à l'état transitoire pour les perturbations sur tous les canaux.	67
Tableau 6.4 Puissances totales de réacteur à 1,0 sec pour les différentes perturbations thermohydrauliques.	68
Tableau 6.5 Conditions initiales de fonctionnement des simulations à l'état transitoire pour les perturbations sur le canal 220.	75
Tableau 6.6 Puissances totales à 0,6 seconde des différents calculs de perturbation du canal 220.	76
Tableau 6.7 Conditions initiales de fonctionnement de réacteur à l'état transitoire pour les transitoires de puissance.	83
Tableau 6.8 Puissances en fonction du temps pour une simulation avec 1,0 pcm de bore	84
Tableau 6.9 Puissances en fonction du temps pour une simulation avec 0,5 pcm de bore	84

LISTE DES FIGURES

Figure 3.1 Schéma détaillé du couplage et du calcul couplé stationnaire.	29
Figure 3.2 Schéma détaillé du couplage en calcul cinétique.	30
Figure 3.3 Schéma de calcul de canal dans le logiciel ARTHUR.....	31
Figure 4.1 Puissance de grappe en fonction de la position dans le canal.	33
Figure 4.2 Température de caloporteur versus grappe dans le canal.	34
Figure 4.3 Densité de caloporteur versus grappe dans le canal.	35
Figure 4.4 Pression en fonction de la position dans le canal.	36
Figure 4.5 Puissance de grappe en fonction du canal et de la grappe.	38
Figure 4.6 Différence de pression versus canal (pour 40 canaux représentatifs du réacteur).	39
Figure 4.7 Canaux représentés pour les figures concernant les variables thermohydrauliques.	39
Figure 4.8 Puissances en fonction du temps causées par les différentes perturbations thermohydrauliques.	40
Figure 6.1 Nouveau schéma du logiciel ARTHUR.....	59
Figure 6.2 Puissances de grappes des canaux de chaque différence de pressions imposées.	61
Figure 6.3 Flux massique en fonction de la différence de pression imposée.	61
Figure 6.4 Titre à la sortie en fonction de la différence de pression imposée.	62
Figure 6.5 Titres de canal de chaque différence de pressions imposées.	62
Figure 6.6 Distributions de puissance pour différentes conditions de pression imposées.....	64
Figure 6.7 Distributions de flux massique pour différentes conditions de pression imposées.	64
Figure 6.8 Distributions de titre à la sortie pour différentes conditions de pression imposées.	65
Figure 6.9 Distributions de puissance à différents temps pour une baisse de pression des canaux.	68

Figure 6.10 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une baisse de pression des canaux.	69
Figure 6.11 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une baisse de pression des canaux.	69
Figure 6.12 Distributions de puissance à différents temps pour une hausse de pression des canaux.	70
Figure 6.13 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une hausse de pression des canaux.	70
Figure 6.14 Distributions de titre à la sortie à différents temps pour une hausse de pression des canaux.	71
Figure 6.15 Distributions de puissances à différents temps pour une baisse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.	71
Figure 6.16 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une baisse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.	72
Figure 6.17 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une baisse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.	72
Figure 6.18 Distributions de puissances à différents temps pour une hausse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.	73
Figure 6.19 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une hausse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.	73
Figure 6.20 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une hausse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.	74
Figure 6.21 Schéma de la position du canal 220 dans le cœur du réacteur CANDU-6.	75
Figure 6.22 Distributions de puissances à différents temps pour une baisse de pression à la sortie du canal 220.	77
Figure 6.23 Distributions de puissances à différents temps pour une hausse de pression à la sortie du canal 220.	77

Figure 6.24 Distributions de puissances à différents temps pour une baisse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.....	78
Figure 6.25 Distributions de puissances à différents temps pour une hausse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.....	78
Figure 6.26 Distributions de flux massique à l'entrée à différents temps pour une baisse de pression à la sortie du canal 220.	79
Figure 6.27 Distributions de flux massique à l'entrée à différents temps pour une hausse de pression à la sortie du canal 220.	79
Figure 6.28 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une baisse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.....	80
Figure 6.29 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une hausse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.....	80
Figure 6.30 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une baisse de pression à la sortie du canal 220.	81
Figure 6.31 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une hausse de pression à la sortie du canal 220.	81
Figure 6.32 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une baisse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.....	82
Figure 6.33 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une hausse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.	82
Figure 6.34 Schéma des barres de compensation du banc 1.....	83
Figure 6.35 Distribution de puissance versus temps pour retrait de barres de compensation avec 1,0 pcm de bore.	85
Figure 6.36 Distribution de puissance versus temps pour retrait de barres de compensation avec 0,5 pcm de bore.	85
Figure 6.37 Distribution de flux massique versus temps pour retrait de barres de compensation avec 1,0 pcm de bore.	86

Figure 6.38 Distribution de flux massique versus temps pour retrait de barres de compensation avec 0,5 pcm de bore.	87
Figure 6.39 Distribution de titre versus temps pour retrait de barres de compensation avec 1,0 pcm de bore.	88
Figure 6.40 Distribution de titre versus temps pour retrait de barres de compensation avec 0,5 pcm de bore.	88

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Neutronique :

Φ	Flux de neutron ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
Σ	Section efficace macroscopique totale (cm^{-1})
D	Coefficient de diffusion (cm)
$V(E)$	Norme de la vitesse des neutrons (cm/s)
Σ_s	Section efficace macroscopique de diffusion (cm^{-1})
Σ_f	Section efficace macroscopique de fission (cm^{-1})
λ_i	Temps de demi-vie (s^{-1})
C_i	Concentration du précurseur i (cm^{-3})
β_i	Fraction de neutron retardé (sans unités)
χ_{di}	Spectre des neutrons retardés (sans unités)

Thermohydraulique:

$C_{p \text{ comb}}$	Chaleur spécifique du combustible (J/kg K)
C_{pl}	Chaleur spécifique du liquide à pression constante (J/kg K)
θ	Coordonnée angulaire (rad)
C_0	Coefficient de distribution de Zuber-Findlay
C_{0H}	Coefficient de corrélation de Chexal-Lellouche
C_{0V}	Coefficient de corrélation de Chexal-Lellouche
x_m	Coefficient de corrélation de Chen

F_{calo}	Coefficient de corrélation de Chen
S	Coefficient de corrélation de Chen
ζ_g	Coefficient de frottement du gaz
ζ_l	Coefficient de frottement du liquide
k_l	Coefficient de conductivité thermique du liquide (W/m K)
k_c	Coefficient de conductivité thermique du combustible (W/m K)
k_g	Coefficient de conductivité thermique de la gaine (W/m K)
k_{calo}	Coefficient de conductivité thermique du caloporteur (W/m K)
h_{gap}	Coefficient de transfert de chaleur à l'interstice (W/m ² K)
h_{calo}	Coefficient de convection forcée du caloporteur (W/m ² K)
h_{micro}	Coefficient de micro convection du caloporteur (W/m ² K)
h_{macro}	Coefficient de macro convection du caloporteur (W/m ² K)
ρ_m	Densité volumique du mélange (kg/m ³)
ρ_l	Densité du liquide (kg/m ³)
ρ_g	Densité de la vapeur (kg/m ³)
ρ_E	Densité volumique d'énergie (kg/m ³)
ρ_M	Densité volumique de quantité de mouvement (kg/m ³)
ρ_{comb}	Densité du combustible (kg/m ³)
D_h	Diamètre hydraulique du conduit (m)
D	Diamètre réel du conduit (m)
ΔT	Différence de température entre la paroi chaude et le caloporteur (K)
Δp	Différence de pression dans le caloporteur
v_{gj}	Écart de vitesse (m/s)

v_{gj}	Écart de vitesse du pas précédent (m/s)
v_{gjn}	Écart de vitesse partiel
v_{gjh}	Écart de vitesse partiel
Δh_{lg}	Enthalpie de vaporisation (J/kg)
h_g	Enthalpie du gaz (J/kg)
h_l	Enthalpie du liquide (J/kg)
h_m	Enthalpie du mélange (J/kg)
ε_r	Épaisseur de rugosité de la gaine (en m)
q''	Flux de chaleur surfacique (W/m ²)
q''_l	Flux de chaleur surfacique au rayon du combustible (W/m ²)
q'''	Densité volumique de production de chaleur (W/m ³)
G	Flux massique (kg/m ² s)
B	Fonction ajustable
C_1	Fonction ajustable
C_2	Fonction ajustable
K_0	Fonction ajustable
r	Fonction ajustable
F	Fonction de la composante angulaire θ
g	Accélération due à la gravité ($g=9,8$ m/s ²)
g	Indice de la phase gazeuse
l	Indice de la phase liquide
Re_g	Nombre de Reynolds du gaz
Re_l	Nombre de Reynolds du liquide
Nu	Nombre de Nusselt

St	Nombre de Stanton
Pe	Nombre de Peclet
Pr	Nombre de Prandtl
j	Nombre d'itération pour le calcul de l'écart de vitesse
p	Pression (Pa)
p_{cr}	Pression au point critique, ($p_{cr} = 22,1$ MPa)
R_c	Rayon du combustible (m)
$R_{\text{gaine int}}$	Rayon interne de la gaine (m)
$R_{\text{gaine ext}}$	Rayon externe de la gaine (m)
A_W	Surface de passage (m ²)
ε	Taux de vide (fraction)
T_{comb}	Température du combustible (K),
$T_{\text{gaine int}}$	Température de la gaine à la frontière avec le combustible (K)
$T_{\text{gaine ext}}$	Température de la gaine à la frontière avec le caloporteur (K)
T_{calo}	Température du caloporteur (K)
σ	Tension de surface (N/m)
x_d	Titre d'écoulement (fraction)
x	Titre de Saha-Zuber (fraction)
x_{th}	Titre thermodynamique (fraction)
sat	Propriété à saturation
μ_l	Viscosité dynamique du liquide (J s /m ³)
μ_g	Viscosité dynamique du gaz (J s /m ³)
μ_{calo}	Viscosité dynamique du caloporteur (J s /m ³)
V	Volume (m ³)

Méthode Jacobienne:

a	Scalaire à optimiser, quantité 1 (dimension 1 x 1)
A	Vecteur (dimension 1 x n)
J	Matrice jacobienne (dimension n x n)
B	Vecteur, quantité 2 (dimension n x 1)
C	Vecteur, quantité 2 (dimension n x 1)
b	Scalaire indépendant, quantité 2 (dimension 1 x 1)
G	Flux massique (kg/m ² s)
x	Titre d'écoulement (fraction)
ε	Taux de vide (fraction)
h	Enthalpie du mélange (J/kg)
Δp	Différence de pression entre les extrémités (Pa)
dG	Différentielle du flux massique (kg/m ² s)
dx	Différentielle du titre d'écoulement (fraction)
$d\varepsilon$	Différentielle du taux de vide (fraction)
dh	Différentielle de l'enthalpie (J/kg)
$d\Delta p$	Variation de la différence de pression entre les extrémités (Pa)
$[J]$	Matrice jacobienne du canal contenant les dérivées de Δp par rapport aux autres variables thermohydrauliques (dimension 4 x 4 ici).
$[1]$	Matrice contenant des 1 (dimension 1 x 4).
$[dG]$	Matrice contenant les différentielles des variables thermohydrauliques telles que le flux massique, le titre, le taux de vide, l'enthalpie (dimension 4 x 1).
ρ_L	Densité volumique de la phase liquide (Kg/m ³)
ρ_g	Densité volumique de la phase gazeuse (Kg/m ³)

f	Coefficient de friction (sans dimension)
L	Longueur du canal (m)
D_h	Diamètre hydraulique du conduit (m)
$G_{nouveau}$	Flux massique ajusté (kg/m ² s)
G_{ancien}	Flux massique non ajusté (kg/m ² s)
$dG_{calculé}$	Différentielle du flux massique calculée par l'équation de correction (kg/m ² s)
Φ_{l0}^2	Coefficient d'écoulement diphasique
μ_L	Viscosité de la phase liquide (Kg/m s)
μ_g	Viscosité de la phase gazeuse (Kg/m s)
$h_{entrée}$	Enthalpie à l'entrée du canal (J/kg)
h_L	Enthalpie de la phase liquide (J/kg)
L_{sat}	Longueur de saturation (m)
$L_{ébul}$	Longueur d'ébullition (m)
L_{tige}	Longueur du canal (m)
h_{fg}	Chaleur latente de vaporisation (J/kg)
A_{calo}	Section de passage du caloporteur (m ²)
D_{ext}	Diamètre externe du combustible (m)
q''	Flux surfacique de chaleur (W/m ²)

LISTE DES ANNEXES

A. Les calculs couplés ARTHUR-DONJON préliminaires.....	97
B. Les calculs sur un seul canal à l'état stationnaire.....	121
C. Les calculs sur un réacteur CANDU-6 complet à l'état stationnaire.....	124
D. Les calculs sur un réacteur CANDU-6 complet à l'état transitoire.....	126

INTRODUCTION

La recherche en modélisation de réacteur

Le génie nucléaire comporte plusieurs sous-domaines comme la physique du réacteur, la thermohydraulique, la radioprotection, la thermomécanique et la chimie des réactions. À l'Institut de Génie Nucléaire (IGN), il y a trois grandes spécialisations ; la physique du réacteur (neutronique), la thermohydraulique et l'analyse par activation (SLOWPOKE). En neutronique, ce sont essentiellement des simulations du comportement de réacteur. En thermohydraulique, il y a autant de programmes de simulations que d'expériences. La présente recherche porte sur les domaines de la simulation thermohydraulique et neutronique.

En neutronique, l'IGN a développé deux logiciels. Tout d'abord, le logiciel DRAGON est utilisé pour les calculs de réseaux (lattice calculation) (Marleau & Varin, 2010). Les calculs DRAGON s'effectuent à partir de l'équation de transport neutronique et utilise les probabilités de collisions et la méthode des caractéristiques pour obtenir les différentes sections efficaces macroscopiques homogénéisées (diffusion, absorption, fission). Ensuite, le logiciel DONJON est utilisé pour des calculs de diffusion sur le cœur du réacteur (Hébert et al., 2011). Les calculs DONJON sont basés essentiellement sur l'équation de la diffusion des neutrons et se servent des résultats des calculs de réseaux provenant de DRAGON (Hébert A. , 2009).

En thermohydraulique, l'intérêt est centré sur les phénomènes liés aux écoulements diphasiques ; l'ébullition sous-refroidie, le flux de chaleur critique, l'écoulement annulaire-dispersé, les pertes de pression dues aux écoulements et les fluides supercritiques. Pour ces différents phénomènes, l'IGN a développé des corrélations mathématiques les décrivant. Le logiciel ARTHUR pour la simulation en thermohydraulique des réacteurs CANDU-6 est développé (Fassi-Fehri, 2008). La présente recherche est essentiellement un perfectionnement d'ARTHUR et de son couplage avec le logiciel DONJON.

Les calculs de neutronique

En physique des réacteurs, c'est-à-dire la neutronique, on étudie les radiations et les neutrons émis par le combustible ainsi que le transport, l'absorption et la diffusion des neutrons dans le réacteur (Reuss & Bussac, 1978). Il existe deux types de calculs permettant cette étude. Dans les calculs de réseau, on résout l'équation de transport en tenant compte des sections efficaces macroscopiques d'absorption, de diffusion et de fission (Hébert, 2009). Les résultats de ces calculs seront mis dans des bases de données afin de faire un calcul de diffusion neutronique sur tout le cœur de réacteur (Hébert, 2009). Ce calcul peut se faire seul. Il peut se faire aussi avec d'autres calculs afférents comme ceux de la thermohydraulique.

Les calculs de thermohydraulique

Les calculs relatifs à l'effet des variations de température et des mouvements du fluide caloporteur concernent la thermohydraulique du réacteur. On considère deux types de logiciels de thermohydraulique des réacteurs ; ceux qui font du calcul de canaux et ceux qui font du calcul de sous-canaux (Todreas & Kazimi, 1990). Ces logiciels effectuent aussi le calcul des températures et du transfert de chaleur dans le combustible vers le caloporteur. Ce calcul de transfert de chaleur utilise les puissances thermiques des tiges de combustible. Le transfert de chaleur découlant des flux de neutrons avec les effets thermohydrauliques du caloporteur constituent les deux parties du système au point de vue thermohydraulique du réacteur CANDU-6. C'est à ce niveau que le développement exposé dans cet ouvrage se situe avec l'emploi du logiciel de canal ARTHUR (Fassi-Fehri, 2008).

Les calculs couplés

Les logiciels de neutronique et les logiciels de thermohydraulique ont intérêt à être couplés pour simuler un cœur de réacteur, c'est l'idée maîtresse depuis une vingtaine d'années (Todreas &

Kazimi, 1990). Dans ce cas, il faut rendre compte du plus grand nombre de phénomènes possibles. Il faut qu'il y ait possibilité d'échange de variables entre les différents logiciels de calcul. Avec les calculs de neutronique, nous calculons la puissance du combustible. Ensuite, cette puissance est utilisée pour les calculs de transfert de chaleur et de thermohydraulique. Après, on obtient les températures du caloporteur, les densités du caloporteur et les températures de combustible qui permettront à leurs tours de recalculer les sections efficaces afin de calculer de nouveau la puissance. Et le processus recommence jusqu'à ce que les deux types de calculs convergent ensemble. C'est ce que font les logiciels ARTHUR en thermohydraulique et DONJON en calcul de diffusion lorsqu'ils sont couplés l'un à l'autre (Fassi-Fehri, 2008).

Il ne faut pas qu'il n'y ait d'incohérence dans les pas d'itération entre les logiciels. Il faut éviter les incompatibilités entre les architectures de système. C'est pour cette raison qu'il y a une interface entre les logiciels ARTHUR et DONJON qui convertit les vecteurs entre les deux logiciels du point de vue de la dimension des éléments finis, c'est-à-dire de la discrétisation (Fassi-Fehri, 2008). De cette manière, nous pouvons faire des calculs cohérents de réacteur tenant compte de l'ensemble des phénomènes physiques prenant place dans un réacteur nucléaire comme le CANDU-6.

Problématique et objectif

Au départ, le logiciel ARTHUR tient compte de quatre éléments qui sont aussi des conditions initiales ; la pression de sortie des canaux, le flux massique de caloporteur, la température du caloporteur à l'entrée et la géométrie de grappe du réacteur. Les calculs utilisant les lois de conservations et les corrélations servant à modéliser les écoulements diphasiques sont basés sur le modèle à écart de vitesse. Ce modèle est un compromis entre un modèle simple et rapide, et un modèle complexe et lent d'utilisation.

Le présent travail consiste à ajouter la pression à l'entrée des canaux dans les calculs. Il s'en suit une influence sur le flux massique et la température du caloporteur. On développera un

algorithme de correction entre les conditions initiales pour mieux modéliser l'influence sur le flux massique, et en conséquence sur les autres variables, des différences de pression imposées. Les conditions initiales seront ; pressions de sortie, différence de pression, la valeur initiale du flux massique, température du caloporteur à l'entrée ainsi que la géométrie des grappes du réacteur. Nous garderons le même nombre de conditions initiales pour éviter un système surdimensionné (hyperstatique) (Doster, 1989). Dans ce cas, le flux massique devient une variable tributaire des conditions initiales et des intrants du système du réacteur.

Pour en arriver à trouver cet algorithme entre les conditions initiales et les intrants du système, on utilise la méthode dite des jacobiens (Tye, 1991). Un jacobien est une entité mathématique qui exprime une transformation d'un système de variables en un autre système de variables. Physiquement, cela exprime une variation des variables thermohydrauliques d'un fluide dans une situation 1 à une situation 2. Le jacobien est une matrice dont les éléments sont des dérivées partielles (Chandraseckaram & Schubert, 2002). Dans notre cas, le jacobien « corrige » les variables d'un état 1 à un état 2. L'utilité du jacobien est qu'il peut exprimer des changements aussi précis que possible et qu'il est programmable.

Pour la neutronique, on utilise le logiciel DONJON à l'intérieur duquel il y avait un module IQS pour résoudre les équations de cinétique. Suite à des conseils d'experts, on remplace le vieux IQS par le module KINSOL (Hébert et al., 2011). Cela oblige à modifier la marche des calculs de cinétique de DONJON et à corriger certaines anomalies au passage. On a aussi corrigé les calculs du module AFM pour les sections efficaces ; le calcul des sections efficaces ne suivait pas l'évolution des données sur la puissance du réacteur (Sissaoui et al., 1999). Bref, le changement en thermohydraulique a impliqué un changement dans le procédé de calcul en neutronique. Les modifications donnent un ensemble très cohérent et plus performant.

CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE

1.1 Revue des logiciels de neutronique

Il existe deux types de logiciels en calcul neutronique. Il y a d'abord les logiciels de calcul de réseau basé sur l'équation de transport qui nous donne des sections efficaces macroscopiques. Ces sections efficaces serviront ensuite au calcul de diffusion. L'autre type de logiciel est basé sur les calculs de diffusion; on considère tout le cœur du réacteur. Ce dernier type permet ensuite d'effectuer des calculs de cinétique et du couplage avec la thermohydraulique. Les deux types sont donc liés.

1.1.1 Les logiciels de calcul de réseau

Il y a deux approches dans ce type de calcul : la méthode probabiliste (Monte Carlo) et la méthode déterministe. L'approche probabiliste est basée sur le comportement d'un grand nombre déterminé de neutrons. Certaines symétries aident à simplifier le problème. C'est une approche où l'on ne peut facilement discriminer, ni ajouter les influences des particularités du comportement neutronique : il est difficile de bien voir la physique du problème. Cependant, cette méthode a donné les logiciels MCNP de Los Alamos utilisé chez EACL, TRIPOLI chez EDF et SERPENT en Finlande (Briesmeister, 1986 ; Leppanen, 2010).

Les méthodes déterministes utilisent l'équation de transport des neutrons. Chaque élément des phénomènes de transport neutronique doit être identifié : les sections efficaces macroscopiques de capture, de diffusion et de fission, les flux de neutron, la vitesse des neutrons et les températures de caloporteur et de combustible. On peut apprécier l'importance de chaque élément du phénomène plus facilement qu'avec l'approche probabiliste. Cette méthode a permis d'écrire les logiciels tels que WIMS (EACL) et DRAGON (IGN). WIMS est un logiciel ancien (3e version 1994) avec plusieurs versions (Pencer, 2010). On peut utiliser WIMS avec 33 ou 89 groupes de neutron, mais il produit des sections efficaces avec deux groupes d'énergie de neutron seulement. On se sert de la géométrie cartésienne uniquement. Il utilise une seule méthode de probabilité de collisions. Même dans les dernières versions, il ne peut faire du calcul en trois

dimensions. WIMS est donc limité. Toutefois, il y a eu des versions plus récentes où la performance a été améliorée (Pencer, 2010). DRAGON est reconnu dans plusieurs pays (Marleau & Varin, 2010). Il peut être utilisé pour plusieurs filières de réacteurs, dont les CANDU-6. Il est notamment utilisé pour simuler les réacteurs à eau pressurisé français. La qualité du logiciel est la possibilité d'utilisation d'un nombre illimité de groupe d'énergie. DRAGON peut faire des calculs à une, deux ou trois dimensions et pour plusieurs types de géométrie. Il peut utiliser plusieurs méthodes de solution de l'équation de transport. DRAGON est plus souple que WIMS. Dans cette recherche, on utilise seulement les bases de données de sections efficaces macroscopiques de type AFM générées par DRAGON.

1.1.2 Les logiciels de calcul de diffusion

Toujours en neutronique, les calculs de diffusion permettent une modélisation dynamique en trois dimensions pour le cœur entier. Avec les logiciels de calcul de diffusion, on peut voir l'évolution du fonctionnement du réacteur dans le temps. Si nous les utilisons seuls, les logiciels de calcul de diffusion sont beaucoup moins exigeants en temps de calcul que ceux de calcul de réseau (Hébert, 2009).

Un des plus anciens logiciels est CITATION (Fowler et al., 1971). Il ne fait que du calcul à deux groupes d'énergie, mais son principe est très simple et lui donne une certaine souplesse. Il simule passablement les réacteurs à eau bouillante (REB) et les réacteurs à eau pressurisé (REP), mais très difficilement les CANDU. La raison en est qu'à l'époque de la conception de CITATION, la géométrie du CANDU était très difficile à intégrer.

Le logiciel RFSP (Reactor Fuelling Simulation Program) a été développé par EACL pour la série CANDU il y a plus de 20 ans (Rouben, 1998). Il fait du calcul seulement à deux groupes d'énergie et fait du calcul de cinétique seulement avec la méthode quasi-statique ; ce sont des limitations.

Le logiciel PARCS (Purdue Advanced Reactor Core Simulator) a été développé aux États-Unis en 1996 (Downar & Kozlowski, 2004). Il fonctionne toujours avec deux groupes d'énergie, ce qui limite sa performance. Par contre, il peut s'adapter à plusieurs types de réacteur à cause du haut niveau de formalisme des équations sous-jacentes à son fonctionnement.

Il existe un logiciel américain très similaire à PARCS, NESTLE (Turinsky & Al-Chalabi, 1995). Il existe plusieurs versions des logiciels de la liste précédente. Ils ont tous des caractéristiques très semblables.

Finalement, le logiciel DONJON sera utilisé dans le présent projet (Hébert et al., 2011). DONJON présente plusieurs avantages importants sur ses concurrents. Il peut effectuer des calculs à plus de deux groupes d'énergie ; le nombre de groupe est théoriquement illimité. Contrairement aux autres logiciels, il permet d'utiliser plusieurs méthodes de calcul de flux et de cinétique. Il peut intégrer d'autres types de logiciels comme ceux de thermohydraulique (Hébert et al., 2011; Fassi-Fehri, 2008). Son formalisme permet la définition de plusieurs types de géométries, ainsi il pourrait simuler plusieurs sortes de réacteurs comme les REP, les REB et le CANDU-6 (Hébert et al., 2011). La grande simplicité de définition des paramètres lui donne une rapidité de calcul. Tous les avantages énumérés précédemment font de DONJON un bon choix pour la présente recherche.

1.2 Revue des logiciels de thermohydraulique

Il existe deux types de logiciel de thermohydraulique. Il y a d'abord les logiciels de calculs de canaux qui considèrent les canaux seuls. Il y a ensuite les logiciels de sous-canaux qui fonctionnent avec des données plus complètes.

1.2.1 Les logiciels de calcul de canaux

Parmi les plus anciens logiciels de thermohydraulique utilisant les canaux, il y a NUCIRC et FIREBIRD provenant tous les deux d'EACL qui utilisent le modèle à écart de vitesse (Elalami & Hartmann, 2010 ; Lin & Prawirosoehardjo, 1984). Le modèle à écart de vitesse, relativement simple, exige à la base quatre équations (Collier & Thome, 1996), dont trois équations pour les lois de conservations de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, et une équation pour l'écart de vitesse. Cependant, NUCIRC utilise un modèle de cœur de réacteur ponctuel et assez élémentaire, qui constitue un désavantage majeur. Ce logiciel a contribué à la conception des premiers réacteurs et des circuits secondaires. FIREBIRD découle d'une évolution de NUCIRC; le cœur n'est plus ponctuel et il y a utilisation d'équations de géométrie et de corrélations plus réalistes. Toutefois, les corrélations thermohydrauliques restent élémentaires et le logiciel tient très peu compte de certains phénomènes comme par exemple l'ébullition sous-refroidie.

On considère les logiciels RELAP5 et CATHENA qui ont certaines similitudes (Ransom, 1990 ; Hanna & Aydemir, 1994). Les deux logiciels utilisent le modèle à deux fluides ; la vapeur et le liquide (Collier & Thome, 1996). RELAP5 peut simuler plusieurs types de réacteurs alors que CATHENA a été développé pour les réacteurs CANDU (Hanna, 1998). RELAP5 considère les deux fluides, vapeur et liquide, circulant dans un conduit formant deux niveaux différents, tandis que CATHENA considère les deux fluides circulant dans le conduit sans former de niveaux. Dans CATHENA, les interactions liquide-vapeur sont ajustées par des corrélations sophistiquées pour une meilleure modélisation du problème. Par contre, RELAP5 aurait des difficultés à simuler un réacteur CANDU à cause de la complexité de sa géométrie (Dupléac, 2007). Les deux logiciels ont un volet pour le circuit secondaire qui peut fonctionner au détriment du cœur du réacteur. Pour CATHENA, le modèle thermohydraulique est compliqué, surtout par l'expression des conductivités et des déformations de la géométrie. De plus, il ne faut pas oublier que la géométrie du réacteur CANDU est compliquée par rapport à une géométrie pour les réacteurs à eau pressurisée par exemple. Cette dernière caractéristique occasionne des temps de calculs plus importants (Hanna & Aydemir, 1994).

1.2.2 Les logiciels de calculs de sous-canaux

Les sous-canaux sont les espaces remplis de fluide caloporteur entre les crayons de combustible. Les logiciels de calculs de sous-canaux exigent énormément de puissance de calcul, mais donnent un portrait très détaillé d'un canal et des résultats d'une grande précision par rapport aux logiciels de calculs de canaux. Les logiciels de calculs de sous-canaux intègrent les particularités de chaque sous-canal et produisent énormément de données. Le calcul s'avère long et d'une précision souvent pas nécessaire pour les applications en neutronique.

Parmi ces logiciels, il y a le logiciel américain COBRA-3 (Rowe, 1973). C'est un logiciel qui utilise une solution explicite des équations de thermohydraulique ainsi qu'un modèle à fluide séparé et à écoulement vertical. Ensuite, il y a le logiciel américain COBRA-4 (Stewart, 1977). Il utilise encore un modèle à fluide séparé et à écoulement vertical. Par contre, il utilise une méthode numérique implicite et prend en charge les pertes de pression par frottement ainsi que la conductivité thermique en deux dimensions. À cause de son écoulement vertical, il est impossible pour COBRA-4 de simuler le CANDU-6 car ce dernier a un écoulement horizontal.

De plus, il y a le logiciel ASSERT-4 (EACL, 1990) qui est basé sur le modèle à écart de vitesse (Kiteley & Carver, 1990). Il simule l'écoulement horizontal, ce logiciel a été dérivé du logiciel COBRA-4. Il traite différemment les lois de conservations d'énergie, de quantité de mouvement et de masse car on utilise ici les écarts de vitesse dans le modèle. Il est conçu uniquement pour simuler les réacteurs CANDU-6. Par la suite, au début des années 2000, ASSERT-4 a été amélioré et a donné lieu à la nouvelle version ASSERT-PV (Rao & Hammouda, 2003). Dans ces deux derniers cas, on utilise l'algorithme de correction des variables avec les matrices jacobiennes (Tye, 1991 ; Rowe et al., 1993). Mais, les logiciels de calculs de sous-canaux demeurent très lents en calcul comparativement à ceux de canaux.

1.2.3 Le logiciel ARTHUR

En 2008 à l'IGN a été créé un logiciel de calcul thermohydraulique pour les réacteurs CANDU-6 à 37 crayons, le logiciel ARTHUR (Fassi-Fehri, 2008). Ce logiciel est basé sur le modèle à écart de vitesse et le concept d'une tige esclave. Il utilise des corrélations relativement sophistiquées dont les paramètres ont été vérifiés avec des données expérimentales (Aubé, 1996). Ce qui fait véritablement la force d'ARTHUR, c'est de sélectionner une tige caractéristique pour chaque canal et ensuite de faire un calcul de canal. Ce procédé donne une simplicité et une grande vitesse de calcul. ARTHUR a une architecture qui reste simple. Elle est moins lourde que les calculs de sous-canaux. ARTHUR se limite à la simulation du cœur de réacteur et ne traite pas le circuit secondaire. L'architecture interne d'ARTHUR, l'imbrication des routines, permet des ajouts pour tenir compte de phénomènes thermohydrauliques supplémentaires. De plus, le modèle à écart de vitesse d'ARTHUR permet un bon compromis entre la rigueur de modélisation et l'exigence de rapidité de calcul. C'est pourquoi on utilise ARTHUR dans notre recherche.

1.3 Les logiciels couplés

Il existe plusieurs situations où l'on doit coupler des logiciels de calculs thermohydrauliques avec des logiciels de calcul de diffusion. Dans la majorité des cas, il s'agit de couplage externe. Par contre, il n'y a que très peu de couplage interne dans ce domaine.

Chez EACL en 2011, on a couplé CATHENA avec le logiciel RFSP. C'est un couplage externe utilisant la méthode des mémoires virtuelles (PVM). Les deux logiciels ne peuvent être solidement imbriqués à cause surtout des architectures de système différentes. Le résultat n'est pas très performant (Pelletier & Varin, 2011).

Aux États-Unis, en 2000, il y a eu un travail de couplage entre RELAP5 avec PARCS (Kozlowski & Miller, 2000). À noter que ce couplage ne peut pas être fait pour les réacteurs CANDU, à cause de RELAP5 (Section 1.2.1). Le couplage peut faire du calcul transitoire pour des situations usuelles et de faible envergure. Le couplage est performant, mais c'est encore un

couplage externe avec la méthode des mémoires virtuelles, qui est dû à l'échange des variables. La simulation du circuit secondaire prend une place prépondérante par rapport aux calculs pour le cœur du réacteur. Les sections efficaces utilisées dans PARCS peuvent être améliorées (Kozlowski & Miller, 2000). De plus, RELAP5 est lent comme nous l'avons déjà mentionné (Section 1.2.1). La performance du couplage est limitée.

Le couplage ASSERT-PV avec DONJON-3 a été mise au point par Dionne (Dionne, 2001). Ce couplage est spécialement fait pour le CANDU-6. C'est du couplage externe avec l'utilisation des machines parallèles, car ASSERT-PV est un logiciel de l'EACL et DONJON a été créé à l'IGN ; l'échange de variable se fait difficilement à cause des architectures de système différentes. L'interconnexion se faisait via un module THERMO que l'on plaçait dans DONJON et qui faisait appel à ASSERT-PV. Seul le réacteur à l'état stationnaire a été simulé car le calcul thermohydraulique des sous-canaux est très long. Un calcul transitoire était à l'époque impraticable car on ne pouvait pas modifier ASSERT-PV pour implanter un calcul couplé transitoire. Il y avait un problème d'accès au logiciel ASSERT-PV à cause du propriétaire qui est l'EACL.

Fassi-Fehri a mis au point le couplage ARTHUR-DONJON-3 (Fassi-Fehri, 2008). Contrairement aux cas précédents, c'est un couplage bien imbriqué et donc interne. Les architectures de systèmes sont compatibles, il y a une certaine cohérence dans les pas d'itérations. Les variables peuvent facilement passer d'un logiciel à l'autre et des discrétisations présentes dans les deux logiciels sont compatibles.

Les simulations suivantes ont été effectuées: calcul à 4 canaux, calcul de réacteur CANDU-6 stationnaire et calcul de réacteur CANDU-6 transitoire très courte. Les perturbations qui ont été utilisées sont : chute de pression du caloporteur à la sortie, chute de flux massique à l'entrée du canal et hausse de température de caloporteur à l'entrée du canal. Les calculs transitoires pour un réacteur CANDU-6 se sont limités à un temps très court de 0,5 seconde, à cause des temps de calculs de plus d'une semaine. Il faut noter que seules les perturbations thermohydraulique ont été étudiées. Au départ, on a un couplage qui fait du calcul cinétique quasi-stationnaire (méthode

IQS) (Ott & Meneley, 1969 ; Monier, 1991). À cause de son architecture flexible et de ses routines bien agencées, ARTHUR forme un couplage avec DONJON-3 qui a un grand potentiel pour l'ajout d'éléments thermohydrauliques. Toutefois, la cinétique n'est pas adéquate pour une simulation dynamique (Section 5.1.1). Ce couplage sera donc amélioré dans le présent travail.

CHAPITRE 2 LES LOGICIELS DONJON ET ARTHUR

2.1 Le logiciel DONJON

Le logiciel DONJON effectue au départ des calculs de diffusion pour tout le cœur du réacteur. L'équation pour la diffusion est centrale dans ce logiciel. Le logiciel fait ensuite des calculs de cinétique via l'équation de diffusion dépendante du temps.

2.1.1 Les calculs de diffusion

Avant d'effectuer les calculs de diffusion, il faut des bases de données de section efficaces calculées par le logiciel DRAGON (Marleau & Varin, 2010). Ces sections efficaces macroscopiques sont fonctions des énergies et du taux de combustion du combustible (burnup). Ces sections sont aussi fonction des températures du combustible et du caloporteur et des densités du caloporteur. Le module AFM effectue la mise à jour des sections efficaces avec la méthode FBM (Sissaoui et al., 1999). De plus, on doit tenir compte des sections efficaces pour les dispositifs de contrôle comme les barres de compensations et les barres liquides. On doit intégrer aux calculs de diffusion les positions de ces dispositifs. Tous ces éléments doivent être réunis pour effectuer les calculs de diffusion afin d'obtenir la distribution des flux de neutrons dans le réacteur.

L'équation de diffusion multi-groupe est donnée selon la forme suivante (Hébert, 2009 ; Hébert et al., 2011):

$$\frac{1}{V(E)} \frac{\partial \phi(E)}{\partial t} + \Sigma \cdot \phi - \nabla \cdot D \nabla \cdot \phi = \int dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(E') + \frac{\chi(E)}{K_{eff}} \int \nu \Sigma_f(E') \phi(E') dE' + \sum_{i=1}^6 \chi_{di} \lambda_i C_i \quad (2.1)$$

On remarque d'abord la forme indéfinie de l'intégrale ; dans ce travail, les équations sont solutionnées par des méthodes numériques et il est sous-entendu que les bornes vont de 0 à l'infini. À l'état stationnaire, on tient compte du K_{eff} . Une fois le portrait statique des flux

neutroniques obtenus par l'équation 2.1, sans tenir compte de la dépendance du temps ni des neutrons retardés, on pourra effectuer des calculs de cinétique pour simuler l'évolution du réacteur dans le temps. Il est question de connaître la population neutronique du réacteur en fonction du temps. De plus, lors de calculs cinétique, le K_{eff} est de 1,00. On développe le même type d'équation pour 6 précurseurs de neutrons retardés, l'indice i de l'équation qui suit (Rozon, 1992). L'équation type pour les précurseurs est:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \beta_i \int \nu \Sigma_f \phi(E') dE' - \lambda_i C_i \quad (2.2)$$

L'équation de diffusion ainsi que les fonctions de cinétique (appelées précurseurs) sont condensées sous forme multi-groupe. Effectivement, on considère plusieurs groupes d'énergie de neutrons pour les équations 2.1 et 2.2 (Hébert, 2009 ; Hébert et al., 2011).

2.1.2 La cinétique des réacteurs

Après avoir effectué un calcul de diffusion statique avec l'équation 2.1, on aimerait pouvoir connaître l'évolution temporelle des flux de neutrons dans le cœur du réacteur. Il est utile de connaître l'évolution du comportement des neutrons et de la puissance de ces neutrons, c'est-à-dire qu'on ne veut pas rester au niveau statique. C'est la cinétique des réacteurs qui permet de faire le passage vers une simulation dynamique à l'aide des équations 2.1 et 2.2. Il existe différentes approches dans ce domaine.

Il y a d'abord la cinétique ponctuelle où les équations de diffusion et des précurseurs se réduisent à un cas de réacteur entier représenté sous forme d'un seul point (Rozon, 1992). En cinétique ponctuelle, il n'y a pas de réactivité en fonction de la géométrie du cœur du réacteur. Par exemple, les fractions de neutrons retardés et la réactivité sont ici des quantités intégrées et moyennées sur tout l'espace. Du point de vue mathématique, cela permet de résoudre les équations facilement et de manière élégante. Par contre, cela ne représente pas d'une façon

réaliste le comportement dynamique d'un réacteur. Cette approche est de moins en moins utilisée, sauf au Canada où l'on se sert de ce formalisme pour les petits pas de calcul. Dans cette approche, on se sert aussi de la cinétique espace-temps pour les grands pas d'itération. Cette méthode s'appelle la méthode quasi-statique ou IQS (Ott & Meneley, 1969). Cette méthode permet de sauver du temps de calcul sauf que l'on n'a pas une résolution complète des distributions spatiales des flux neutroniques sur les petits pas de temps. Cette méthode, particulièrement celle implantée dans DONJON-3, n'est donc pas à privilégier (Monier, 1991).

Pour représenter de manière plus cohérente le cœur d'un réacteur nucléaire, on doit tenir compte de la distribution spatiale des quantités physiques ainsi que de la géométrie du réacteur dans les équations de la cinétique. On fait alors de la cinétique espace-temps (Rozon, 1992).

Pour effectuer des calculs en cinétique espace-temps, il y a différentes approches. Entre autre, il y a la méthode implicite aussi appelée Thêta (Wight, 1971 ; Hébert, 2009). Cette méthode finit en bout de ligne par donner le même type de résultats, c'est-à-dire des distributions de flux et de précurseurs dépendants de la géométrie du réacteur et du temps. Généralement, on se sert de cette méthode dans la plupart des logiciels de calcul de cœur pour son efficacité et sa stabilité inconditionnelle. Ce sera l'approche utilisée dans cette présente recherche avec le module KINSOL de DONJON-3 (Hébert et al., 2011).

2.2 Le logiciel ARTHUR

Le logiciel ARTHUR est un logiciel de calcul thermohydraulique adapté au calcul d'un réacteur CANDU-6 à 37 tiges de combustible par canal. Il effectue son calcul de canal en se basant sur une seule tige caractéristique. Les écoulements diphasiques (liquide-vapeur) sont présents dans plusieurs canaux du réacteur CANDU-6. ARTHUR est basé sur le modèle thermohydraulique à « écart de vitesse » entre les phases liquide et vapeur (Fassi-Fehri, 2008). Il y a donc quatre équations en tout ; trois équations de conservations pour le mélange liquide-vapeur (masse, quantité de mouvement, énergie) ainsi que l'équation d'écart de vitesse.

Il existe d'autres modèles thermohydrauliques. Le modèle à « deux fluides » comporte six équations ; trois lois de conservations (masse, quantité de mouvement, énergie) pour le liquide et autant pour la vapeur. Le modèle à « écoulement séparé » possède trois équations de conservation. Cependant, les vitesses des deux phases en présence sont différentes, cela a pour effet d'ajouter des variables supplémentaires. On considère que les fluides ne se mélangent pas. Le modèle « homogène » ne comporte que les trois équations de conservation, mais pour un mélange liquide-vapeur (Collier & Thome, 1996). On privilégie dans ce logiciel le modèle à « écart de vitesse » car il exige moins de calcul pour une performance supérieure, peut faire des calculs d'écoulement monophasique autant que diphasique et il présente des résultats complets sans toutefois abuser de puissance de calcul (Fassi-Fehri, 2008).

Pour compléter le système d'équations thermohydrauliques, ARTHUR se sert d'équations dites constitutives. D'abord, pour exprimer les phénomènes dans le fluide caloporteur, les équations constitutives tiennent compte des vitesses d'écoulements, des densités et des flux massiques des différentes phases présentes. Spécifiquement, à l'aide de la corrélation de Chexal-Lellouche, on tient compte des écarts de vitesse entre les deux phases (Chexal et al., 1992). Avec la corrélation de Saha-Zuber, on exprime le détachement des bulles de la paroi chauffée dans le conduit du caloporteur (Saha & Zuber, 1974). Pour le calcul des pertes de pression par frottement sur la paroi de la tige, on utilise la corrélation de Müller-Steinhagen (Müller-Steinhagen & Heck, 1986). Toutes ces équations servent en bout de ligne à résoudre les lois de conservation de quantité de mouvement et d'énergie.

Pour calculer le transfert de chaleur dans le caloporteur, on utilise les corrélations de Markoczy et de Chen (Markoczy, 1972 ; Chen, 1966). La première sert à calculer le transfert de chaleur dans le fluide caloporteur pour l'écoulement monophasique. La seconde est utile pour la situation où il y a saturation du mélange. Ces équations servent en bout de ligne à résoudre le problème de transfert de chaleur dans la tige et la gaine.

2.2.1 La partie thermohydraulique du logiciel ARTHUR

Le modèle thermohydraulique contient les trois lois de conservation pour la masse, la quantité de mouvement et l'énergie. Il y a les deux équations exprimant les « densités » d'énergie et de quantité de mouvement. Il y a l'équation pour les variations dans l'écart de vitesse. Finalement, on ajoute les équations constitutives qui expriment les différents phénomènes physiques se produisant dans le conduit du caloporteur. Dans ARTHUR, chaque équation de conservation est traitée comme une équation linéaire avec les vecteurs représentant les variables à résoudre de la discrétisation et une matrice contenant les différents termes de la loi de conservation. Cette discrétisation linéaire permet de résoudre le problème pour une variable donnée avec la méthode d'élimination de Gauss (Fassi-Fehri, 2008). Par exemple, la résolution de la conservation de la masse permet de trouver les valeurs de flux massique dans tout le canal.

Les lois de conservation du mélange sont les suivantes:

Pour la conservation de la masse, on exprime le taux de variation de la densité du mélange en fonction du temps avec la variation axiale du flux massique pour tout le canal:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

Pour la conservation de la quantité de mouvement, on obtient de cette équation les pressions locales dans tout le canal car on connaît les flux massiques dans tout le canal:

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2}{\rho_m} - \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \frac{\rho_l \rho_g}{\rho_m} v_{sg}^2 \right) + \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_m g \cos(\theta) + \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_{\text{frottement}} \quad (2.4)$$

Pour la conservation de l'énergie, on obtient les enthalpies de mélange dans tout le canal puisque l'on connaît les flux massiques et les pressions dans le canal:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_m h_m + \frac{G^2}{\rho_M} - p + \rho_m g z \cos(\theta) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(G h_m + \varepsilon \frac{\rho_l \rho_g}{\rho_m} \bar{v}_{gj} \Delta h_{lg} + \frac{G^3}{2 \rho_E^2} + G g z \cos(\theta) \right) = \frac{A_w q''}{V} \quad (2.5)$$

Pour aider à la résolution de l'équation 2.5, on utilise les quantités suivantes :

Densité volumique d'énergie :

$$\frac{1}{\rho_E^2} = \frac{x_d^3}{\varepsilon^2 \rho_g^2} + \frac{(1-x_d)^3}{(1-\varepsilon)^2 \rho_l^2} \quad (2.6)$$

Densité volumique de quantité de mouvement :

$$\frac{1}{\rho_M} = \frac{x_d^2}{\varepsilon \rho_g} + \frac{(1-x_d)^2}{(1-\varepsilon) \rho_l} \quad (2.7)$$

Écart de vitesse avec le coefficient de distribution de Zuber-Findlay (Zuber & Findlay, 1965)
(son utilisation nécessite un processus itératif) :

$$\bar{v}_{gj} = v_{gj} + (C_0 - 1) j \quad (2.8)$$

Enthalpie de vaporisation :

$$\Delta h_{lg} = h_g - h_l \quad (2.9)$$

Pour le calcul de l'écart de vitesse, on a la corrélation de Chexal-Lellouche (Chexal, Lellouche, Horowitz, & Healzer, 1992) :

$$v_{gj} = Fv_{gjn} + (1-F)v_{gjh} \quad (2.10)$$

$$v_{gjn} = 1,41(1-\varepsilon)^B \left(\frac{(\rho_l - \rho_g)\sigma g}{\rho_l^2} \right)^{0,25} C_2 \quad (2.11)$$

$$C_2 = C_2(\text{Re}_g, \text{Re}_l, D_h, \rho_l, \rho_g) \quad (2.12)$$

$$B = B(\text{Re}_g, \text{Re}_l) \quad (2.13)$$

$$\text{Re}_g = \frac{x_d G D_h}{\mu_g} \quad (2.14)$$

$$\text{Re}_l = \frac{(1-x_d) G D_h}{\mu_l} \quad (2.15)$$

$$F = 1 - \frac{2\theta}{\pi} \quad (2.16)$$

$$v_{gjh} \approx 0 \quad (2.17)$$

La corrélation de Chexal-Lellouche contient aussi le coefficient de Zuber-Findlay (Zuber & Findlay, 1965) :

$$C_0 = F(C_{0V} + C_{0H}) \quad (2.18)$$

$$C_{0V} = \frac{\frac{1 - \exp(-C_1 \varepsilon)}{1 - \exp(-C_1)}}{K_0 + (1 - K_0) \varepsilon^r} \quad (2.19)$$

$$C_{0H} = \left(1 + \varepsilon^{0.05} (1 - \varepsilon)^2\right) C_{0V} \quad (2.20)$$

$$C_1(p) = \frac{4 p_{cr}^2}{p(p_{cr} - p)} \quad (2.21)$$

$$K_0 = K_0(\text{Re}_g, \text{Re}_l, \rho_g, \rho_l) \quad (2.22)$$

$$r = r(\text{Re}_g, \text{Re}_l, \rho_g, \rho_l) \quad (2.23)$$

Pour exprimer le détachement des bulles de la paroi de la tige, on a la corrélation de Saha-Zuber (Saha & Zuber, 1974 ; Zuber et al., 1966). Il existe deux régimes selon le nombre de Peclet (Pe) :

Pour les flux massiques faibles, le mécanisme est contrôlé par le transfert de chaleur. On utilise le nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{q'' D_h}{k_f \Delta T} = 455 \quad \text{Pe} \leq 70\,000 \quad (2.24)$$

Pour les flux massiques élevés, ce sont les forces hydrodynamiques qui gouvernent le mécanisme. On utilise le nombre de Stanton donné par :

$$St = \frac{q''}{GC_{pl}\Delta T} \quad Pe > 70\,000 \quad (2.25)$$

Le nombre de Peclet est défini comme suit :

$$Pe = \frac{GD_h C_{pl}}{k_l} \quad (2.26)$$

À l'aide des équations 2.24 et 2.25, on peut obtenir le titre d'écoulement :

$$x_d = \frac{x_{th} - x \exp(x_{th} / x - 1)}{1 - x \exp(x_{th} / x - 1)} \quad (2.27)$$

avec :

$$x = - \frac{C_{pl}\Delta T}{(\Delta h_{lg})_{sat}} \quad (2.28)$$

De l'équation 2.27, on peut déduire le taux de vide (ε) :

$$\varepsilon = \frac{x_d}{C_0 \left(x_d + (1 - x_d) \frac{\rho_g}{\rho_l} \right) + \frac{\rho_g}{G} v_{gj}} \quad (2.29)$$

Pour calculer le gradient de perte de pression par frottement sur la paroi de la tige, on utilise la corrélation de Müller-Steinhagen (Müller-Steinhagen & Heck, 1986). Cette corrélation est valide pour les écoulements diphasiques et monophasiques:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{frottement}} = (A + 2(B - A)x_d)(1 - x_d)^{1/3} + Bx_d^3 \quad (2.30)$$

avec les coefficients:

$$A = \zeta_l \frac{G^2}{2\rho_l D_h} \quad (2.31)$$

$$B = \zeta_g \frac{G^2}{2\rho_g D_h} \quad (2.32)$$

et les facteurs de frottement sont données par :

$$\begin{aligned} \zeta_l &= \frac{64}{\text{Re}_l} & \text{Re}_l \leq 1187 \\ \zeta_l &= \frac{0,3164}{\text{Re}_l^{1/4}} & \text{Re}_l > 1187 \end{aligned} \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} \zeta_g &= \frac{64}{\text{Re}_g} & \text{Re}_g \leq 1187 \\ \zeta_g &= \frac{0,3164}{\text{Re}_g^{1/4}} & \text{Re}_g > 1187 \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}_l &= \frac{GD_h}{\mu_l} \\ \text{Re}_g &= \frac{GD_h}{\mu_g} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Pour les facteurs de frottement, on a supposé que les parties liquides et vapeur étaient bien distinctes. Il y a rugosité de la surface de la gaine de la tige. On en tiendra compte avec les relations de Coolbrooke (Todreas & Kazimi, 1990). Ces relations nécessitent toutefois l'utilisation de processus itératifs.

$$\zeta_l = \frac{1}{4 \left(\log_{10} \left(\frac{\varepsilon_r}{3,7 D_h} + \frac{2,51}{\text{Re}_l \zeta_l^{1/2}} \right) \right)} \quad \text{Re}_l > 1187$$

$$\zeta_g = \frac{1}{4 \left(\log_{10} \left(\frac{\varepsilon_r}{3,7 D_h} + \frac{2,51}{\text{Re}_l \zeta_g^{1/2}} \right) \right)} \quad \text{Re}_g > 1187 \quad (2.36)$$

Pour aller plus loin et avoir un portrait global de la thermohydraulique autour de la tige caractéristique, il faudra tenir compte du transfert de chaleur de la paroi vers le caloporteur. Ces équations permettront d'obtenir les températures de la tige et de la gaine en utilisant les systèmes linéaires vecteur-matrice et en résolvant à l'aide de la méthode d'élimination de Gauss.

2.2.2 Les équations de transfert de chaleur

Pour compléter le modèle thermohydraulique, il existe d'autres équations pour tenir compte des échanges thermiques entre le caloporteur et la paroi du combustible dans différentes situations. On doit intégrer la production de chaleur provenant du combustible et des principaux phénomènes d'échange thermique, c'est-à-dire la conduction de chaleur et la convection. C'est le calcul neutronique qui nous fournit les flux calorifiques. Par la suite, les équations de transfert de chaleur permettent de trouver les températures de la tige et de la gaine. De plus, le type d'écoulement, monophasique ou diphasique, a une influence sur le coefficient de transfert de chaleur. Donc, on doit compléter le système d'équations pour ARTHUR par la conduction et la convection.

Si on néglige la variation de la conduction et de la température, axiale et angulaire, on a l'équation suivante pour la conduction en coordonnées cylindrique (Tapucu, 2010):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_{comb} C_{pcomb} T_{comb}) = \frac{k_c}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial T_{comb}}{\partial r} \right) + q''' \quad (2.37)$$

On suppose ici que la température est fonction de la coordonnée radiale (i.e. $T = T(r)$). Pour solutionner l'équation 2.37, il y a une suite de conditions frontières à respecter. On suppose d'abord un maximum au centre de la tige et par conséquent, il y a une symétrie radiale de température pour le combustible.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (2.38)$$

On doit imposer la condition frontière entre le combustible et la gaine en tenant compte de l'interstice entre les deux (l'épaisseur de l'interstice est négligeable $R_{gaine\ int} \approx R_c$):

$$q'' = h_{gap} (T_{comb} - T_{gaine\ int}) = -k_c \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R_c} \quad (2.39)$$

Une autre condition frontière existe entre la gaine et le fluide caloporteur, on tient compte de la convection dans le caloporteur. Il n'y a pas de production de chaleur dans la gaine, q''' de l'équation 2.37 est nul. On a alors:

$$q'' = h_{calo} (T_{gaine\ ext} - T_{calo}) = -k_g \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R_{gaine\ ext}} \quad (2.40)$$

La forme générale de l'équation pour le coefficient de convection forcée dans le caloporteur est donnée par (Tapucu, 2010) :

$$h_{calo} = \frac{k_{calo} Nu}{D_h} \quad (2.41)$$

où $Nu = Nu(Re, Pr, D_h)$ est donnée par une corrélation appropriée.

Le calcul de transfert de chaleur du crayon vers le caloporteur nécessite des corrélations exprimant les phénomènes physiques. On a d'abord la corrélation de Markoczy (Markoczy, 1972) en écoulement monophasique pour le calcul de transfert de chaleur dans le caloporteur pour un liquide comprimé et donnée par:

$$Nu_{mono} = 0,023\phi Re_l^{0,8} Pr^{0,4} \quad (2.42)$$

avec :

$$\phi = 1 + 0,912 Re^{-0,1} Pr^{0,4} (1 - 2,0043 \exp(-D_h / D)) \quad (2.43)$$

On a ensuite la corrélation de Chen pour le calcul de transfert de chaleur lorsque le caloporteur subit un écoulement à saturation (Chen, 1966). Il y a deux mécanismes; l'une macro convective et l'autre micro convective. Les coefficients de convection sont les suivantes:

Pour la macro convection, on utilise:

$$h_{macro} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \frac{k_{calo}}{D_h} F_{calo} \quad (2.44)$$

avec :

$$F_{calo} = 2,35(0,231 + x_m)^{0,8} \quad (2.45)$$

$$x_m = \left(\frac{x_{th}}{1 - x_{th}} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0,1} \quad (2.46)$$

$$\text{Re} = \text{Re}_l F_{calo}^{1,25} \quad (2.47)$$

$$\text{Pr} = \frac{\mu_{calo} C_p}{k_{calo}} \quad (2.48)$$

Pour la micro convection, on utilise:

$$h_{micro} = 0,00122 \left(\frac{k_l^{0,79} C_{pl}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} h_{lg}^{0,24} \rho_g^{0,24}} \right) (\Delta T)^{0,24} (\Delta p)^{0,75} S \quad (2.49)$$

$$S = \frac{1}{1.0 + 2,53 \times 10^{-6} \text{Re}^{1,17}} \quad (2.50)$$

Le coefficient de convection total pour la corrélation de Chen avec les équations 2.43, 2.44 et 2.49 est donnée par:

$$h_{calo} = \phi(h_{macro} + h_{micro}) \quad (2.51)$$

Cette corrélation nécessite une procédure itérative pour son utilisation, car on a besoin de la température du combustible et de la température du caloporteur à saturation pour effectuer le calcul.

Pour ce qui est du coefficient de transfert de chaleur entre le combustible et la gaine (h_{gap}), il est fixé à $10\,000\text{ W/m}^2\text{ K}$ (Campbell et al., 1977). Cette valeur provient des données d'EACL. Le manque de données nous a empêchés d'utiliser les corrélations de Ross-Stoute ou de Campbell (Ross & Stoute, 1962 ; Campbell et al., 1977).

2.2.3 Les conditions physiques d'un calcul ARTHUR

Le logiciel ARTHUR effectue ses calculs sur un seul canal de réacteur à la fois. Les corrélations liées au modèle à écart de vitesse conviennent parfaitement au comportement thermohydraulique du caloporteur d'un canal de réacteur CANDU-6 car il y a présence d'écoulement diphasique dans plusieurs canaux.

Le calcul numérique d'ARTHUR est de second ordre dans l'espace et de premier ordre dans le temps. On a alors trois conditions initiales ; le flux massique à l'entrée du canal, la température du caloporteur à l'entrée du canal et la pression à la sortie du canal. On ne peut donc tenir compte de la pression à l'entrée du canal, car on aurait un problème surdéterminé mathématiquement.

Voici le comportement thermohydraulique d'un canal de réacteur CANDU-6. Au début d'un canal, on a un écoulement monophasique. Durant l'écoulement, le caloporteur se chauffe et des bulles de vapeur se forment et se détachent aux parois de la gaine. Par la suite, le caloporteur atteint la saturation. La formation de bulles de vapeur aux parois avant saturation est l'ébullition sous-refroidie. À saturation, le transfert de chaleur entre combustible et caloporteur augmente beaucoup. La vapeur devient de plus en plus importante dans le caloporteur. Cette augmentation du niveau de vapeur surchauffe le combustible. À la fin, on atteint le flux de chaleur critique.

La surchauffe du combustible n'est pas prise en compte dans le logiciel ARTHUR. De plus, on ne peut fixer pour l'instant que la pression de sortie du caloporteur. Pour tenir compte de la pression d'entrée, on devra utiliser une méthode jacobienne pour ajuster le flux massique aux pressions d'entrée et de sortie (section 5.2).

CHAPITRE 3 LE COUPLAGE ARTHUR-DONJON

3.1 Le schéma de couplage ARTHUR-DONJON

Dans ce présent travail, on utilisera un couplage entre les logiciels ARTHUR et DONJON-3. Tel que mentionné plus haut, il s'agit d'un couplage interne où ARTHUR est imbriqué dans DONJON-3. Les calculs couplés se feront avec des fichiers d'instruction de calculs sur la plateforme CLE-2000 (Roy, 1999). CLE-2000 est un langage de supervision contenant la GANLIB qui sert de noyau à l'ensemble du langage sur lequel les logiciels DRAGON-3 et DONJON-3 fonctionnent (Roy & Hébert, 2000). Les routines de ces deux logiciels sont appelées via des procédures en CLE-2000.

Pour ce qui est d'ARTHUR, il est utilisé comme routine de DONJON-3 ; il porte alors le nom de THERMO du point de vue de DONJON-3. THERMO est en fait une routine d'interface entre DONJON-3 et ARTHUR où il y a conversion des vecteurs de discrétisation afin de transférer les variables entre les deux logiciels. Puisque qu'ARTHUR est utilisé ici comme routine de DONJON-3, il fonctionne nécessairement avec la GANLIB. De plus, ARTHUR contient aussi des routines comme THADD et THUPDT servant à séparer les calculs de canaux. Ces routines permettent de faire du calcul sur plusieurs processeurs et de différer les conditions thermohydrauliques à déclarer d'un canal à l'autre (Fassi-Fehri, 2008).

La figure 3.1 montre un schéma du couplage qui se résume comme suit. On a un calcul neutronique initial pour définir la géométrie, les dispositifs de contrôle ainsi que les sections efficaces du combustible qui en détermineront le taux de combustion. Après, on pose la forme initiale du flux neutronique. Ensuite, on débute le calcul couplé à l'état stationnaire. On met à jour les calculs de section efficaces du combustible et des dispositifs, on fait le calcul de diffusion pour les flux de neutrons (éq. 2.1). Après, on normalise les flux de neutrons en fonction de la puissance totale initiale du réacteur. Enfin, on appelle le module THERMO pour le calcul de thermohydraulique d'ARTHUR comme le montre la figure 3.1. ARTHUR calculera au bout du compte les variables thermohydrauliques ainsi que les températures du combustible, les températures du caloporteur et les densités du caloporteur. Ces trois dernières variables sont

utiles lors du calcul de sections efficaces avec le module AFM (Hébert et al., 2011). On recommence le calcul couplé jusqu'à ce que les calculs de diffusion et les calculs de thermohydrauliques convergent simultanément.

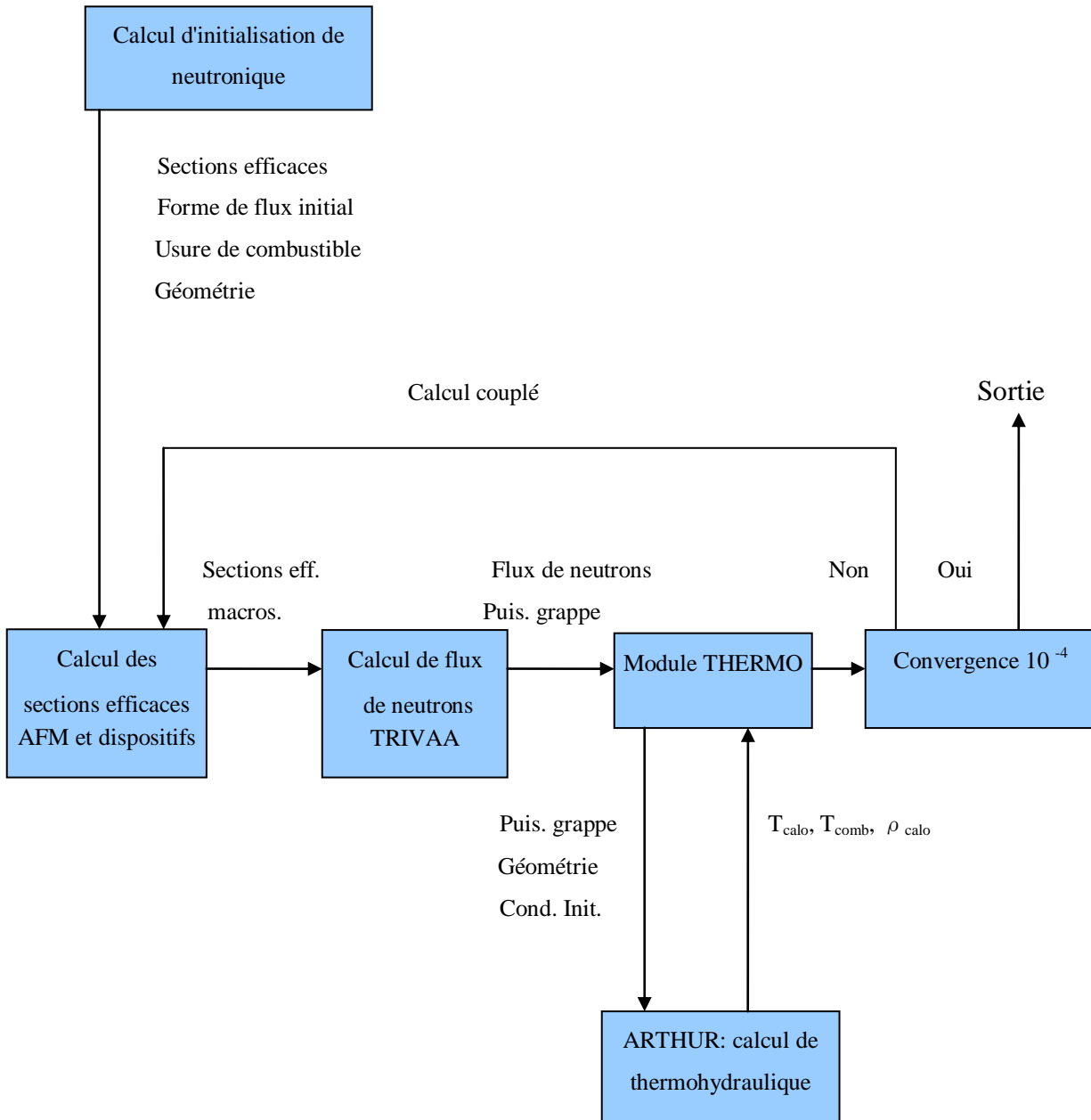


Figure 3.1 Schéma détaillé du couplage et du calcul couplé stationnaire.

Pour les calculs de cinétique, on effectue le même type de couplage, sauf que les flux de neutrons seront calculés avec le module KINSOL qui résout les équations 2.1 et 2.2. On a les calculs de sections efficaces AFM, on utilise les sections efficaces des dispositifs, on résout les équations de cinétique pour les puissances de grappe et on fait le calcul de thermohydraulique dynamique. La figure 3.2 montre le schéma de ces calculs. Finalement, on recommence le tout en faisant évoluer la variable temps.

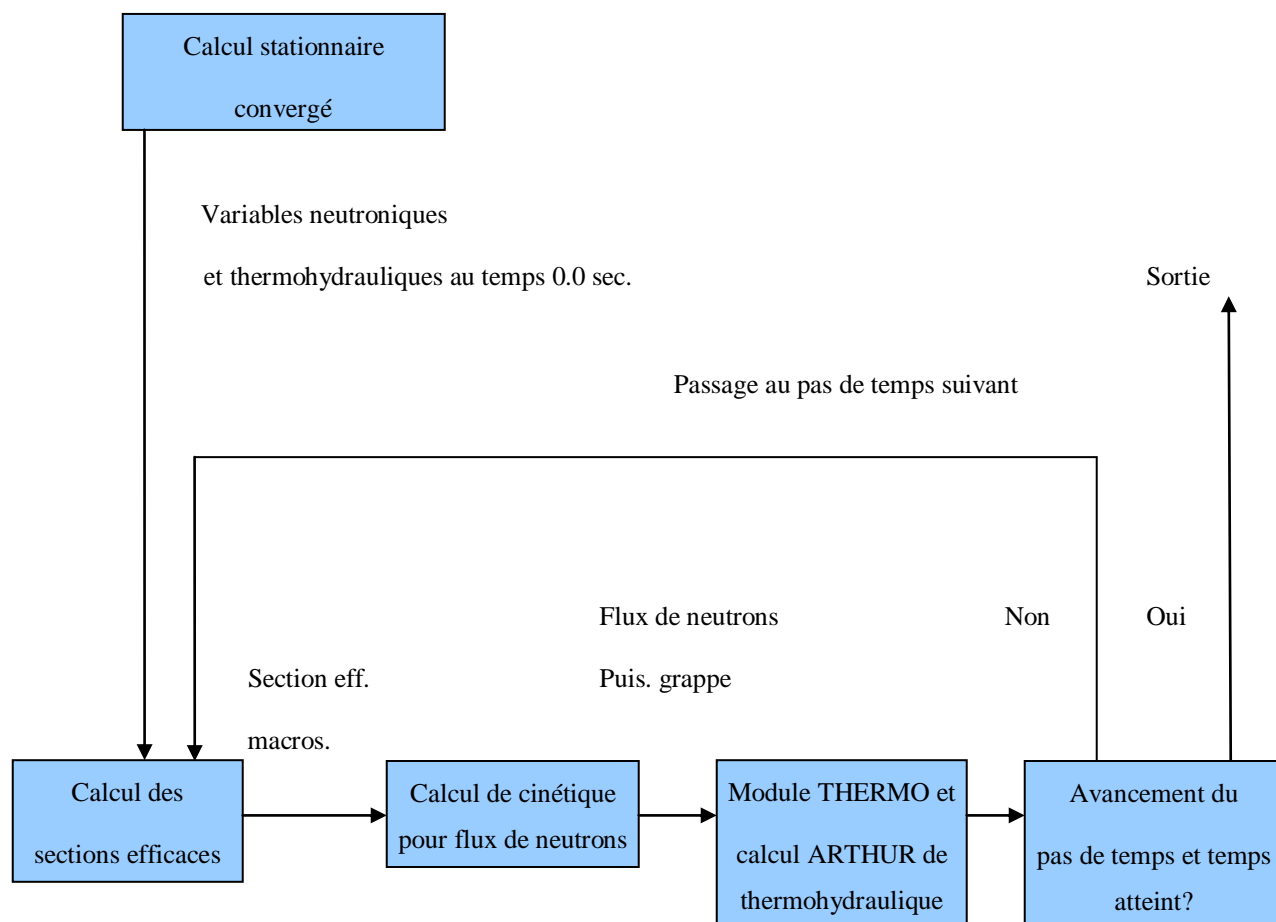


Figure 3.2 Schéma détaillé du couplage en calcul cinétique.

3.2 Le schéma de calcul du logiciel ARTHUR

Le calcul thermohydraulique d'ARTHUR pour un canal donné se fait de la manière suivante. On initialise les paramètres. On résout les trois lois de conservations en utilisant les corrélations nécessaires qui interviennent dans ces lois. On calcule le titre et le taux de vide. On effectue le calcul de transfert de chaleur à partir de la distribution de puissance du canal. On obtient ainsi les températures de la tige de combustible et de la gaine. Finalement, on calcule les températures et densité du caloporteur. Le processus est illustré par la figure 3.3. On utilise un schéma assez semblable pour un calcul cinétique et un calcul stationnaire. Pour un calcul cinétique, on n'a qu'à perturber une variable à chaque pas de temps comme la pression de sortie, le flux massique à l'entrée ou encore la température du caloporteur à l'entrée.

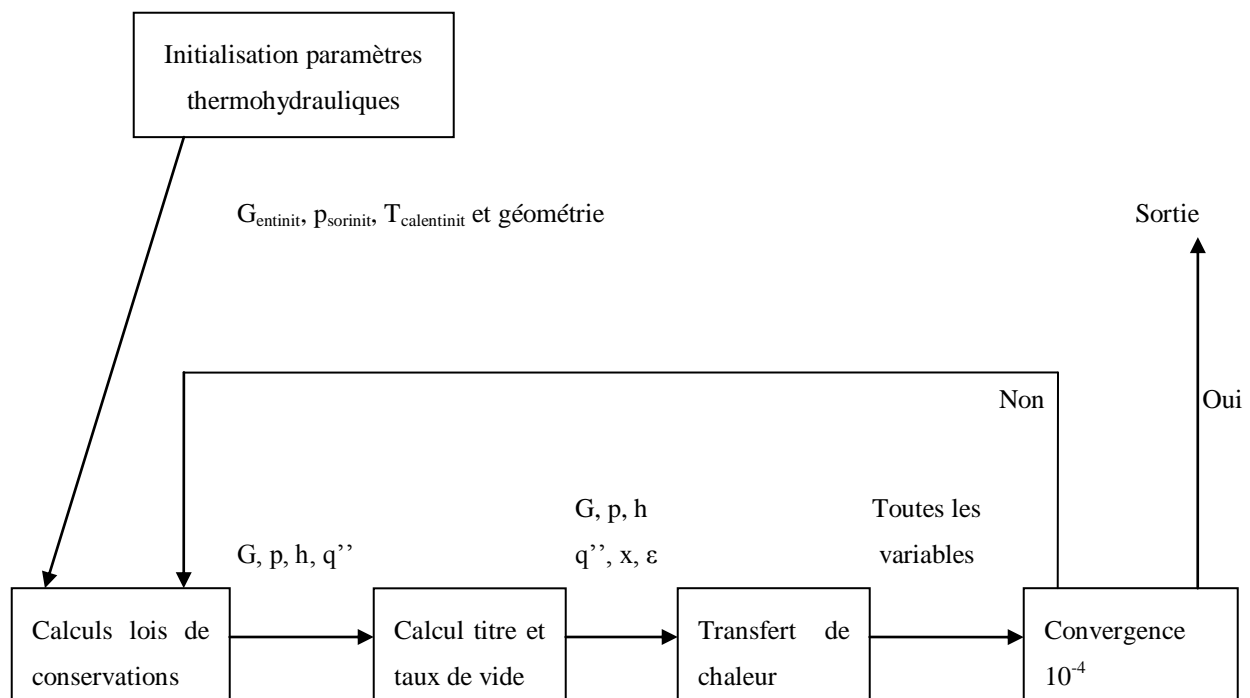


Figure 3.3 Schéma de calcul de canal dans le logiciel ARTHUR.

CHAPITRE 4 LES CALCULS INITIAUX ET DE RÉFÉRENCE

ARTHUR-DONJON

Avant de modifier le logiciel ARTHUR et son couplage avec DONJON, il est bon de reconnaître les réponses du calcul couplé dans différentes situations de fonctionnement. C'est ce que l'on fera dans ce chapitre. On fait des simulations avec un minimum d'éléments de contraintes.

4.1 Calcul de réacteur avec canal unique à l'état stationnaire

Sur les figures 4.1 à 4.4, on voit les résultats d'une simulation effectuée selon les conditions du tableau 4.1 sans aucun élément de contraintes ; barres de compensations, barres liquides et autres. À la figure 4.1, on voit le phénomène de fission du combustible en fonction des positions sur un canal. Il est visible que c'est au centre qu'il y a un maximum de dégagement de neutrons. La courbe est prévisible à cause de la fission du combustible. Cette forme de courbe de type cosinus est imposée comme condition initiale pour rendre compte de la distribution des flux de neutrons (Fassi-Fehri, 2008). On remarque que la puissance est légèrement plus basse à la grappe 12 qu'à la grappe 1, on précisera avec les figures 4.2 et 4.3.

Tableau 4.1 Conditions initiales de fonctionnement : simulation de canal unique et stationnaire.

Variable	Valeur
Puissance totale du canal (MW)	5,43
Flux massique à l'entrée du canal (kg/m ² s)	7000
Pression à la sortie du canal (MPa)	10,3
Température du caloporteur à l'entrée du canal (°C)	266
Diamètre interne du combustible (cm)	1,12
Diamètre externe de la gaine (cm)	1,31
Distance inter-tige (centre à centre) (cm)	1,486

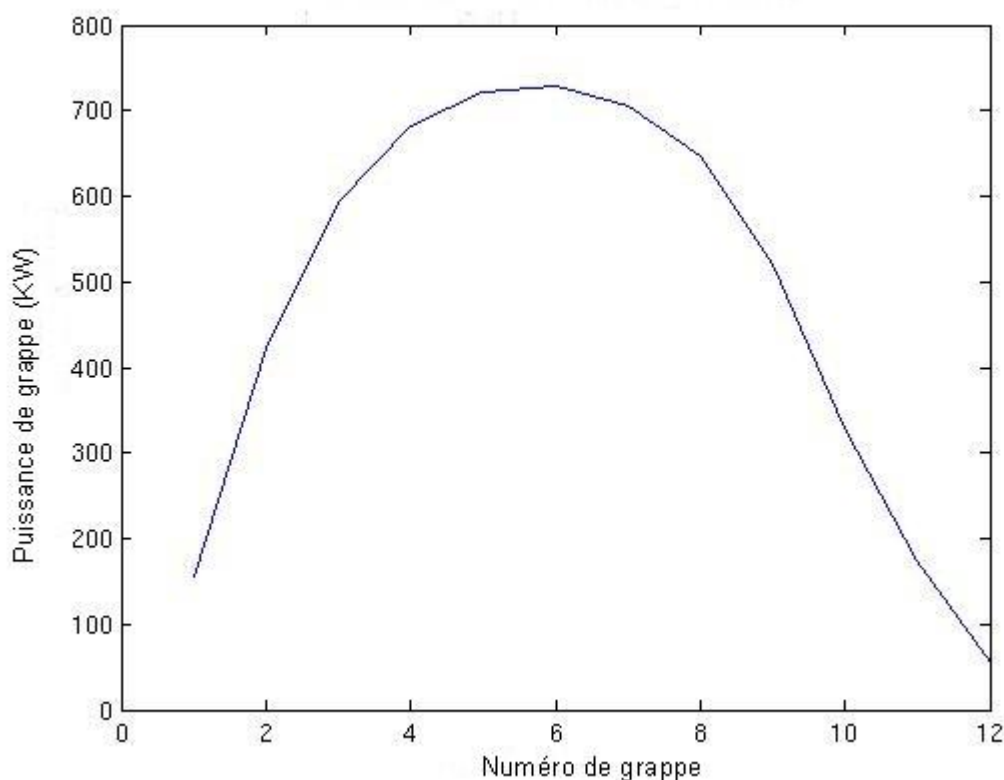


Figure 4.1 Puissance de grappe en fonction de la position dans le canal.

À la figure suivante (fig. 4.2), on voit une augmentation de température dans le sens de l'écoulement jusqu'à la grappe 8. Ceci est dû au transfert de chaleur du combustible vers le fluide caloporteur. Après la grappe 8, le fluide ne peut plus absorber de la chaleur sauf en se vaporisant. Le fluide subit un changement d'état partiel et l'écoulement devient diphasique jusqu'à la grappe 12. On remarque un presque-plateau à partir de la grappe 8. La légère baisse de température de caloporteur entre les grappes 9 et 12 est due à la baisse de pression dans le canal. Au bout du canal, l'activité neutronique est moindre telle qu'on peut le voir à la figure 4.1. La courbe décrit parfaitement le phénomène d'écoulement d'un caloporteur dans un canal.

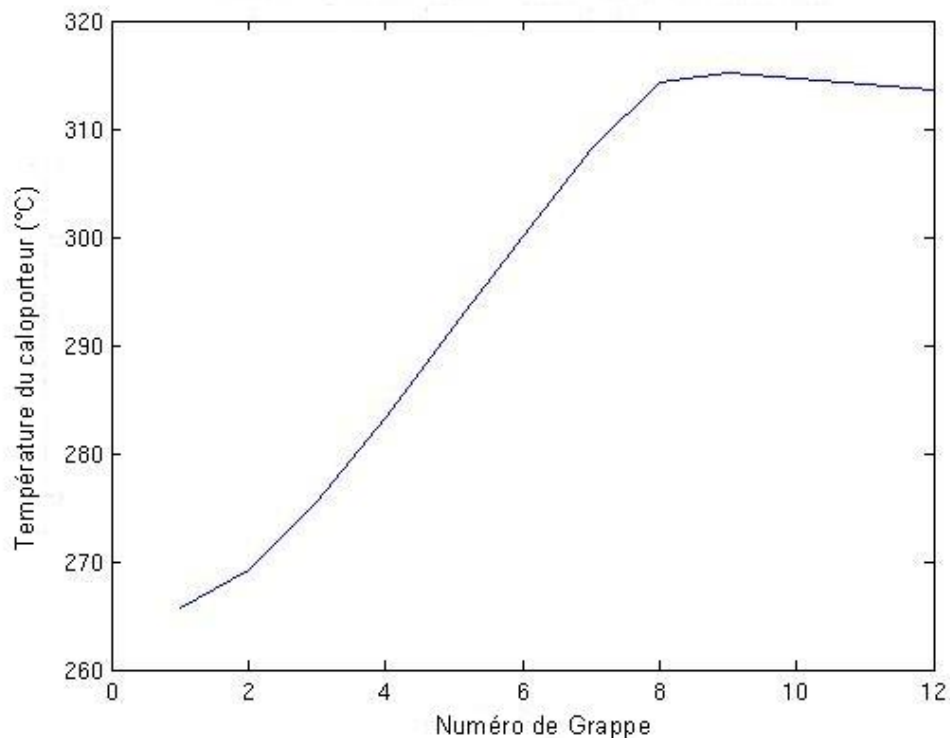


Figure 4.2 Température de caloporteur versus grappe dans le canal.

À la figure 4.3, on voit un effet supplémentaire du changement d'état du fluide caloporteur : la densité diminue pour atteindre une variation importante à la grappe 8. Effectivement, une partie du liquide se transforme en vapeur pour constituer un écoulement diphasique. Au bout du canal, il y a normalement un titre de 5 % de vapeur et un taux de vide de 23 % (pour plus d'information, voir l'annexe A). La variation de densité est un effet des variations de puissance et de température. On peut voir le lien entre densité et variation de température par le fléchissement la courbe vers la grappe 7, ce qui correspond au début du palier de la courbe de température de la figure 4.2.

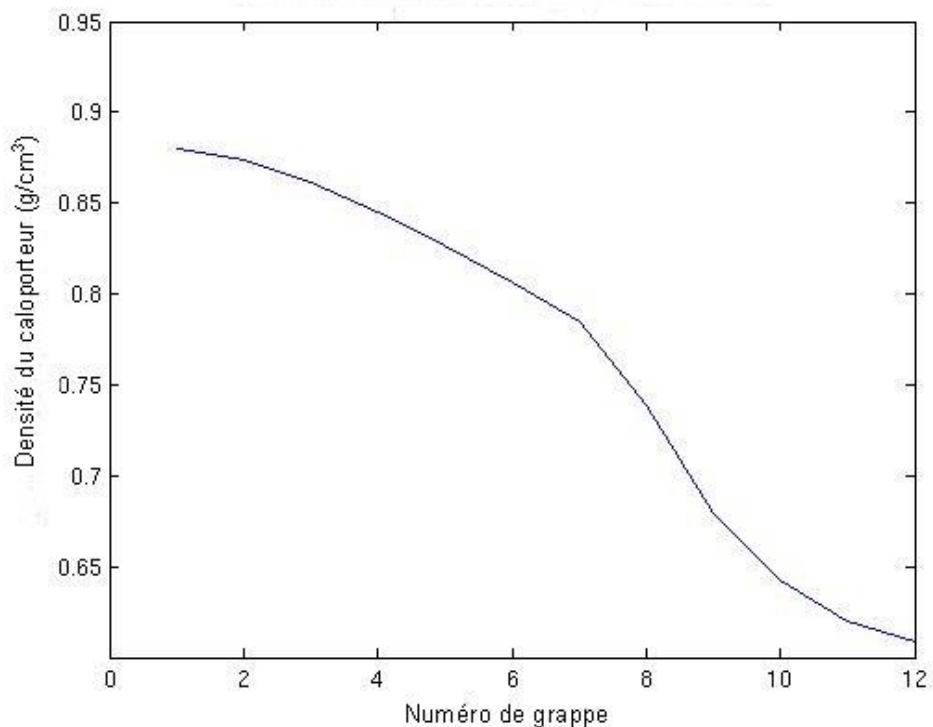


Figure 4.3 Densité de caloporteur versus grappe dans le canal.

La pression en fonction de la position (fig. 4.4) vient confirmer les résultats des graphiques précédents (fig. 4.1 à 4.3). La pression diminue presque constamment avec une accentuation vers la grappe 8. Plus on avance vers la grappe 12, plus le frottement devient important, il y a donc perte d'énergie et par conséquent perte de pression. On remarque une différence de pression de 0,7 MPa calculée par la loi de quantité de mouvement et la corrélation de Muller-Steinhagen (éqs. 2.4 et 2.30) implantées dans ARTHUR. Il est à noter que les résultats sont obtenus avec flux massique de 7000 kg/m²s. Normalement, on devrait avoir des valeurs un petit peu plus hautes ; environ 6 % plus hautes pour le flux massique et alors la différence de pression serait plus haute de 10 %.

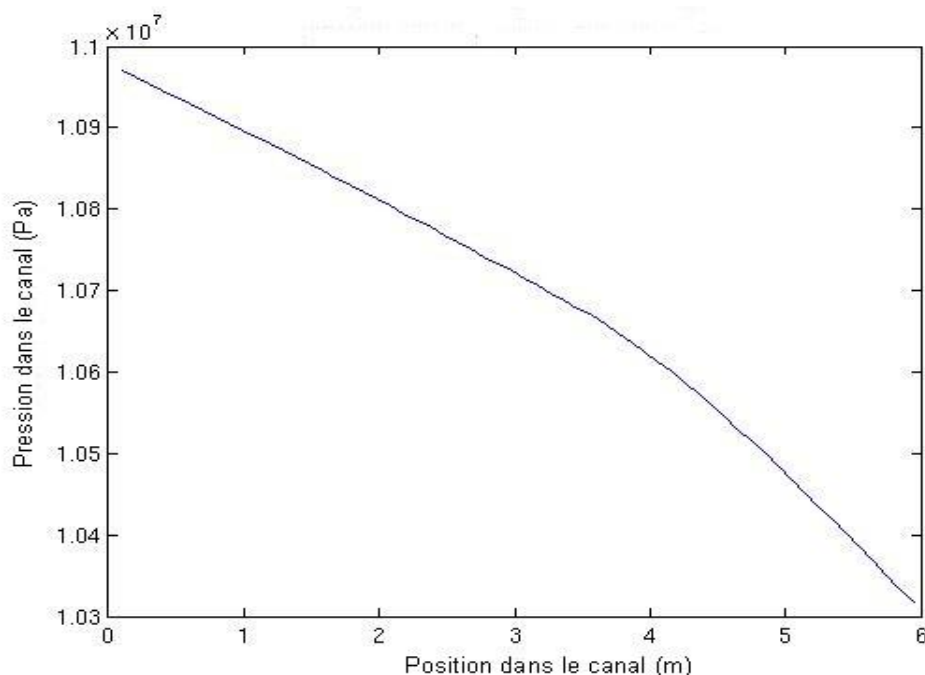


Figure 4.4 Pression en fonction de la position dans le canal.

On a donc un portrait du fonctionnement du calcul couplé d'un canal à l'état naturel sans les modifications que l'on propose de faire. On peut analyser ces résultats. D'abord, il y a le titre à la sortie de 5,0 %, ce qui est un peu haut. On devrait dans cette situation obtenir un titre à la sortie de l'ordre de 4,0 % selon les données sur le réacteur (Manzer & Gacera, 1979). Comme on travaille avec des flux massiques élevés, on a un nombre de Péclet élevé (eq. 2.26). On utilise donc le nombre de Stanton, le flux massique apparaissant au dénominateur ; il en résulte une baisse importante de ce nombre (eq. 2.25). En résumé, le modèle de Saha-Zuber n'est pas conçu pour des flux massiques de plus de $1050 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, alors qu'on travaille avec des valeurs de plus de $6000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ (Fassi-Fehri, 2008). On peut donc avancer que le modèle d'ébullition avec la corrélation de Saha-Zuber (eqs. 2.24 à 2.29) est en cause dans l'écart entre le 4,0 et le 5,0 % cité plus haut. Le comportement des autres variables concorde avec la réalité ; la densité du caloporteur diminue dans le canal, la température du caloporteur augmente jusqu'à saturation et baisse légèrement après la grappe 8. Les résultats en annexe A confirment l'analyse qui est faite ici du comportement d'ARTHUR-DONJON versus les mesures en centrale.

4.2 Calcul de réacteur CANDU-6 complet à l'état stationnaire

On a un résultat pour un calcul sur tout le réacteur avec les 380 canaux avec les conditions du tableau 4.2. On a tous les éléments de contrôle ; barres de compensations, barres liquides et autres. On remarque trois pics sur le dessus des courbes pour chaque canal. Le maximum central était présent sur la figure 4.1 lors du calcul à un seul canal. Les deux pics de chaque côté du maximum des canaux sur la figure 4.5 montrent surtout les effets des barres de compensations.

Tableau 4.2 Conditions initiales de fonctionnement du réacteur complet à l'état stationnaire.

Variable	Valeur
Puissance totale du réacteur (MW)	2061,4
Flux massique à l'entrée des canaux ($\text{kg/m}^2 \text{ s}$)	7007,8
Pression à la sortie des canaux (MPa)	10,3
Température du caloporteur à l'entrée des canaux ($^{\circ}\text{C}$)	266
Diamètre interne du combustible (cm)	1,12
Diamètre externe de la gaine (cm)	1,31
Distance inter-tige (centre à centre) (cm)	1,486

Pour les autres variables du système, les mêmes phénomènes sur les figures en annexe A et sur les figures 4.2 et 4.3 sont observables. Il y a saturation du fluide caloporteur vers la sortie de la plupart des canaux, surtout dans les canaux du centre du réacteur. Donc, il y a diminution de la densité du caloporteur. De plus, les figures de l'annexe A nous montrent que les titres et les taux de vide ont des valeurs élevées: jusqu'à 10 % pour le premier et jusqu'à 37 % pour le second dans les canaux les plus puissants. Normalement, on devrait avoir un titre d'au plus 5 % et un taux de vide d'au plus 20 % selon les données sur le réacteur (Manzer & Gacera, 1979). Ces résultats, montrés par les figures 4.5, 4.6 et en annexe A, sont obtenus avec un flux massique de 7007,8 $\text{kg/m}^2 \text{ s}$, condition standard, dans tous les canaux du réacteur. Le flux massique utilisé correspond à une valeur observée dans les réacteurs. Encore une fois, on observe un écart entre les résultats et les données réelles du réacteur. On peut avancer pour expliquer cet écart que nous travaillons

avec un flux massique beaucoup plus grand que la plage de validité de la corrélation de Saha-Zuber (éqs. 2.24 à 2.29) (Fassi-Fehri, 2008).

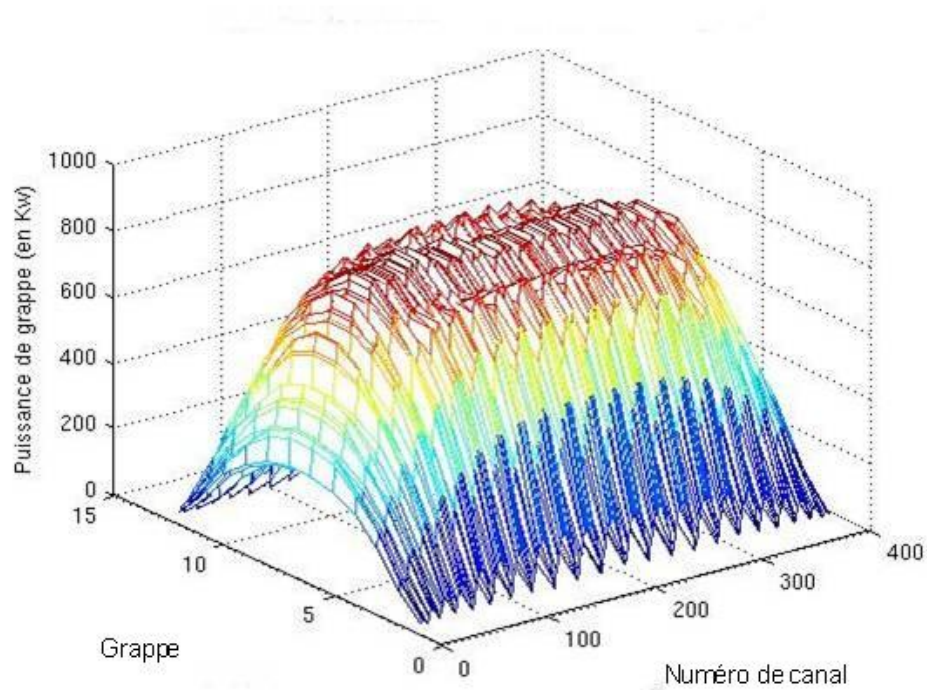


Figure 4.5 Puissance de grappe en fonction du canal et de la grappe.

Afin de comparer nos résultats de la figure 4.6 avec ceux de la figure 4.4, on remarque que les différences de pression entre les extrémités varient entre 0,48 et 0,8 MPa dépendant du canal et des conditions thermohydrauliques. Ces écarts sont essentiellement dus aux variations de titre d'un canal à l'autre. L'équation de Müller-Steinhagen (éq. 2.30) sert à calculer les pertes de pression par frottement, qui sont dépendantes de variables elles-mêmes fonction du titre. Donc, les variations de titres vont générer des écarts dans les différences de pression.

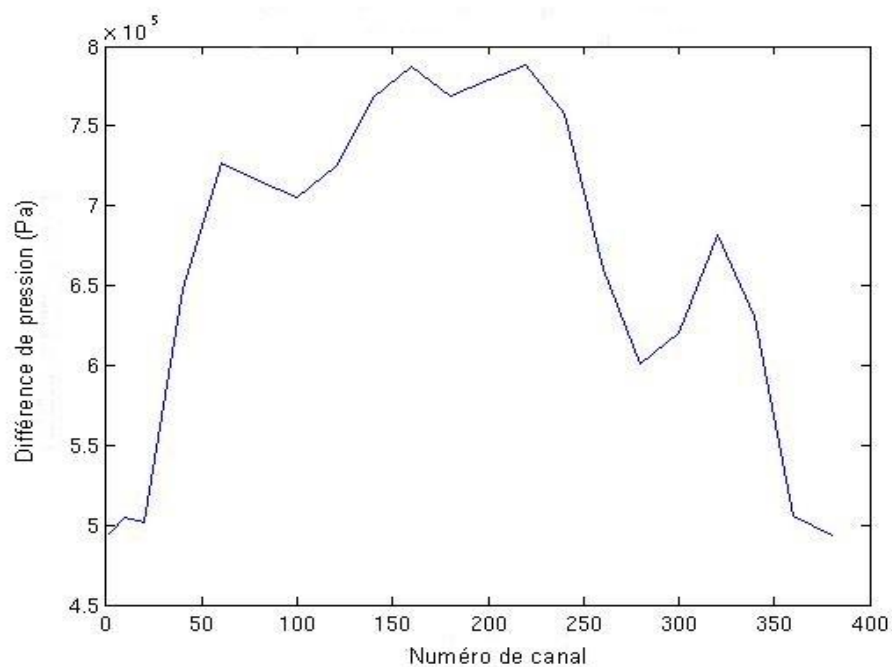


Figure 4.6 Différence de pression versus canal (pour 40 canaux représentatifs du réacteur).

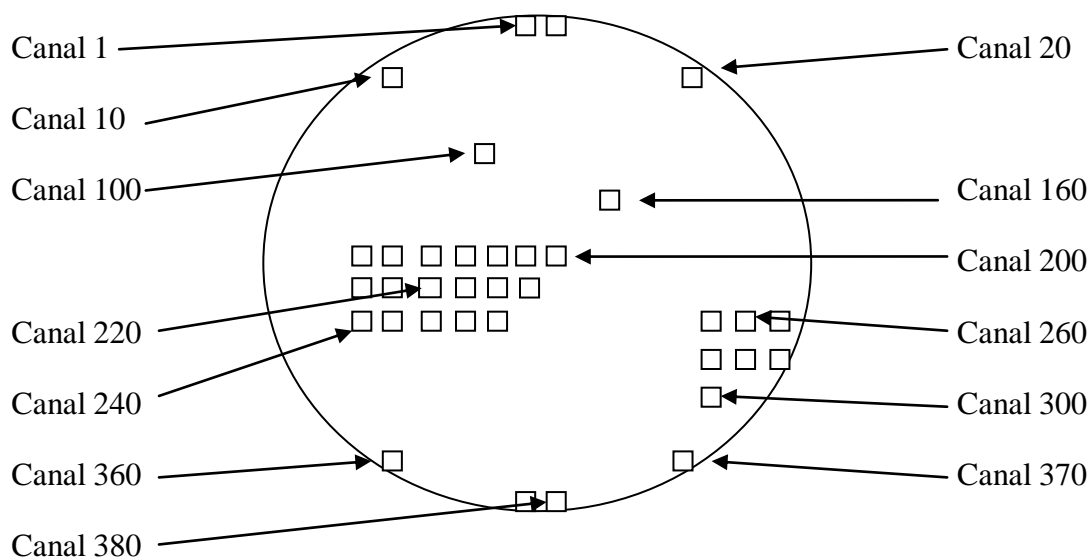


Figure 4.7 Canaux représentés pour les figures concernant les variables thermohydrauliques.

On a maintenant le portrait d'un réacteur complet à l'état stationnaire avec tous les dispositifs. On y observe les phénomènes d'écoulement diphasique et de saturation dans la majorité des canaux. Cependant, les différences de pressions varient énormément d'un canal à l'autre. Dans le présent travail, on corrigera cette situation en imposant la même différence de pression partout.

4.3 Calcul de réacteur CANDU-6 complet à l'état transitoire

On s'intéresse ici à faire évoluer les phénomènes à l'intérieur du cœur de réacteur au complet dans le temps en perturbant certaines variables thermohydrauliques. On perturbe les conditions initiales telles que le flux massique à l'entrée, la température d'entrée et la pression de sortie de 1,0 % par minute dans toutes les situations. Il est question dans ces situations de perturber les conditions données au tableau 4.2 du calcul stationnaire présenté à la section 4.2. La figure 4.8 montre l'effet dans le temps de ces perturbations sur la puissance totale du réacteur. On a effectué des transitoires de 24 secondes.

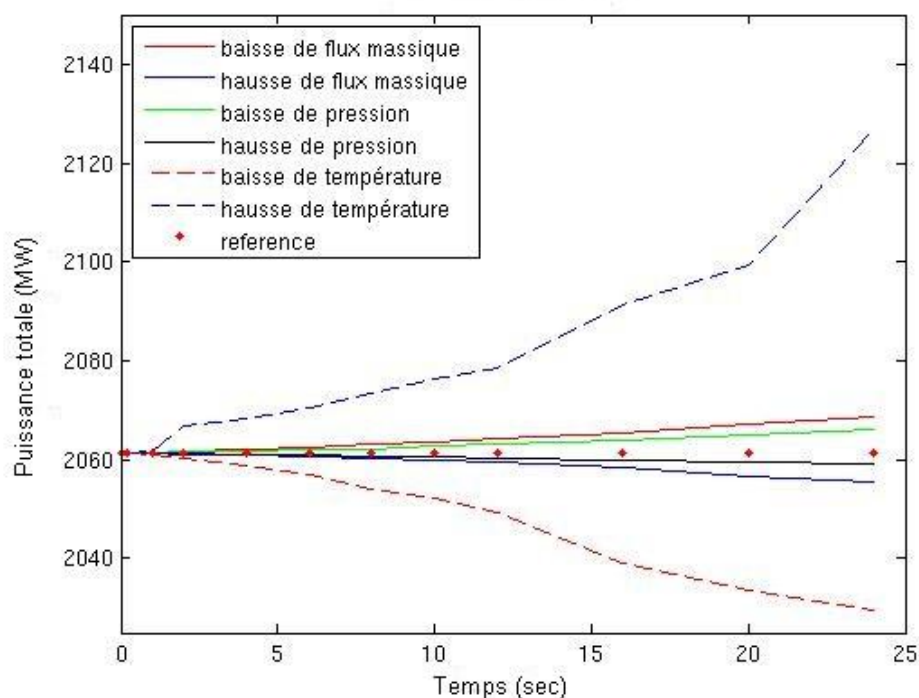


Figure 4.8 Puissances en fonction du temps causées par les différentes perturbations thermohydrauliques.

Pour le comportement des autres variables, on représente le comportement du canal 200 à l'annexe A. C'est un canal caractéristique du centre du réacteur où il y a de l'écoulement diphasique. On y observe le phénomène de saturation et on y observe aussi par exemple que si la puissance augmente, la saturation se produira de plus en plus tôt durant l'écoulement du caloporteur. Donc, il y a hausse du titre, du taux de vide, des puissances de grappe, des températures de caloporteur, du combustible et une diminution de densité du caloporteur. Les sections efficaces macroscopiques totales diminuent à cause de la diminution des sections efficaces macroscopiques d'absorption. Cette diminution est reliée à la diminution de densité. Cela produit l'augmentation de puissance observée. Il y a donc moins d'absorption de neutron par le caloporteur. Bref, on décrit dans le canal 200 une situation classique des cœurs de réacteur (Todreas & Kazimi, 1990).

Pour la diminution de la puissance totale, on observe exactement l'effet inverse. Dans toutes les situations, on obtient des gradations continues dans les courbes de chacune des variables. Cela est la preuve que le calcul dynamique se fait convenablement. Bien sûr, le titre et le taux de vide sont surévalués tout comme dans les sections 4.1 et 4.2. Bref, la figure 4.8 ainsi que les figures de l'annexe A afférentes viennent confirmer les explications données plus haut pour les figures 4.1 à 4.4.

En conclusion, on a exposé dans ce chapitre un portrait d'ARTHUR et du calcul couplé qui montre des résultats avec des écarts face aux données du réacteur. D'autres calculs avaient été effectués lors de la conception du logiciel couplé. Toutefois, les calculs pour un réacteur complet à l'état transitoire présentaient de graves lacunes. Ces calculs divergeaient lorsqu'on dépassait 0,5 secondes dans la transitoire, lorsque ces derniers ont été effectués initialement (Fassi-Fehri, 2008).

CHAPITRE 5 LES MODIFICATIONS AUX LOGICIELS DONJON ET ARTHUR

Les modifications aux logiciels ARTHUR et DONJON en rapport avec les différences de pression seront traitées ici. Il sera d'abord question des changements dans le calcul neutronique. Ensuite, on s'intéressera à l'objectif principal de ce travail qui est l'imposition de conditions de pression entre les collecteurs, aux extrémités du cœur du réacteur. De plus, on traitera de la méthode générale de résolution de changement d'état : l'utilisation des jacobiens. Finalement, on présentera l'algorithme principal découlant de la méthode de résolution pour avoir des conditions adéquates de pression aux collecteurs.

5.1 Les modifications au logiciel DONJON et au calcul couplé

On a trois modifications à effectuer pour les calculs de neutroniques. D'abord, on utilise la méthode implicite de calcul cinétique lors de transitoires. Cette méthode commande des aménagements pour l'utilisation des bases de données AFM. Finalement, il n'y aura qu'un seul type de base de données de section efficace.

5.1.1 La méthode implicite avec le module KINSOL

La version initiale du calcul couplé ARTHUR-DONJON utilisait la méthode quasi-statique amélioré (méthode IQS) (Ott & Meneley, 1969). Cette méthode est utilisée dans l'industrie nucléaire canadienne et est bien implantée dans des logiciels de calcul de diffusion tels que RFSP (Rouben, 1998). Cette méthode utilise deux types de pas de temps. Il y a les petits pas de temps où le problème est résolu avec la cinétique ponctuelle et les grand pas de temps où on utilise la cinétique espace-temps.

Cependant, cette méthode implantée dans le logiciel DONJON-3 utilisé ici (module IQS:) est aux prises avec des difficultés en ce qui a trait aux calculs des rapports d'amplitudes entre les neutrons rapides et les neutrons thermiques. Ce problème occasionne des écarts avec les données en centrale sur les calculs de distributions de flux de neutrons et sur les puissances calculées en

fin de ligne. En plus, cette méthode ne convient pas aux calculs couplés avec la thermohydraulique, car on doit effectuer les calculs thermohydrauliques à chaque pas de temps. La thermohydraulique s'accommode à un seul type de pas de temps, alors que la méthode IQS utilise deux types de pas de temps. Les deux défauts, rapports d'amplitudes et types de pas, peuvent occasionner une instabilité de la solution proposée par la méthode IQS telle que vu au chapitre 3 (Monier, 1991).

Pour corriger la situation, on utilisera la méthode implicite (ou θ) avec le module KINSOL: qui permet la résolution des équations 2.1 et 2.2 de manière purement implicite (Hébert, 2009 ; Wight, 1971). Donc, on résout le problème avec le même type de pas de temps partout durant une transitoire donnée, ce qui permet un meilleur couplage avec la thermohydraulique. Au premier pas de temps, on appelle le module INIKIN: qui initialise les précurseurs et les conditions de résolution du problème cinétique telles que la puissance initiale et le type de méthode implicite (100 % implicite). Pour les pas suivants, le module KINSOL : résout les équations en continuité avec les conditions initiales choisies (Hébert et al., 2011).

Même avec le choix de cette méthode, on doit utiliser dans la boucle de cinétique les sections efficaces provenant du module AFM : pour le combustible et les sections efficaces pour les dispositifs de contrôle tels que les barres liquides et les barres de compensations, i.e. modèle FBM (Sissaoui et al., 1999). Dans le calcul de cinétique, on peut faire varier le niveau de ces dispositifs afin d'effectuer des transitoires de puissances. On peut par exemple enlever certains bancs de barres de compensations. Finalement, on peut ajouter les calculs thermohydrauliques et tenir compte des perturbations thermohydrauliques dans le calcul de cinétique. Ces deux dernières possibilités seront utilisées dans ce travail.

5.1.2 Les modifications au module AFM

Pour les calculs de sections efficaces, le module AFM: a dû être modifié, car ce dernier occasionnait des problèmes de calcul de sections efficaces. Il y avait des pics de puissances de grappes non désirés, particulièrement lors de calculs transitoires. Cela avait même de l'incidence

sur le calcul de transfert de chaleur pour les températures de tige de combustible. Ce problème s'amplifiait avec l'avancement du temps dans la boucle de cinétique et pouvait faire arrêter le calcul de cinétique.

Ces pics non-désirables étaient occasionnés par un problème de réactions de contre-puissance lors du calcul des sections efficaces du combustible. La contre-puissance se manifeste lorsque la puissance du réacteur et des grappes change après chaque pas de temps. Plus la variation de puissance est importante, plus l'effet de contre-puissance était important et avait de l'incidence sur les autres parties du calcul couplé. Cet effet se manifestait particulièrement sur les grappes les plus puissantes des canaux du centre du cœur de réacteur. Cela affectait très peu les autres variables telles que les températures et les densités de caloporteur.

Finalement, le problème a été résolu en enlevant du calcul AFM l'effet de contre-puissance. L'effet est enlevé en programmation, par « option d'interruption ». De cette manière, on a empêché les pics de puissances non-désirés d'apparaître dans les calculs de sections efficaces. Les calculs de sections efficaces et donc tout le calcul neutronique est devenu normal.

5.1.3 Les modifications du schéma de calculs couplés.

Initialement, le calcul couplé avait un problème d'utilisation des bases de données de sections efficaces. Lors du calcul neutronique d'initialisation, on utilisait les bases de données de types « cpo » car il n'y avait pas de calcul thermohydraulique d'ARTHUR lors de ce procédé. Par la suite, on utilisait les bases AFM lors du calcul couplé uniquement. Cette méthode de calcul causait un problème car les deux bases de données n'étaient pas compatibles entre elles. Cette incompatibilité occasionnait un réacteur surcritique à l'état stationnaire. On obtenait un k_{eff} de 1,032, ce qui est un résultat incorrect (Rozon, 1992).

Afin d'obtenir un réacteur à pleine puissance et un k_{eff} de 1,000 requis initialement avant tout calcul de cinétique, on a transformé tout le calcul afin d'utiliser uniquement les bases de données

AFM. Donc, tout le calcul d'initialisation a été transformé pour l'utilisation des bases AFM de sections efficaces macroscopiques. De cette manière, on a éliminé les problèmes d'incompatibilités entre le calcul d'initialisation et le calcul dans la boucle de couplage. Les bases AFM aident à introduire le calcul couplé avec la thermohydraulique (Sissaoui et al., 1999).

Par la suite, on a amélioré l'efficacité du calcul couplé lui-même en divisant et en adaptant le calcul thermohydraulique au calcul parallèle ; c'est un avantage informatique important (Fassi-Fehri, 2008). On a choisi la formule un canal, un processeur. De cette manière, on peut initialiser des conditions différentes ainsi que des perturbations thermohydrauliques différentes dans chaque canal pour un même calcul de cœur entier. On pourra par exemple utiliser une carte de flux massique ou encore perturber la température du caloporteur à l'entrée de quelques canaux seulement.

5.2 Les modifications au logiciel ARTHUR

Les conditions de fonctionnement du réacteur CANDU-6 implique des conditions de pressions aux bornes des collecteurs. Le jacobien est l'outil par excellence pour passer d'une situation 1 à une situation 2. Bref, c'est l'outil que l'on utilisera pour le respect des conditions de pression.

5.2.1 La différence de pression aux collecteurs comme conditions frontières

Dans le CANDU-6, il y a des senseurs de pression aux deux collecteurs, entrée et sortie (Manzer & Gacera, 1979). Les experts s'entendent sur l'utilité de connaître ces pressions de collecteur. Or, dans le logiciel ARTHUR, le calcul ne tenait compte que de la pression de sortie. Le but est donc ici d'imposer les conditions de pression aux deux collecteurs des extrémités du réacteur. Physiquement, les collecteurs sont conçus pour avoir une différence de pression qui puisse satisfaire autant le cœur de réacteur que le circuit secondaire.

Dans la version originale du logiciel ARTHUR, on trouve trois conditions frontières pour le calcul thermohydraulique à l'état stationnaire d'un canal : la température du caloporteur à l'entrée, le flux massique à l'entrée et la pression de sortie (Fassi-Fehri, 2008). Ces conditions

frontières sont imposées par les trois lois de conservation exposées aux équations 2.3, 2.4 et 2.5 pour un état stationnaire ou transitoire. Si on ajoute la pression d'entrée comme quatrième condition frontière du problème, on obtient un problème surdéterminé (Doster, 1989). On devra changer une des trois premières conditions frontières énumérées. Pour garder les deux pressions comme condition aux frontières, on devra mettre comme variable libre soit la température du caloporteur à l'entrée, soit le flux massique à l'entrée.

Pour résoudre ce type de problème, il faut analyser les relations entre les variables impliquées dans les lois de conservation et les corrélations nécessaires au calcul thermohydraulique. On remarque en effet que les pertes de pression à la base sont directement proportionnelles au carré du flux massique. On n'a qu'à regarder les équations 2.4 et 2.30 pour remarquer cette relation. Par contre, si on analyse les autres termes des ces équations, on peut aussi tenir compte des coefficients de frottement pour les écoulements turbulents. Ce sont aussi des termes dépendants du flux massique. Finalement, il y a les autres variables telles que le titre, le taux de vide ou encore l'enthalpie qui peuvent intervenir dans ces relations. Souvent, ces variables dépendent du flux massique. C'est le cas du titre et du taux de vide avec les équations 2.27 et 2.29.

Il est donc clair que pour satisfaire aux pressions d'entrée et de sortie, il faudra que le flux massique d'entrée soit une variable libre et ajustable. Avec ce constat, on fixera les deux pressions ou plutôt la différence de pression et la pression de sortie. On ajustera le flux massique à l'entrée afin de respecter cette dernière condition. Pour effectuer cet ajustement, il faudra aussi tenir compte des autres variables telles que le titre et le taux de vide. Pour ce faire, on utilisera une méthode jacobienne d'ajustement de variables à la différentielle de pression (Tye, 1991).

De plus, il faudra que les pressions aux collecteurs imposées soient relativement proches de celles calculées par les corrélations ; il faut éviter les distorsions inutiles. Finalement, il faudra que les résultats se situent près des phénomènes qui se passent réellement dans les réacteurs CANDU-6.

5.2.2 La méthode jacobienne générale

On présente ici la méthode jacobienne générale d'ajustement des variables thermohydrauliques à une condition donnée. À chaque fois que l'on a une variation thermohydraulique entre une situation 1 et une situation 2, on peut théoriquement trouver un jacobien qui exprime le passage d'une situation à une autre. La méthode consiste à relier les quantités 1 et 2 à l'aide d'une équation contenant une matrice jacobienne avec les dérivées partielles de la quantité 1 par rapport aux variables indépendantes de la quantité 2, le tout avec un vecteur contenant les différentielles des variables indépendantes de la quantité 2 (Chandraseckaram & Schubert, 2002). On a donc la relation suivante avec un nombre n de variables indépendantes de la quantité 2 sous la forme d'un produit scalaire :

$$a = A^T J B \quad (5.1)$$

Il existe différentes méthodes d'inversion de cette équation afin de dégager une des quantités voulues. Le jacobien peut aussi s'inverser. On peut aussi mettre les valeurs du vecteur B tous dépendants d'un scalaire : $B = C b$. Ainsi, on transforme l'équation 5.1 de la manière suivante :

$$a = A^T J B = A^T J C b = (A^T J C) b \quad (5.2)$$

Donc, on peut inverser la relation 5.2 pour trouver b :

$$b = (A^T J C)^{-1} a \quad (5.3)$$

Maintenant, on veut appliquer cette méthode à notre situation. On a pour un canal de réacteur une relation reliant la différence de pression et les autres variables thermohydrauliques. Une différence de pression entre les extrémités d'un canal se détermine comme suit :

$$\Delta p = f(G, x, \varepsilon, h, \dots) \quad (5.4)$$

On remarque que Δp est la quantité 1 et que les autres variables représentent la quantité 2.

La différentielle totale de cette fonction se détermine comme suit (Tye, 1991) :

$$d\Delta p = \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial G} \right) dG + \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial x} \right) dx + \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon + \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial h} \right) dh + \dots \quad (5.5)$$

Dans l'équation 5.5, $d\Delta p$ représente la variation de la différence de pression aux extrémités du réacteur entre les valeurs calculées et les conditions imposées :

$$d\Delta p = \Delta p_{calc} - \Delta p_{imposée} \quad (5.6)$$

Sous forme matricielle, on obtient l'équation suivante pour un canal donné.

$$d\Delta p = [1]^T [J] [dG] \quad (5.7)$$

En remplaçant les matrices par leurs valeurs respectives :

$$d\Delta p = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial \Delta p}{\partial G} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial \varepsilon} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial h} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dG \\ dx \\ d\varepsilon \\ dh \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

On voit aux équations 5.7 et 5.8 que chaque matrice correspond aux définitions suivantes :

$$[dG] = \begin{bmatrix} dG \\ dx \\ d\varepsilon \\ dh \end{bmatrix} \quad [J] = \begin{bmatrix} \frac{\partial \Delta p}{\partial G} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial \varepsilon} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial h} \end{bmatrix} \quad [1]^T = [1 \quad 1 \quad 1 \quad 1]$$

On remarque que le $d\Delta p$ représente la quantité 1 et que le vecteur colonne à droite de l'équation 5.7 représente la quantité 2. Pour que l'équation 5.5 puisse relier la variation de Δp en fonction de la différentielle du flux massique dG , il faut que les différentielles des autres variables thermohydrauliques soient dépendantes du flux massique. Il y a moyen d'exprimer les différentielles des autres variables en fonction de la différentielle du flux massique comme suit :

$$dG = dG$$

$$dx = \frac{\partial x}{\partial G} dG$$

$$d\varepsilon = \frac{\partial \varepsilon}{\partial G} dG$$

$$dh = \frac{\partial h}{\partial G} dG$$

(5.9)

En substituant les différentielles des variables thermohydrauliques de l'équation 5.9 dans l'équation 5.8, on obtient l'équation suivante :

$$d\Delta p = [1 \quad 1 \quad 1 \quad 1] \begin{bmatrix} \frac{\partial \Delta p}{\partial G} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial \varepsilon} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial h} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\partial x}{\partial G} \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial G} \\ \frac{\partial h}{\partial G} \end{bmatrix} dG$$

(5.10)

Où

$$[dG] = \begin{bmatrix} dG \\ dx \\ d\varepsilon \\ dh \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\partial x}{\partial G} \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial G} \\ \frac{\partial h}{\partial G} \end{bmatrix} dG \quad [J] = \begin{bmatrix} \frac{\partial \Delta p}{\partial G} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial \varepsilon} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial h} \end{bmatrix} \quad [1]^T = [1 \quad 1 \quad 1 \quad 1]$$

Maintenant, on a obtenu une relation entre deux scalaires $d\Delta p$ et dG . On isole maintenant dG :

$$dG = \left([1 \quad 1 \quad 1 \quad 1] \begin{bmatrix} \frac{\partial \Delta p}{\partial G} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial \varepsilon} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial \Delta p}{\partial h} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{\partial x}{\partial G} \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial G} \\ \frac{\partial h}{\partial G} \end{bmatrix} \right)^{-1} d\Delta p \quad (5.11)$$

En développant, on obtient l'équation suivante :

$$dG = \left(\left(\frac{\partial \Delta p}{\partial G} \right) + \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial G} \right) + \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial \varepsilon} \right) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial G} \right) + \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial h} \right) \left(\frac{\partial h}{\partial G} \right) \right)^{-1} d\Delta p \quad (5.12)$$

Les calculs couplés et les exemples qui suivent seront basés sur cette équation qui permet d'ajuster itérativement le flux massique à l'entrée du canal selon les conditions des autres variables thermohydrauliques dans le canal d'un réacteur. Les dérivées partielles peuvent être traitées soit numériquement, soit à partir d'une fonction Δp analytique et adaptée pour le modèle thermohydraulique. Dans ce dernier cas, il faudra obtenir tous les dérivées, utiliser des bilans d'énergie et certaines approximations appropriées (section 5.2.3) afin de connaître les relations entre les variables. De plus, pour effectuer le calcul, il faut fixer un critère d'arrêt de calcul pour

$d\Delta p$ mettant fin à la procédure itérative. Finalement, pour fixer la direction à laquelle on applique l'ajustement du flux massique, on doit analyser le comportement de la fonction Δp ainsi que le signe de $d\Delta p$. Les précisions de la section suivante exprimeront plus concrètement l'application cette méthode.

De manière plus générale, on pourrait traiter le problème sur tout le cœur de réacteur en utilisant une méga matrice de dimension 380 par 380 englobant tous les variables de chaque canal ainsi que tous les différences de pression imposées de chaque canal. Au point de vue des méthodes numériques, cela demanderait un grand nombre de modification au logiciel couplé et un travail gigantesque. On peut opter aussi de traiter chaque canal un après l'autre pour en arriver à un résultat équivalent. C'est la méthode choisie dans le cadre de ce travail.

5.2.3 Les situations de calculs jacobiens avec le flux massique

On ajuste le flux massique pour satisfaire aux deux pressions imposées. D'abord, la première situation traitée concerne un canal avec écoulement monophasique. Après, on s'intéresse à la situation où il y a de l'écoulement diphasique (Collier & Thome, 1996). Il ne faut pas oublier que les nombres de Reynolds dans les canaux sont très élevés, on a donc de l'écoulement turbulent.

a) Canal avec écoulement monophasique

On traite la situation la plus simple, l'écoulement monophasique. Le titre est donc nul et la différence de pression dépend uniquement du flux massique et de quelques autres constantes. Pour simplifier, on suppose le coefficient de frottement constant. La simplification a déjà été fait ailleurs et n'est pas déraisonnable (Collier & Thome, 1996 ; Tye, 1991). Cela nous donne l'équation suivante :

$$\Delta p = \frac{1}{2} f \frac{G^2}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \quad (5.13)$$

Trouvons la différentielle de l'équation 5.13 si seulement G est une variable indépendante:

$$d\Delta p = f \frac{G}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) dG \quad (5.14)$$

Isolons la différentielle du flux massique dG :

$$dG = \left(f \frac{G}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \right)^{-1} d\Delta p \quad (5.15)$$

où $d\Delta p = \Delta p_{\text{calc}} - \Delta p_{\text{imposée}}$.

Maintenant, si on applique l'algorithme de correction dG de l'équation 5.15, on doit respecter la convention suivante en tenant compte du comportement de l'équation 5.13. Si on désire obtenir une différence de pression élevée, le flux massique doit être élevé. À l'inverse, si on veut une différence de pression faible, on doit avoir un flux massique faible. Donc :

Si $d\Delta p > 0$ alors $dG_{\text{calc}} > 0$: le flux massique est trop élevé pour la différence de pression voulue aux collecteurs. On diminue le flux massique.

Si $d\Delta p < 0$ alors $dG_{\text{calc}} < 0$: le flux massique est trop faible par la différence de pression voulue aux collecteurs. On augmente le flux massique.

Comme nous avons une perte de pression, alors la correction appliquée est la suivante :

$$G_{\text{nouveau}} = G_{\text{ancien}} - dG_{\text{calculé}} \quad (5.16)$$

À l'aide d'un processus itératif, on applique l'équation 5.16 jusqu'à ce que l'on obtienne la différence de pression voulue. On doit alors appliquer un critère de convergence du calcul appliqué pour la variable $d\Delta p$ près de 0. Pour ce qui est de l'algorithme de correction dG , on a dans ce cas une correction de forme grossière. Effectivement, on a supposé un coefficient de frottement f constant. La situation présentée dans la section suivante sera plus raffinée et plus adaptée à la situation réelle. On appliquera le modèle de l'équation 5.12 et l'équation 5.16 pour de l'écoulement diphasique. De plus, on aura un coefficient de frottement dépendant du flux massique. On aura alors des termes supplémentaires pour notre algorithme.

b) Canal avec de l'écoulement diphasique et turbulent

Maintenant, on applique le même algorithme de correction du flux massique. On utilise un coefficient de frottement adapté pour un écoulement turbulent dépendant du flux massique $f(G)$. Pour la perte de pression d'un écoulement diphasique, on utilise le facteur multiplicatif ϕ_{l0}^2 . On a maintenant une différence de pression de la forme suivante (Collier & Thome, 1996):

$$\Delta p = \frac{1}{2} f \frac{G^2}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \phi_{l0}^2 \quad (5.17)$$

avec le multiplicateur diphasique donné par :

$$\phi_{l0}^2 = \frac{\left(1 + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_g} - 1 \right) \right)}{\left(1 + x \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} - 1 \right) \right)^{-\frac{1}{4}}} \quad (5.18)$$

Pour l'écoulement turbulent :

$$f = \frac{0,3164}{\text{Re}_L^{\frac{1}{4}}} = \frac{0,3164}{\left(\frac{GD_h}{\mu_L}\right)^{\frac{1}{4}}} \quad (5.19)$$

Avec le titre d'écoulement x du caloporteur, on applique l'équation 5.12 de la manière suivante :

$$dG = \left(\left(\frac{\partial \Delta p}{\partial G} \right) + \left(\frac{\partial \Delta p}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial G} \right) \right)^{-1} d\Delta p \quad (5.20)$$

Maintenant, on doit calculer les dérivées de l'équation 5.20 analytiquement. D'abord la dérivée par rapport au flux massique :

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial G} = \frac{1}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \phi_{l0}^2 \left(fG + \frac{1}{2} G^2 \frac{df}{dG} \right) = \frac{1}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \phi_{l0}^2 \left(fG - \frac{1}{4} \frac{1}{2} G^2 \frac{0,3164}{\left(\frac{GD_h}{\mu_L}\right)^{\frac{5}{4}}} \frac{D_h}{\mu_L} \right) \quad (5.21)$$

En simplifiant :

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial G} = \frac{1}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \phi_{l0}^2 G \left(f - \frac{1}{8} \frac{0,3164}{\left(\frac{GD_h}{\mu_L}\right)^{\frac{5}{4}}} \left(\frac{GD_h}{\mu_L} \right) \right) = \frac{1}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \phi_{l0}^2 G \left(f - \frac{1}{8} \frac{0,3164}{\left(\frac{GD_h}{\mu_L}\right)^{\frac{1}{4}}} \right) = \frac{7}{8} \frac{fG}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \phi_{l0}^2$$

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial G} = \frac{7}{8} \frac{fG}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \phi_{l0}^2 \quad (5.22)$$

On reprend l'équation 5.17, qu'on dérive par rapport au titre x :

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial x} = \frac{1}{2} f \frac{G^2}{\rho_L} \left(\frac{L}{D_h} \right) \frac{\partial}{\partial x} \phi_{l0}^2 \quad (5.23)$$

On précise la dérivée de ϕ_{l0}^2 par rapport au titre x :

$$\frac{\partial}{\partial x} \phi_{l0}^2 = \left[\frac{\left(\frac{\rho_L}{\rho_g} - 1 \right)}{\left(1 + x \left(\frac{\mu_L}{\mu_g} - 1 \right) \right)^{\frac{1}{4}}} - \frac{1}{4} \frac{\left(1 + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_g} - 1 \right) \right) \left(\left(\frac{\mu_L}{\mu_g} - 1 \right) \right)}{\left(1 + x \left(\frac{\mu_L}{\mu_g} - 1 \right) \right)^{\frac{5}{4}}} \right] \quad (5.24)$$

Pour la dérivée du titre par rapport au flux massique, on peut considérer le bilan d'énergie suivant sur tout le canal. Cette considération sur le bilan est nécessaire afin d'avoir une relation claire entre le titre et le flux massique. Cette relation est raisonnable selon Collier et Tapucu (Collier & Thome, 1996 ; Tapucu, 2010) :

$$GA_{calo} h_{entrée} + \pi q'' D_{ext} L_{sat} = GA_{calo} h_L + GA_{calo} x h_{fg} \quad (5.25)$$

On isole le titre dans l'équation 5.25 :

$$x(L_{sat}) = \frac{h_{entrée} - h_L}{h_{fg}} + \frac{\pi q'' D_{ext} L_{sat}}{GA_{calo} h_{fg}} = \frac{h_{entrée} - h_L}{h_{fg}} + \frac{4q'' D_{ext} L_{sat}}{GD_h^2 h_{fg}} \quad (5.26)$$

On peut obtenir la longueur d'ébullition en prenant le point où le titre ($x = 0$) est nul :

$$L_{ebul} = -(h_{entrée} - h_L) \frac{GD_h^2}{4q'' D_{ext}} \quad (5.27)$$

On obtient, en substituant l'équation 5.27 dans 5.26, la fonction finale du titre :

$$x(G) = \frac{4q'' D_{ext} L_{tige}}{GD_h^2 h_{fg}} \quad (5.28)$$

où $L_{sat} = L_{tige} - L_{ebul}$ et sa dérivée par rapport au flux massique G :

$$\frac{\partial x}{\partial G} = -\frac{4q'' D_{ext} L_{tige}}{G^2 D_h^2 h_{fg}} \quad (5.29)$$

On n'a qu'à substituer les équations 5.22, 5.23 et 5.29 dans l'équation 5.20 pour obtenir l'expression finale de l'algorithme de correction du flux massique à la différence de pression voulue. On aurait pu ajouter d'autres termes de moindre importance dans l'équation 5.20, mais les résultats auraient changé d'un très faible pourcentage (moins de 0,1 %) d'après (Tye, 1991; (Rowe et al., 1993). Puisque toutes les fonctions appliquées ici sont monotones, alors la même méthode d'ajustement de flux massique que l'équation 5.16 est applicable.

Dans le cas d'un réacteur CANDU-6, comme on travaille avec des flux massiques de 6500 à 9800 kg/m² s, la viscosité du liquide est de 10^{-4} kg/m s et le diamètre hydraulique est de 6 mm, alors le coefficient de frottement f peut être considéré constant et ayant une valeur de 0,012 (Collier & Thome, 1996 ; Manzer & Gacera, 1979). Il est bien évident que l'on a un écoulement turbulent, car les nombres de Reynolds sont situés entre 2×10^5 et 5×10^5 . Ces dernières précisions et suppositions permettent de simplifier le problème.

Finalement, ce sera sur la base du formalisme développé dans cette section que seront effectués les calculs couplés dans la section suivante. On obtient donc un formalisme adéquat exigeant seulement une quantité de calculs raisonnable.

CHAPITRE 6 LES CALCULS COUPLÉS AVEC ARTHUR-DONJON UTILISANT L'ALGORITHME DE CORRECTION.

Le présent chapitre expose les résultats obtenus avec le calcul couplé ARTHUR-DONJON après avoir implanté l'algorithme de correction. Dans la première section, on explique le nouveau schéma du logiciel ARTHUR avant d'aborder les résultats obtenus pour un seul canal. Dans les autres sections, on appliquera le même algorithme mais dans un premier temps pour le réacteur complet à l'état stationnaire et dans un deuxième temps pour le réacteur complet à l'état transitoire.

6.1 Les calculs sur un seul canal à l'état stationnaire

D'abord, il faut résumer les modifications techniques au logiciel ARTHUR permettant d'utiliser l'algorithme de correction développé à la section 5.2.3.b. Pour ce faire, il aura fallu ajouter une boucle d'itération supplémentaire dans le logiciel ARTHUR contenant le calcul du canal avec les conditions initiales telle que montré à la figure 3.3 au chapitre 3. À la différence de cette figure, on ajoute une routine contenant l'algorithme décrit par l'équation 5.20 avec les dérivées partielles correspondantes dans la boucle d'itération supplémentaire. On suppose donc un écoulement diphasique et turbulent. De plus, on impose la condition de pression aux extrémités avec un critère de convergence de $1,0 \times 10^{-3}$ dans l'algorithme; ce qui donne 0,1 % de précision sur les résultats. C'est une précision similaire aux travaux sur ASSERT-4 (Tye, 1991).

Une fois le schéma de calcul présenté à la figure 6.1 implanté dans ARTHUR, on a débuté par des calculs stationnaires d'un seul canal de réacteur. On a varié les conditions de pression imposées entre 0,5 MPa et 1,0 MPa en utilisant les conditions du tableau 6.1. Les puissances de grappes changent très peu comparativement aux autres variables telles que le flux massique, le titre et le taux de vide selon la figure 6.2.

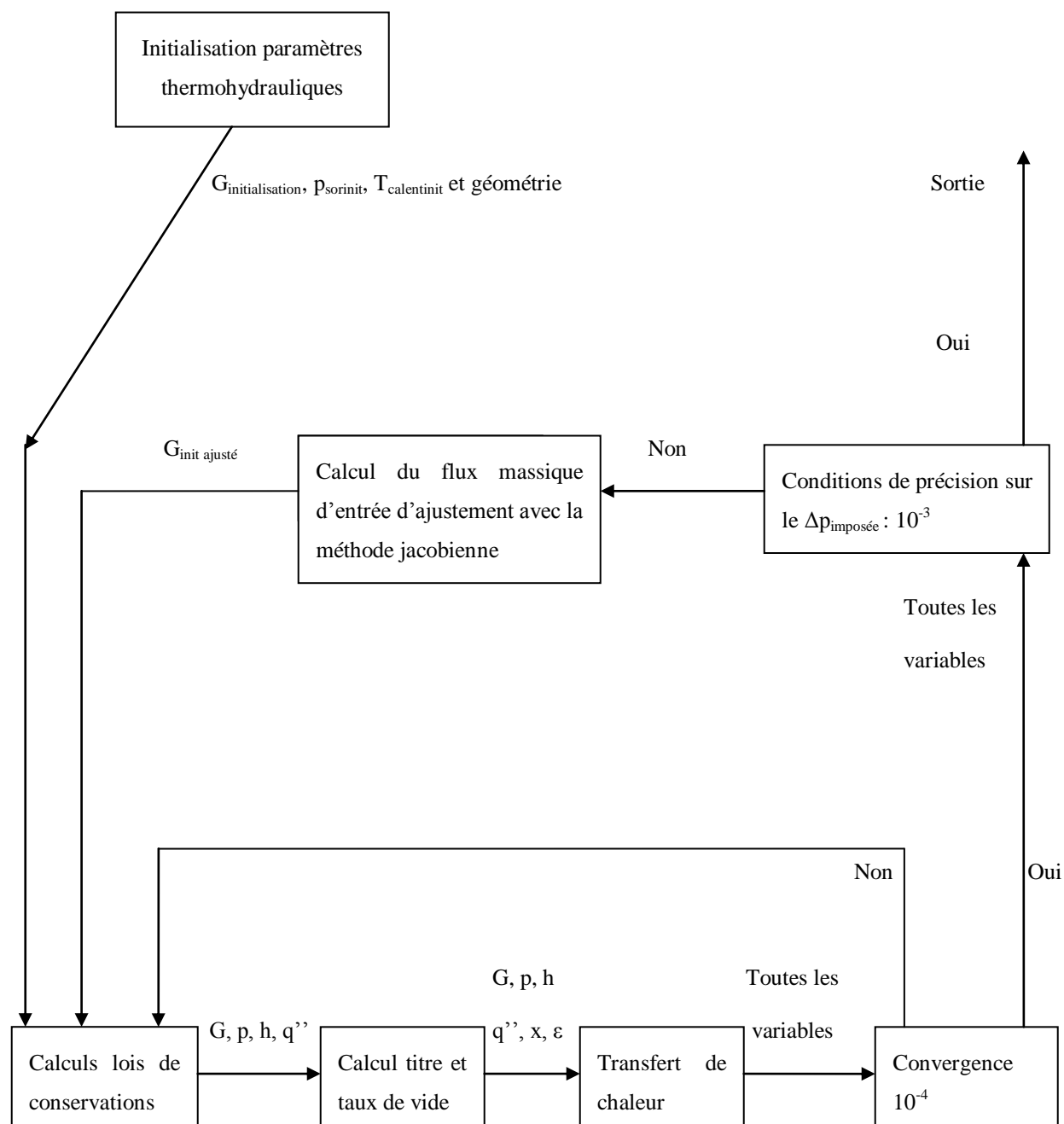


Figure 6.1 Nouveau schéma du logiciel ARTHUR.

Tableau 6.1 Conditions initiales de fonctionnement des simulations de canal unique à l'état stationnaire.

Variable	Valeur
Puissance totale du canal (MW)	5,43
Flux massique à l'entrée du canal pour initialisation du calcul ($\text{kg/m}^2 \text{ s}$)	7000
Intervalle de pression à l'entrée du canal (MPa)	10,8 à 11,3
Pression à la sortie du canal (MPa)	10,3
Température du caloporteur à l'entrée du canal ($^{\circ}\text{C}$)	266
Diamètre interne du combustible (cm)	1,12
Diamètre externe de la gaine (cm)	1,31
Distance inter-tige (centre à centre) (cm)	1,486

Les figures 6.3, 6.4 et 6.5 ainsi que les figures de l'annexe B démontrent très bien l'effet des différentes conditions imposées aux collecteurs. On remarque sur la figure 6.3 que plus la différence de pression imposée aux collecteurs est importante, plus le flux massique ajusté est élevé. Cela est l'effet direct des équations 2.4 et 2.30 lorsque le flux massique à l'entrée est ajustée. Pour ce qui est du titre, plus le flux massique corrigé et la différence de pression sont importantes, plus le titre est faible selon les figures 6.4 et 6.5.

Selon la section 4.1 et les figures de l'annexe A pour le calcul à un seul canal, le modèle initial donnait comme différence de pression 0,7 MPa avec un flux massique de $7000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$. À la figure 6.5, on remarque que le titre est nul lorsque l'on impose une différence de pression de 1,0 MPa; on a donc un écoulement monophasique. Le flux massique du même calcul à 1,0 MPa est de $10\,000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, ce qui est beaucoup plus élevé que ce que l'on retrouve en réalité dans les canaux de réacteur CANDU-6. Il est à noter que le flux massique est de $8500 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ dans un canal à puissance maximale dans le cas réel d'un CANDU-6. L'écart avec la réalité provient d'un calcul stationnaire à un seul canal avec une différence de pression plus élevée que la normale (Manzer & Gacera, 1979).

En observant les figures de l'annexe B, on peut remarquer que la densité et la température du caloporteur sont influencés par la différence de pression imposée. C'est le même phénomène que pour le titre et le taux de vide. Plus la différence de pression imposée est élevée, plus la saturation survient près de l'extrémité (grappe 12) du canal. À 1,0 MPa, il n'y a pas de saturation car il y a écoulement monophasique. Il est donc important d'imposer les bonnes conditions de pression aux collecteurs. On s'approchera de la réalité avec un calcul du réacteur entier et l'effet dynamique.

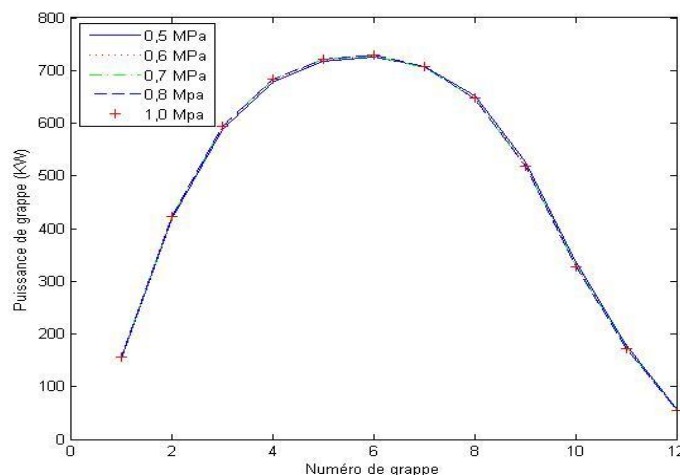


Figure 6.2 Puissances de grappes des canaux de chaque différence de pressions imposées.

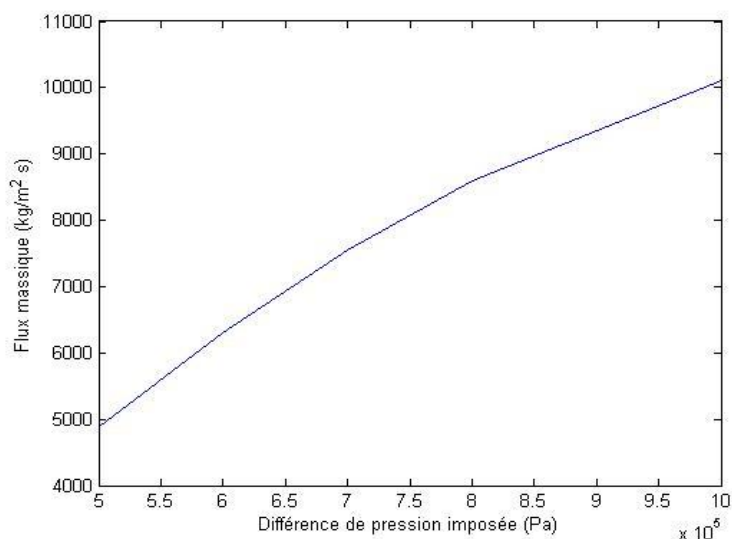


Figure 6.3 Flux massique en fonction de la différence de pression imposée.

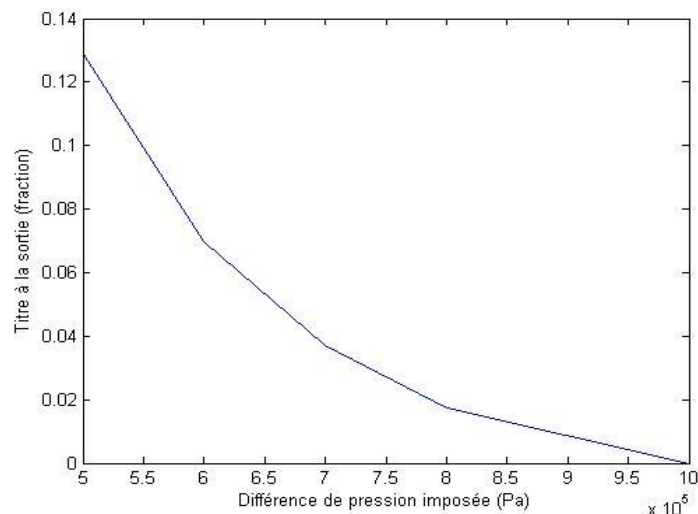


Figure 6.4 Titre à la sortie en fonction de la différence de pression imposée.

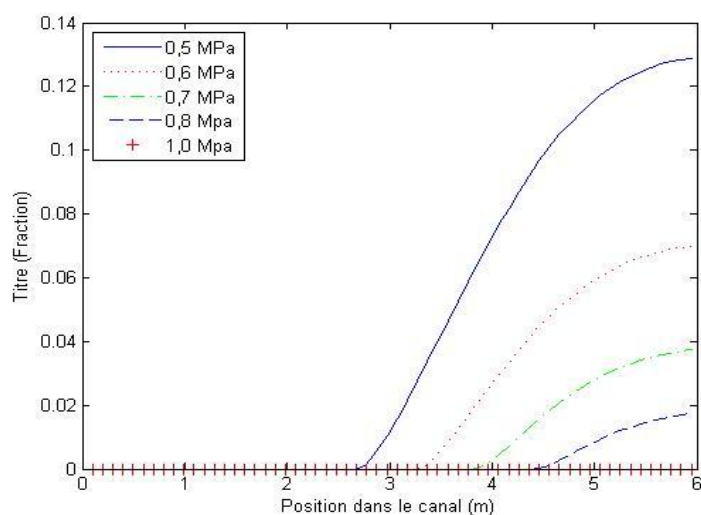


Figure 6.5 Titres de canal de chaque différence de pressions imposées.

Pour conclure sur ces calculs à un seul canal, il est clair que cet exercice a permis de montrer l'effet des conditions de pression aux collecteurs sur les différentes variables thermohydrauliques. Bien sûr, on ne tient pas encore compte des dispositifs de contrôle tels que les barres liquides et les barres de compensations. Les prochains calculs pour le réacteur complet tiennent compte de ces dispositifs ainsi que du phénomène d'ébullition du caloporteur dans ces canaux.

6.2 Les calculs de réacteur CANDU-6 complet à l'état stationnaire

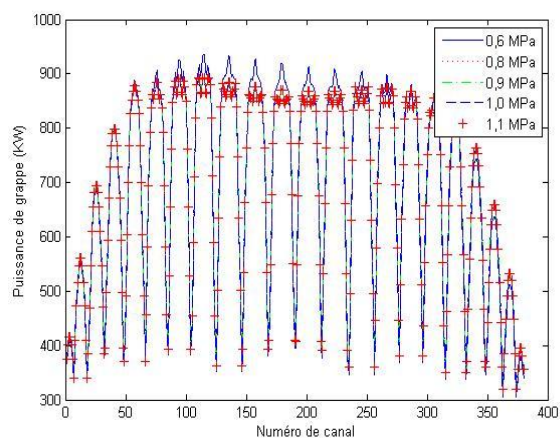
Après avoir testé notre algorithme d'ajustement de flux massique (éq. 5.20) aux conditions de pressions sur un calcul à un seul canal, ce dernier a été appliqué pour un calcul d'un réacteur CANDU-6 complet à 380 canaux. On impose pour tous les canaux les mêmes conditions aux collecteurs. C'est ce qui se fait réellement dans tous les réacteurs CANDU-6 en état de fonctionnement.

D'abord, on a effectué le même exercice que la section précédente d'imposer différentes valeurs de différences de pression. On a utilisé pour ces calculs les conditions thermohydrauliques initiales de canal du tableau 6.2. On a imposé des différences de pression de 0,6 Mpa à 1,1 Mpa pour ensuite comparer les résultats du point de vue des distributions de variables dans les canaux. Les principales variables étant : puissance, flux massique et titre.

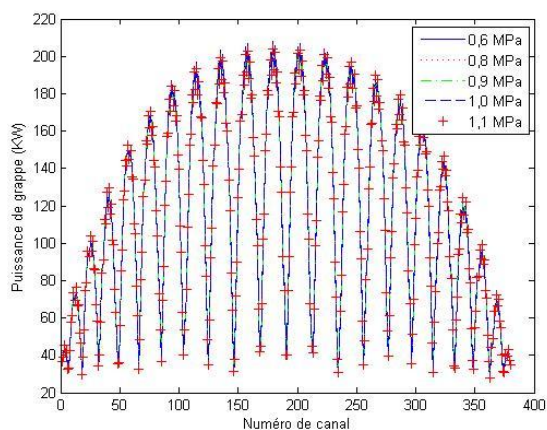
Les distributions de puissance de la figure 6.6 nous montrent très peu de variabilité. On remarque qu'il y a le sommet central comme dans les calculs à un seul canal et qu'il y a deux pics vers les extrémités causés par les barres de compensations. On observe aussi que les canaux du centre du réacteur sont plus puissants que ceux en périphérie. Ce constat est usuel dans ce type de calcul.

Tableau 6.2 Conditions initiales de fonctionnement des simulations de cœur complet à l'état stationnaire.

Variable	Valeur
Puissance totale du réacteur (MW)	2061,4
Valeurs de flux massique à l'entrée des canaux pour initialisation (kg/m ² s)	4000 à 8500
Intervalles de pressions à l'entrée des canaux (MPa)	10,9 à 11,4
Pression à la sortie des canaux (MPa)	10,3
Température du caloporteur à l'entrée des canaux (°C)	262
Diamètre interne du combustible (cm)	1,20
Diamètre externe de la gaine (cm)	1,31
Distance inter-tige (centre à centre) (cm)	1,486



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure 6.6 Distributions de puissance pour différentes conditions de pression imposées.

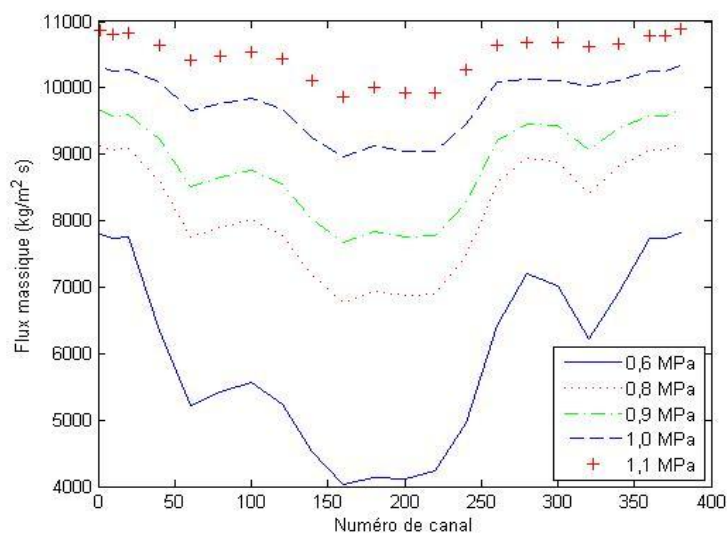


Figure 6.7 Distributions de flux massique pour différentes conditions de pression imposées.

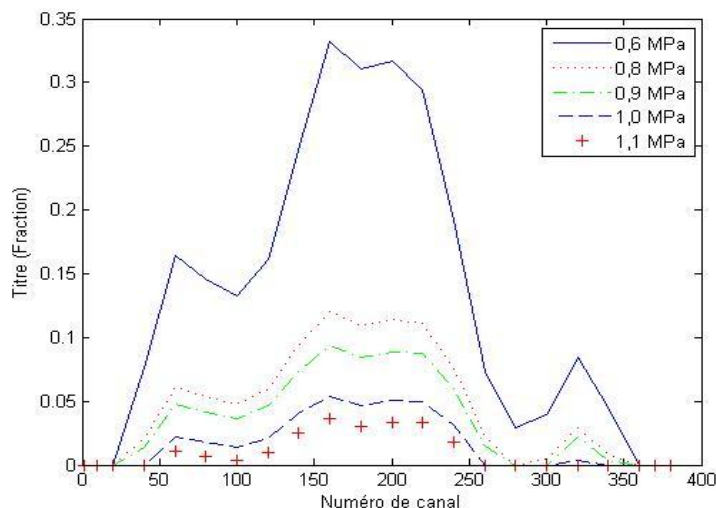


Figure 6.8 Distributions de titre à la sortie pour différentes conditions de pression imposées.

En observant les figures 6.7 et 6.8, on peut affirmer que plus la différence de pression imposée aux canaux est élevée, plus les flux massiques sont importants et plus les titres sont faibles. Il en est de même du taux de vide en annexe C. Cet effet est très remarquable dans les canaux du centre du réacteur où le titre et le flux massique varient beaucoup lorsqu'il y a de l'écoulement diphasique. En regardant attentivement la figure 6.8, plus la différence de pression imposée est élevée, moins il y a de canaux avec de l'écoulement diphasique et de la saturation. À 0,6 MPa, le flux massique était au minimum à $4000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$. À 1,1 MPa, il était à $9800 \text{ Kg/m}^2 \text{ s}$.

On remarque à la figure 6.7 que dans chaque cas, le flux massique est plus faible dans les canaux du centre du réacteur qu'en périphérie. Cela est relié premièrement à la puissance de ces canaux et par entraînement au titre. Les canaux avec flux massique faibles ont une puissance maximale et par conséquent un titre maximum à la sortie; l'ébullition y est plus importante. En analysant les équations 2.4 et 2.30, à différence de pression égale, on arrive à la conclusion que le fluide caloporteur est expulsé en priorité vers les canaux périphériques pour respecter la différence de pression imposée Δp par l'algorithme de correction.

De plus, les figures de l'annexe C montrent aussi par les températures et densités de caloporteur les mêmes phénomènes observés sur les figures 6.6 à 6.8 ; plus les différences de pression sont élevées, moins il y a de l'écoulement diphasique.

Finalement, la condition de différences de pression la plus réaliste à utiliser pour tous les autres calculs si on compare les résultats des figures 6.6 à 6.8 avec la figure 4.6 du chapitre 4 est d'imposer la différence de pression à 0,9 MPa. Cette condition nous permettra d'obtenir des conditions thermohydrauliques les plus près des mesures en centrale (Manzer & Gacera, 1979). On remarque aussi que le titre et le taux de vide sont légèrement surévalués (8,5 % pour le titre et 30 % pour le taux de vide), même dans ces calculs. Cela est encore dû aux flux massiques qui dépassent la plage de validité du modèle de Saha-Zuber (Fassi-Fehri, 2008). D'un côté, l'augmentation de la différence de pression permet de baisser le titre et de l'autre cela augmente le flux massique. La valeur de 0,9 MPa est donc appropriée.

6.3 Les calculs de réacteur CANDU-6 complet à l'état transitoire

Une fois les conditions de pression aux collecteurs déterminées, il reste à faire évoluer temporellement le calcul de réacteur complet à l'état stationnaire avec des transitoires courtes. On choisit le calcul avec la condition de différence de pression imposée de 0,9 MPa. D'abord, on effectue des petites perturbations thermohydrauliques dans tous les canaux. Ensuite, on effectue des perturbations thermohydrauliques plus importantes sur un seul canal. On termine avec deux transitoires de puissance causées par le retrait de barres de compensation du banc 1. Le but est de vérifier si les conditions de pression aux collecteurs seront respectées en appliquant différents types de perturbations. On veut tester l'algorithme de correction d'une façon satisfaisante.

6.3.1 Les perturbations thermohydrauliques sur tout le cœur

L'utilisation des perturbations thermohydrauliques sur tout le cœur permet de s'assurer de respecter les conditions aux collecteurs. Les conditions initiales sont présentées au tableau 6.3. On applique des perturbations sur la pression de sortie des canaux et sur la température du

caloporteur à l'entrée des canaux : ce sera successivement des baisses et des hausses de ces quantités de 0,5 % par minute.

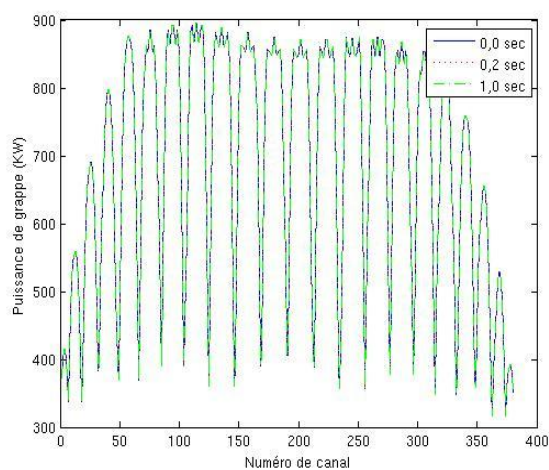
Tableau 6.3 Conditions initiales de fonctionnement des simulations à l'état transitoire pour les perturbations sur tous les canaux.

Variable	Valeur
Puissance totale du réacteur (MW)	2061,4
Valeurs de flux massique à l'entrée des canaux pour initialisation (kg/m ² s)	4000 à 8500
Pression à l'entrée des canaux (MPa)	11,2
Pression à la sortie des canaux (MPa)	10,3
Température du caloporteur à l'entrée des canaux (°C)	266
Diamètre interne du combustible (cm)	1,20
Diamètre externe de la gaine (cm)	1,31
Distance inter-tige de la simulation de baisse de pression (centre à centre) (cm)	1,486
Distance inter-tige des autres simulations (centre à centre) (cm)	1,50
Intensité de perturbation en pression de sortie et/ou en température d'entrée (hausse et/ou baisse) (% / minute)	0,5

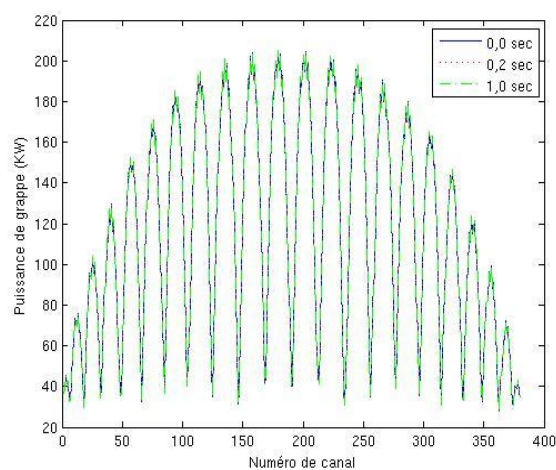
La première situation concerne la baisse de pression de sortie des canaux sont présentés aux figures 6.9 à 6.11. On observe que les distributions de puissances, les flux massiques et les titres des canaux ne changent presque pas. Il y a une très petite hausse de puissance (2061,40 MW à 0,0 sec à 2061,66 MW à 1,0 sec selon le tableau 6.4). Cela est justifié, on applique une perturbation « infinitésimale ». De même, suite à la hausse de puissance, le titre augmente d'une façon « infinitésimale ». Ces perturbations affectent très peu le comportement général du système et des variables selon les figures 6.9 à 6.11. Les autres figures présentées en annexe D permettent d'arriver au même constat.

Tableau 6.4 Puissances totales de réacteur à 1,0 sec pour les différentes perturbations thermohydrauliques.

Perturbation thermohydraulique	Puissance totale à 1,0 sec (MW)
Baisse de pression de sortie	2061,66
Hausse de pression de sortie	2061,17
Baisse de température du caloporteur à l'entrée	2061,03
Hausse de température du caloporteur à l'entrée	2061,76



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure 6.9 Distributions de puissance à différents temps pour une baisse de pression des canaux.

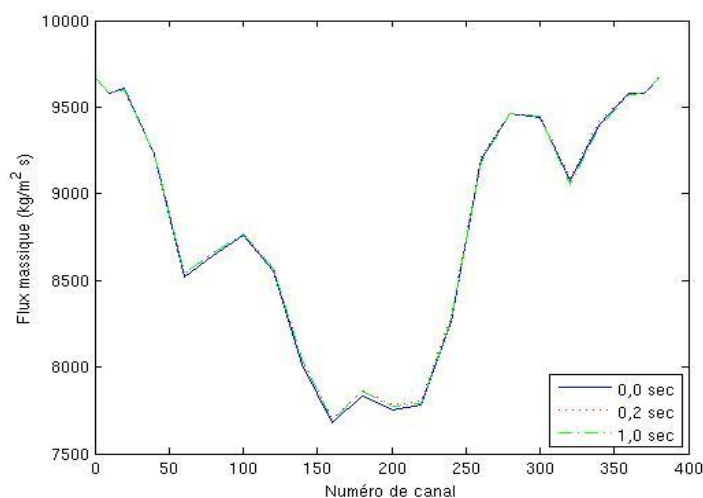


Figure 6.10 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une baisse de pression des canaux.

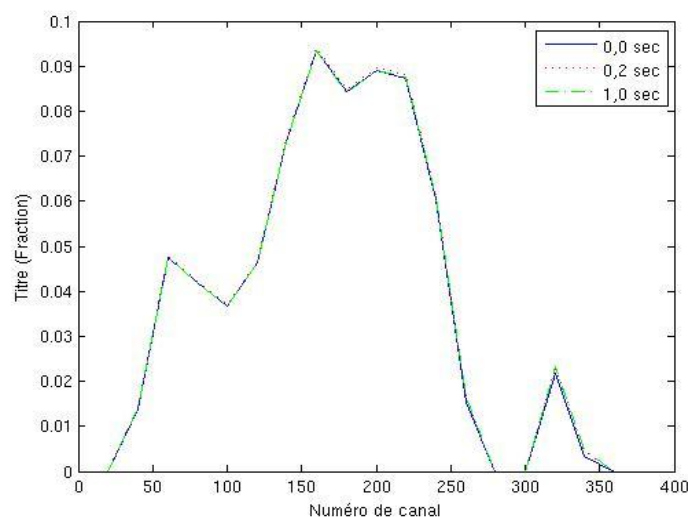
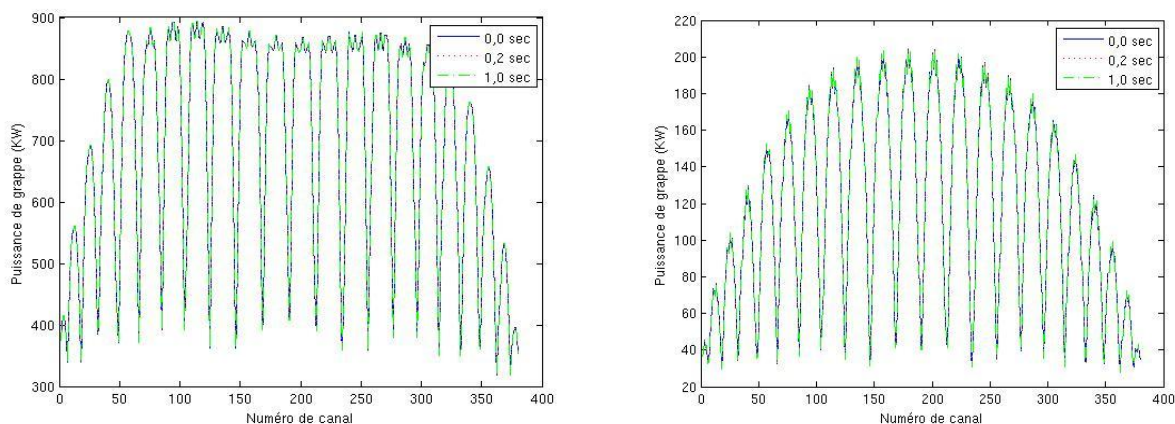


Figure 6.11 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une baisse de pression des canaux.

La deuxième situation est présentée aux figures 6.12 à 6.14. Elle concerne une hausse de pression de sortie des canaux de 0,5 % par minute. Encore une fois, les différences sont très faibles dans les variations des variables usuelles telles que les flux massiques, les titres et les puissances. La puissance totale diminue très légèrement (de 2061,4 MW à 0,0 sec vers 2061,17 MW à 1,0 sec selon le tableau 6.4). Toutefois, on tient compte dans ce cas de la taille du caloporteur. Avant, on utilisait une distance inter-tige de 1,486 cm. Pour cette simulation et les autres qui suivront dans

ce chapitre, on utilise 1,500 cm afin d'avoir des titres et des taux de vide correspondants plus aux conditions du réacteur (on obtient à la figure 6.14 : 5,9 % au lieu de 8,5 %). Par contre, les flux massique augmentent légèrement.



a) Grappe 6.

b) Grappe 12.

Figure 6.12 Distributions de puissance à différents temps pour une hausse de pression des canaux.

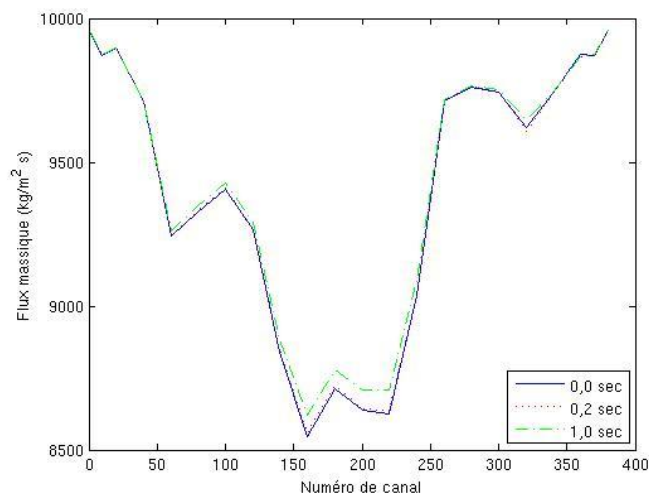


Figure 6.13 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une hausse de pression des canaux.

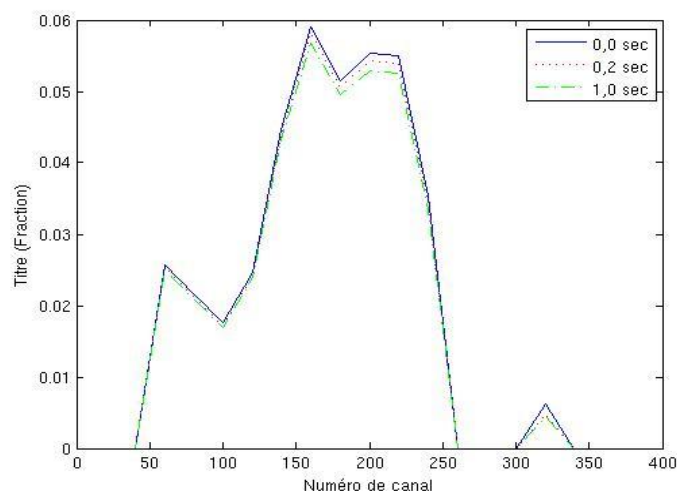
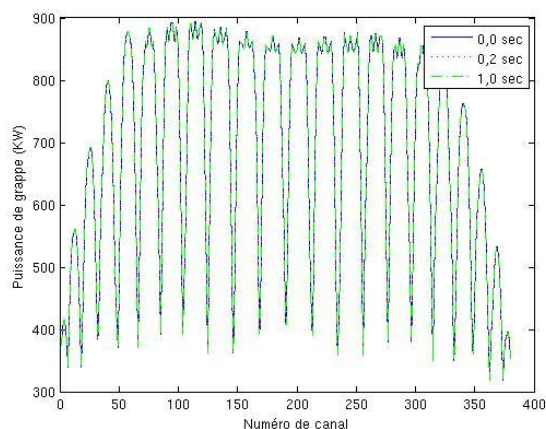
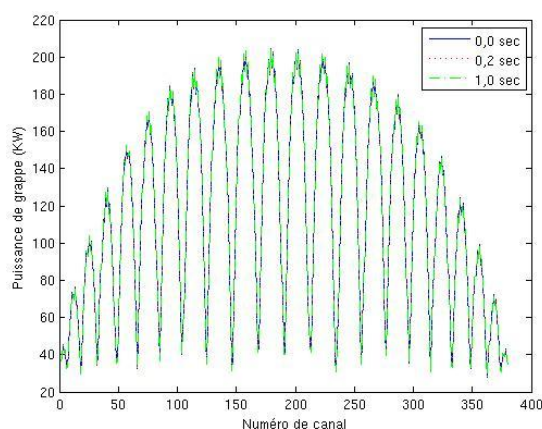


Figure 6.14 Distributions de titre à la sortie à différents temps pour une hausse de pression des canaux.

Selon les figures 6.15 à 6.20 , les baisses et les hausses de température de caloporteur à l'entrée donnent une petite baisse de puissance totale pour la baisse de température (2061,4 MW à 0,0 sec à 2061,03 MW à 1,0 sec selon le tableau 6.4) et une petite hausse de puissance pour la hausse de température (2061,4 MW à 0,0 sec et 2061,76 MW à 1,0 sec selon le tableau 6.4). Ici encore, les effets sur les autres variables thermohydrauliques sont minimales car on perturbe très faiblement.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure 6.15 Distributions de puissances à différents temps pour une baisse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.

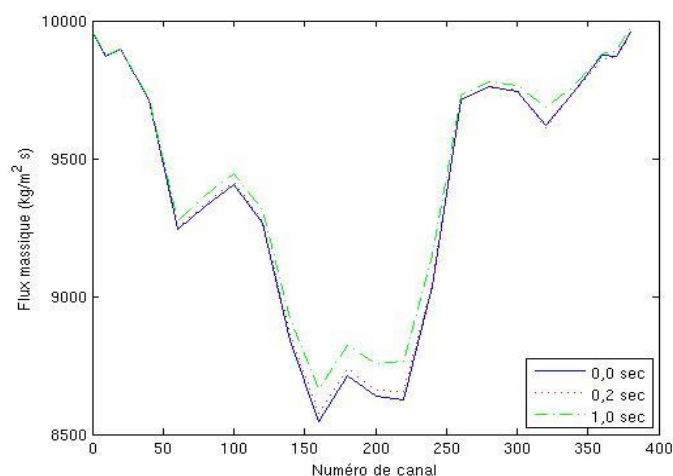


Figure 6.16 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une baisse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.

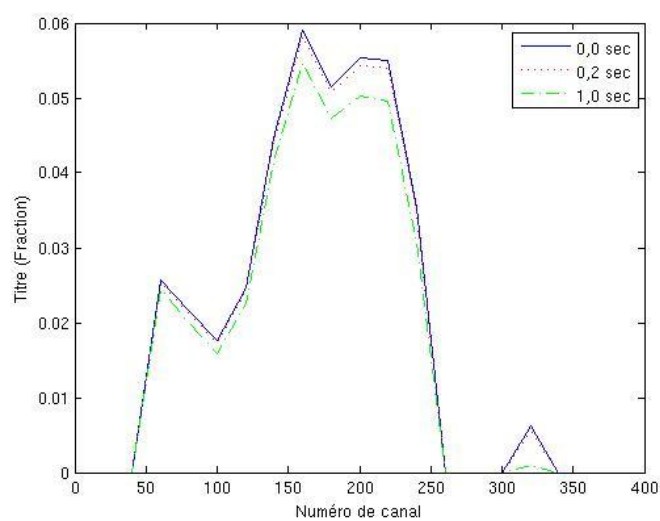
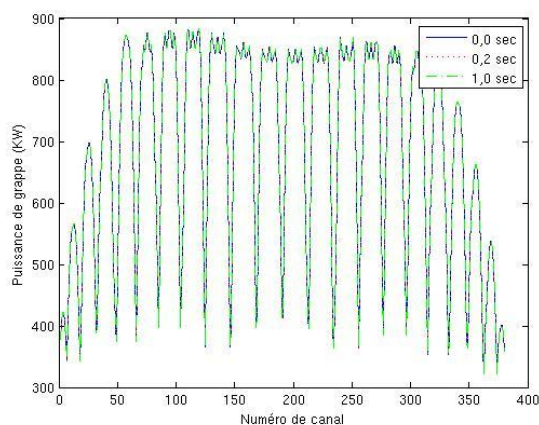
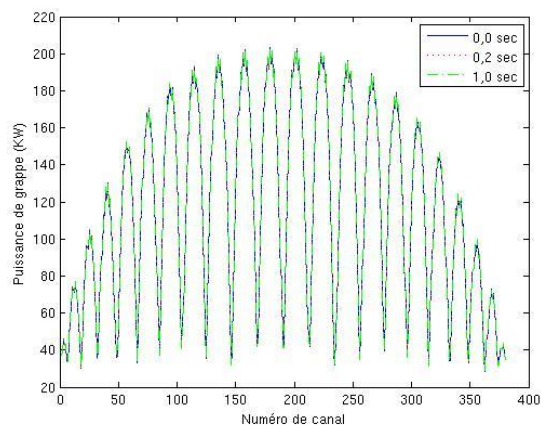


Figure 6.17 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une baisse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure 6.18 Distributions de puissances à différents temps pour une hausse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.

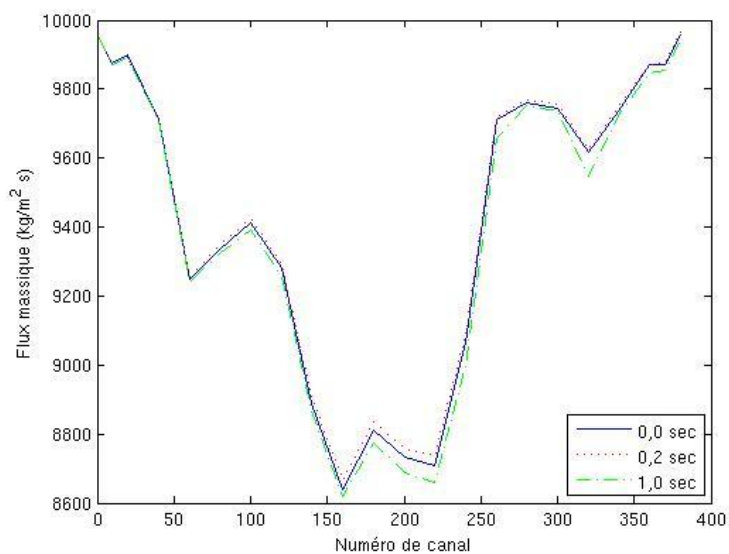


Figure 6.19 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une hausse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.

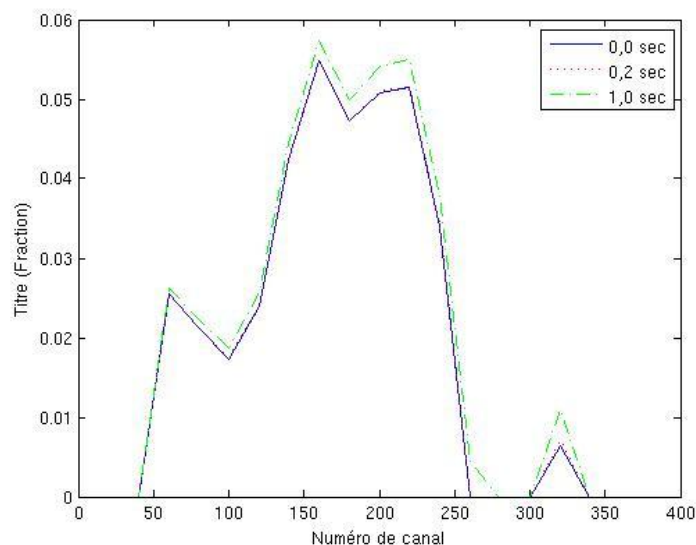


Figure 6.20 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une hausse de température du caloporteur à l'entrée des canaux.

Finalement, les résultats ont été obtenus après de longs calculs couplés. Pour des raisons de temps de calculs nécessaires, on n'a pas fait plus de 1,0 sec de transitoire pour ces types de perturbations. Mais, ces résultats démontrent bien que les conditions aux collecteurs demeurent respectées malgré de petites perturbations thermohydrauliques. De plus, on n'a pas perturbé le flux massique à l'entrée dans le temps, car ce dernier est ajusté selon les conditions de pression imposées. La perturbation du flux massique se fait « automatiquement » par les pressions imposées. Les résultats s'approchent d'une centrale réelle à environ 0,1 % près (Manzer & Gacera, 1979).

6.3.2 Les perturbations thermohydrauliques importantes dans un seul canal

Pour mieux apprécier les limites du calcul couplé avec le nouvel algorithme, on fait une perturbation plus importante sur un seul canal avec des calculs sur un réacteur complet. Cela peut simuler un incident important sur un canal d'un réacteur.

On choisit le canal 220, près du centre du réacteur, qui est caractéristique de ce qui se passe du point de vue thermohydraulique lors d'écoulement diphasique (figure 6.21). On perturbe encore

une fois les mêmes variables qui sont la pression de sortie et la température du caloporteur à l'entrée du canal 220. On perturbe en baisse et en hausse de 10 % par minute les conditions du tableau 6.5.

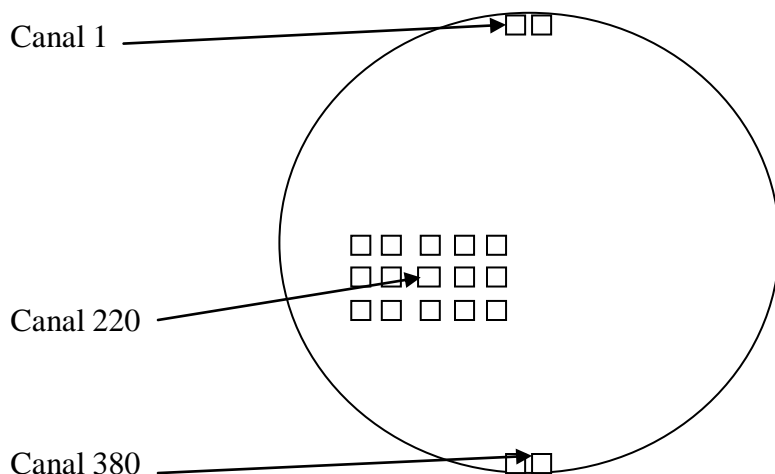


Figure 6.21 Schéma de la position du canal 220 dans le cœur du réacteur CANDU-6.

Tableau 6.5 Conditions initiales de fonctionnement des simulations à l'état transitoire pour les perturbations sur le canal 220.

Variable	Valeur
Puissance totale du réacteur (MW)	2061,4
Valeurs de flux massique à l'entrée des canaux pour initialisation (kg/m ² s)	4000 à 8500
Pression à l'entrée des canaux (MPa)	11,2
Pression à la sortie des canaux (MPa)	10,3
Température du caloporteur à l'entrée des canaux (°C)	266
Diamètre interne du combustible (cm)	1,20
Diamètre externe de la gaine (cm)	1,31
Distance inter-tige (centre à centre) (cm)	1,50
Intensité de perturbation en pression de sortie et/ou en température d'entrée du canal 220 (hausse et/ou baisse) (%/minute)	10,0 %

Les résultats pour les variations de puissance totale sont présentés au tableau 6.6. La puissance totale initiale pour tous les transitoires est de 2061,4 MW. On remarque que les variations de puissances sont encore une fois très faibles. Les perturbations appliquées dans le canal 220 seulement sont plus fortes par rapport aux perturbations généralisées de la section précédente 6.3.1., l'effet est tout aussi minime sur l'ensemble des 380 canaux du réacteur. De même, les puissances de grappes sont dans l'ensemble très peu affectées selon les figures 6.22 à 6.25. Cela correspond à la réalité d'une centrale à une fraction de pourcent près (Manzer & Gacera, 1979).

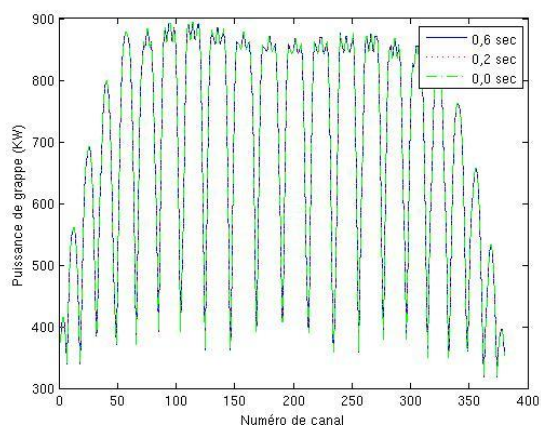
Tableau 6.6 Puissances totales à 0,6 seconde des différents calculs de perturbation du canal 220.

Perturbation thermohydraulique (canal 220)	Puissance totale à 0,6 sec (MW)
Puissance initiale, sans perturbation	2061,40
Baisse de pression à la sortie	2061,47
Hausse de pression à la sortie	2061,32
Baisse de température de caloporteur à l'entrée	2061,27
Hausse de température de caloporteur à l'entrée	2061,50

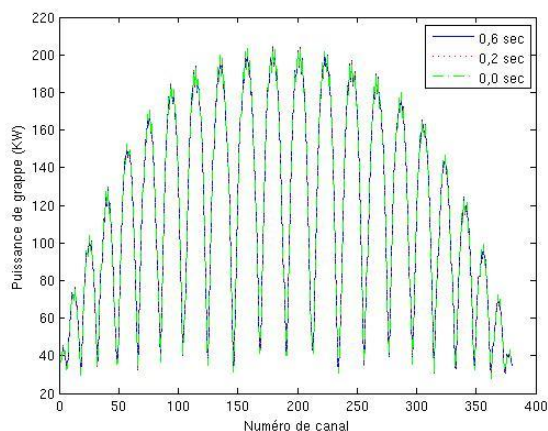
En regardant le tableau 6.6, on peut voir que les perturbations sur le canal 220 ont une incidence très faible sur la puissance totale. Par exemple, une baisse ou une hausse de 10 % par minute représente une variation absolue de la puissance totale de 0,08 MW sur 0,6 sec. Cela représente 0,004 % de variation, les autres canaux sont très peu affectés.

On peut faire le lien entre perturbation et puissance. S'il y a baisse de pression, il y a baisse de température de saturation, le titre à la sortie sera plus élevé, le taux de vide sera plus élevé et le flux massique sera plus bas. Un flux massique bas va donner moins d'évacuation de chaleur et une hausse de température du combustible. Cette hausse provoque une diminution de densité de l'uranium 238 ainsi qu'une baisse de section efficace d'absorption par effet Doppler. Le tout donnera comme résultat une hausse de puissance (Voir annexe D). De même, s'il y a baisse de température du caloporteur; il s'en suivra une hausse de densité de caloporteur et une augmentation de section efficace macroscopique d'absorption. Il s'en suit une baisse de

puissance. Pour les perturbations à la hausse, c'est l'inverse. Ce phénomène est décrit essentiellement par la variation du coefficient de réactivité dépendant de la température.

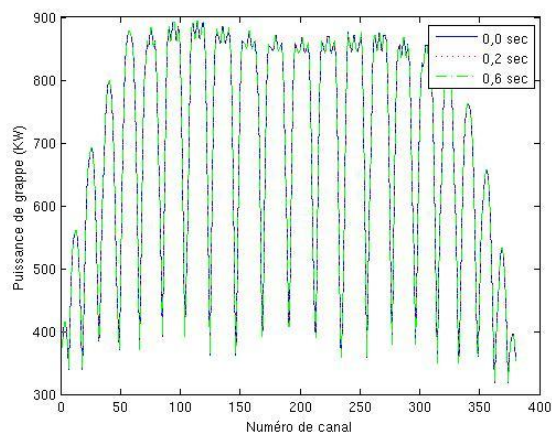


a) Grappe 6.

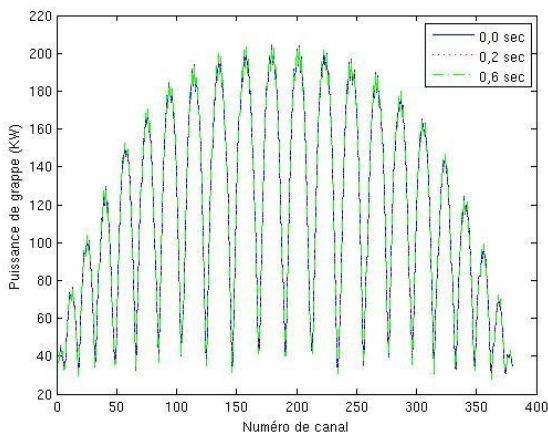


b) Grappe 12.

Figure 6.22 Distributions de puissances à différents temps pour une baisse de pression à la sortie du canal 220.

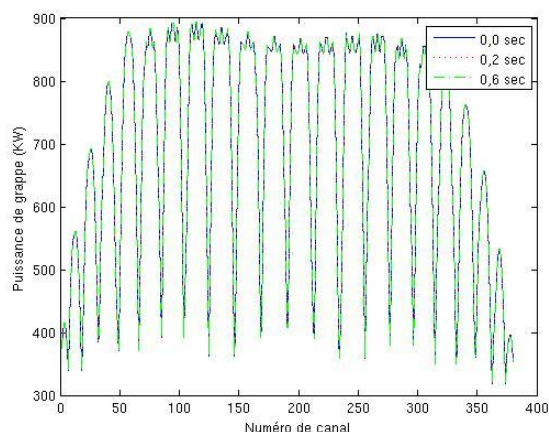


a) Grappe 6.

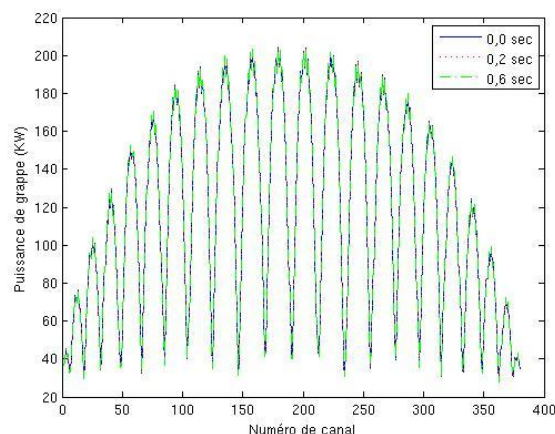


b) Grappe 12.

Figure 6.23 Distributions de puissances à différents temps pour une hausse de pression à la sortie du canal 220.

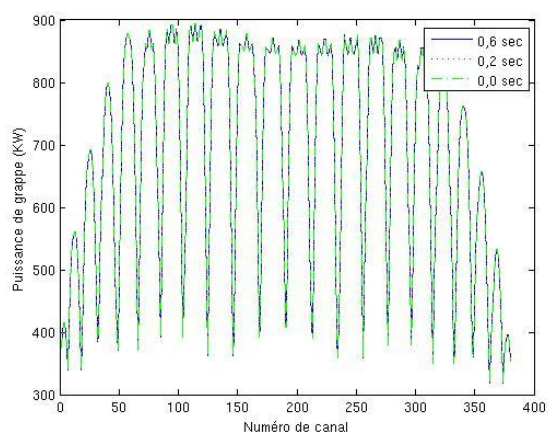


a) Grappe 6.

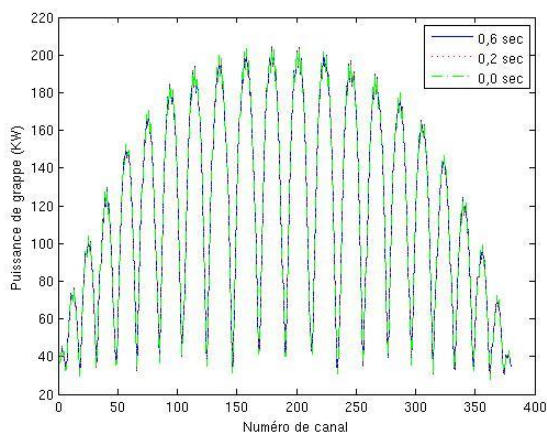


b) Grappe 12.

Figure 6.24 Distributions de puissances à différents temps pour une baisse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure 6.25 Distributions de puissances à différents temps pour une hausse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.

Pour les variables thermohydrauliques, l'effet des perturbations est tout aussi minime selon les figures 6.26 à 6.33 ainsi qu'aux figures de l'annexe D, tout comme pour les résultats de la section précédente. Le but est encore une fois de respecter les conditions aux collecteurs malgré des perturbations très localisées comme c'est le cas ici. C'est pour cette raison que l'on applique de faibles perturbations thermohydrauliques. Les perturbations plus fortes pourraient mener au non

respect des conditions de différences de pression aux collecteurs ; ce serait un cas très limite (Tye, 1991).

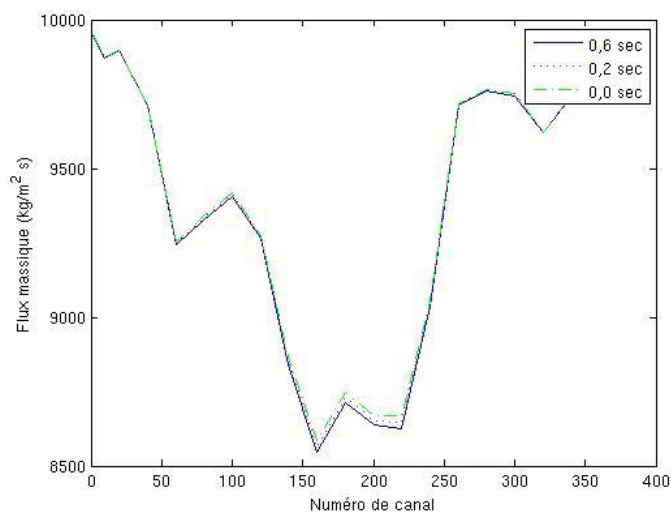


Figure 6.26 Distributions de flux massique à l'entrée à différents temps pour une baisse de pression à la sortie du canal 220.

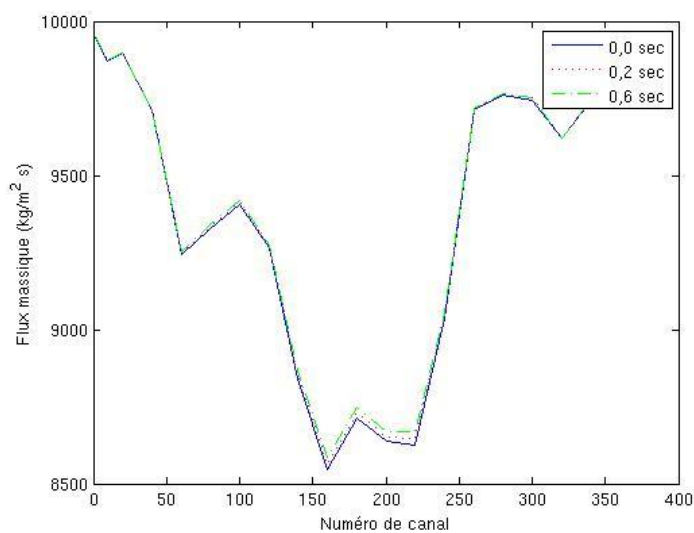


Figure 6.27 Distributions de flux massique à l'entrée à différents temps pour une hausse de pression à la sortie du canal 220.

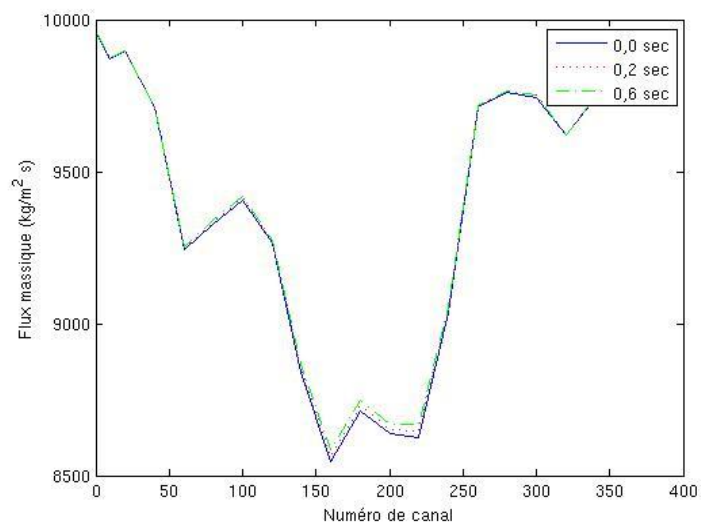


Figure 6.28 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une baisse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.

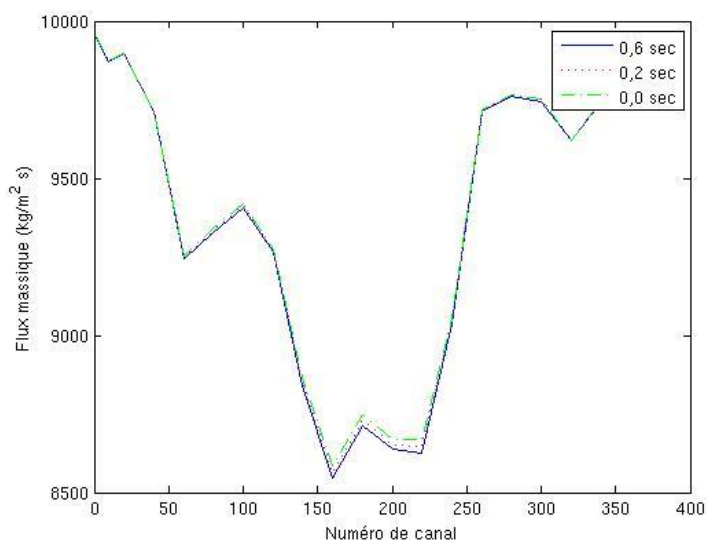


Figure 6.29 Distributions de flux massiques à l'entrée à différents temps pour une hausse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.

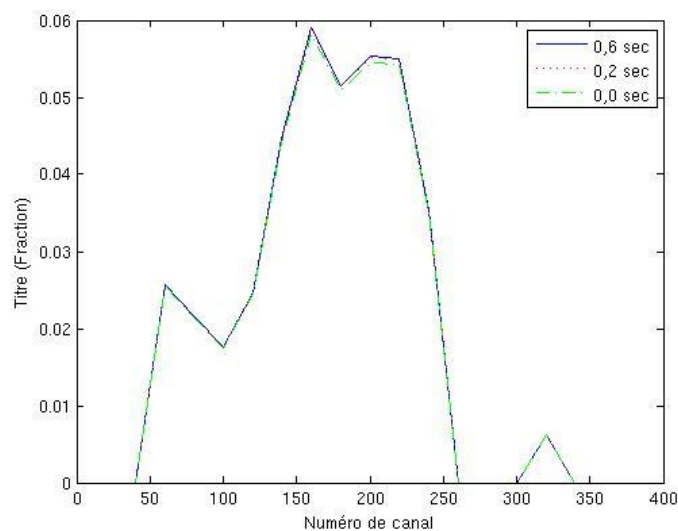


Figure 6.30 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une baisse de pression à la sortie du canal 220.

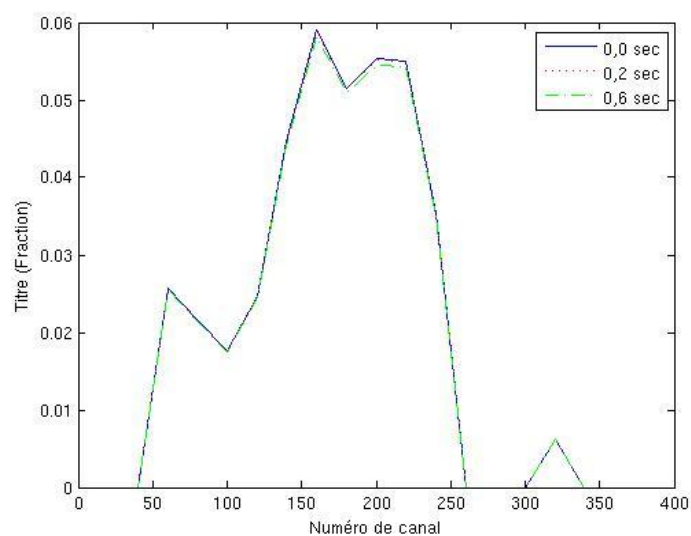


Figure 6.31 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une hausse de pression à la sortie du canal 220.

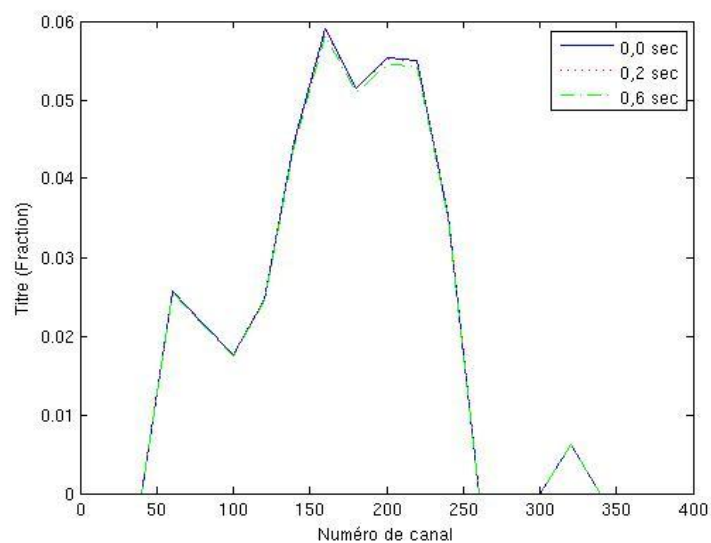


Figure 6.32 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une baisse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.

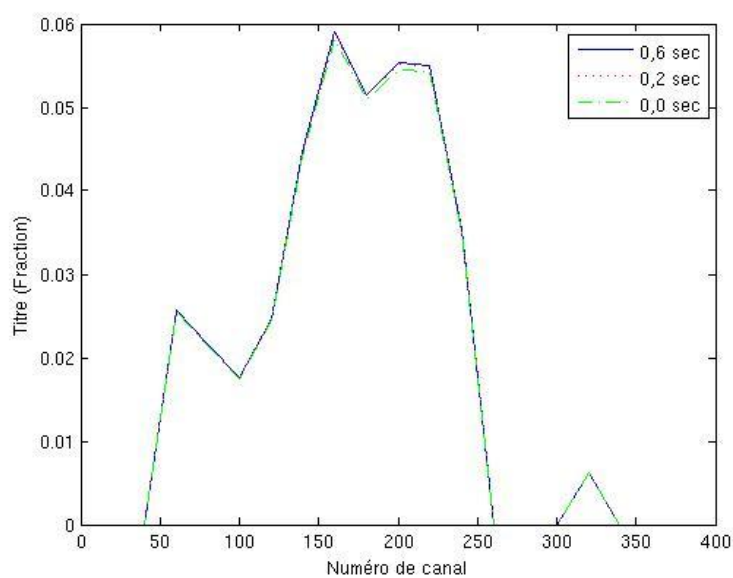


Figure 6.33 Distributions de titres à la sortie à différents temps pour une hausse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.

6.3.3 Les transitoires de puissance : retrait de barres de compensation du banc 1.

On étudie l'effet des dispositifs de contrôles sur la puissance totale et des grappes du réacteur ainsi que sur la thermohydraulique du réacteur. Plus particulièrement, on analyse ici l'effet du retrait quasi-instantané sur 0,5 seconde des barres de compensation du banc 1 (barres 1, 7, 11, 15 et 21) sur les différentes variables impliquées (Manzer & Gacera, 1979). Les barres 1, 7, 15 et 21 sont situées près des extrémités du réacteur selon la figure 6.34. La barre 11 se situe en plein centre du réacteur selon la figure 6.34.

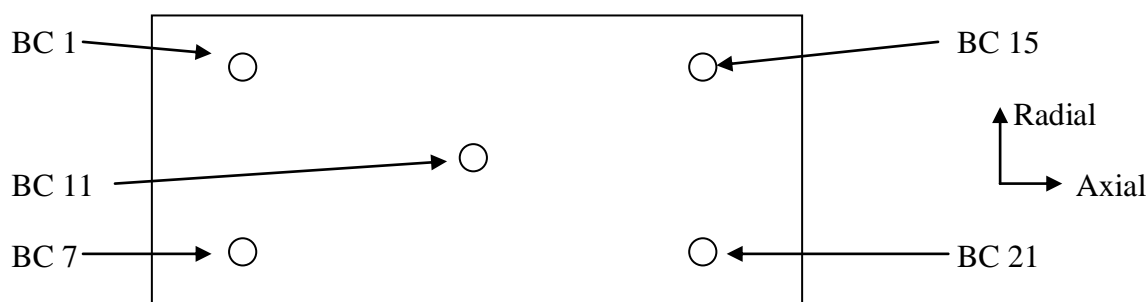


Figure 6.34 Schéma des barres de compensation du banc 1.

Tableau 6.7 Conditions initiales de fonctionnement de réacteur à l'état transitoire pour les transitoires de puissance.

Variable	Valeur
Puissance totale du réacteur (MW)	2061,4
Valeurs de flux massique à l'entrée des canaux pour initialisation (kg/m ² s)	4000 à 8500
Pressions à l'entrée des canaux (MPa)	11,2
Pression à la sortie des canaux (MPa)	10,3
Température du caloporteur à l'entrée des canaux (°C)	266
Diamètre interne du combustible (cm)	1,20
Diamètre externe de la gaine (cm)	1,31
Distance inter-tige (centre à centre) (cm)	1,50

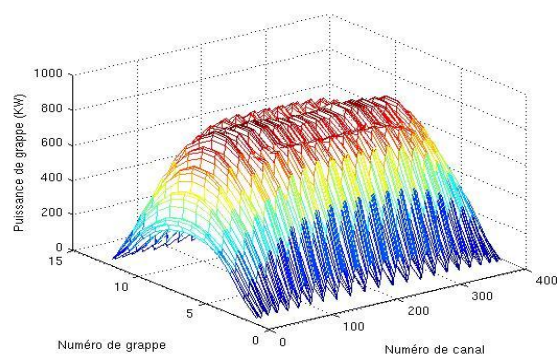
On effectuera deux essais avec deux concentrations différentes de bore : le premier avec 1,0 pcm (parties par cent mille) et le deuxième avec 0,5 pcm. Le bore, inséré en petites quantités, permet de faire diminuer le K_{eff} du réacteur, et par conséquent la puissance. On remarque dans les tableaux 6.8 et 6.9 à 0,4 seconde qu'il y a une augmentation de 21 MW avec 0,5 pcm de bore en moins, ce qui n'est pas négligeable. Il ne faut pas oublier que le retrait de 80 % des barres de compensation à 0,4 seconde signifie que la puissance augmente de 9,2 % de puissance dans le premier cas et une augmentation de 10,2 % dans le deuxième cas selon les tableaux 6.8 et 6.9. On remarque sur les figures 6.35 et 6.36 que l'augmentation de puissance se fait sentir dans les canaux près des barres de compensation en retrait où il y a des sursauts de puissance par rapport aux autres canaux. Ce phénomène se rapproche à environ 0,5 % de la réalité d'une centrale (Manzer & Gacera, 1979).

Tableau 6.8 Puissances en fonction du temps pour une simulation avec 1,0 pcm de bore

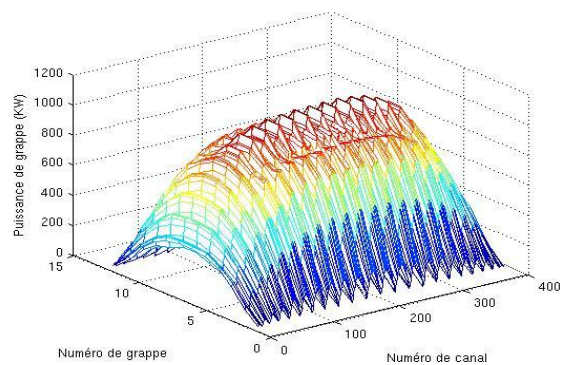
Temps (sec)	Puissance (MW)
0,0	2061,4
0,4	2251,2

Tableau 6.9 Puissances en fonction du temps pour une simulation avec 0,5 pcm de bore

Temps (sec)	Puissance (MW)
0,0	2061,4
0,2	2079,6
0,4	2272,1

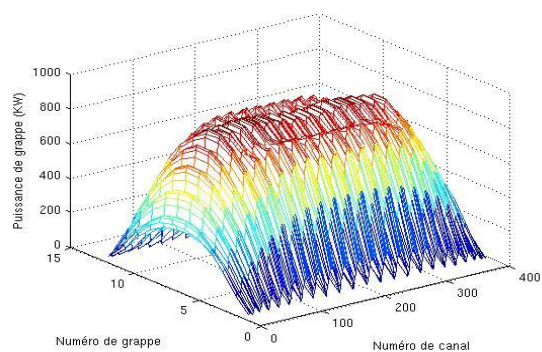


a) Temps 0,0 sec

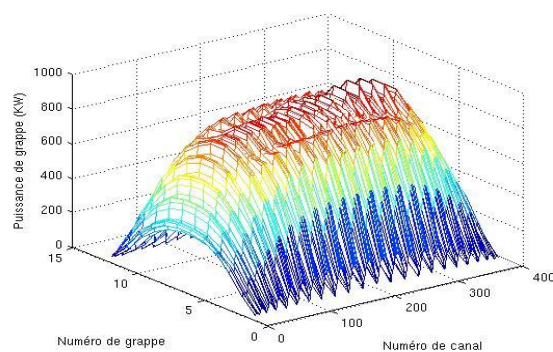


b) Temps 0,4 sec

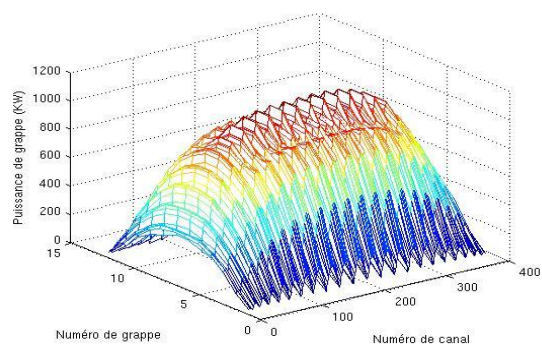
Figure 6.35 Distribution de puissance versus temps pour retrait de barres de compensation avec 1,0 pcm de bore.



a) Temps 0,0 sec



b) Temps 0,2 sec

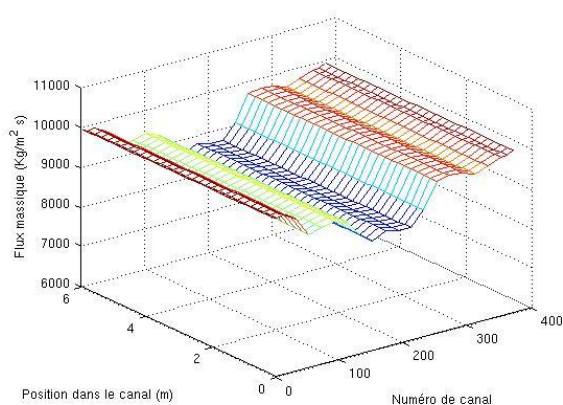


a) Temps 0,4 sec

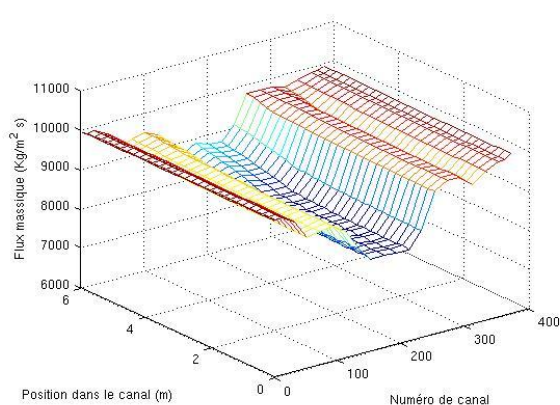
Figure 6.36 Distribution de puissance versus temps pour retrait de barres de compensation avec 0,5 pcm de bore.

Pour les effets thermohydrauliques, le flux massique varie beaucoup à l'intérieur des canaux du centre du réacteur selon les figures 6.37 et 6.38. Cela est dû à la variation de densité du mélange en fonction du temps incluse dans l'équation 2.3. Le flux massique augmente jusqu'à 5,0 % à l'intérieur du canal lorsqu'on s'approche de la fin des canaux du centre selon les figures 6.37b et 6.38c. Cependant, il devient de plus en plus faible dans les canaux du centre par rapport aux canaux périphériques à cause de l'augmentation de puissance et des conditions thermohydrauliques. Plus de fission augmente la puissance et donc l'ébullition. Le titre augmente donc et entraîne une baisse du flux massique à l'entrée.

Pour les titres, dans les deux situations (figures 6.39 et 6.40), ils sont en forte hausse dans tous les canaux du centre du réacteur. On passe d'un titre maximal à la sortie de 5,5 % initialement à un titre maximal de 6,5 % à 0,4 sec, selon la figure 6.39, dans la première situation. On passe de 5,8 % à 7,0 % dans la deuxième situation selon la figure 6.40.

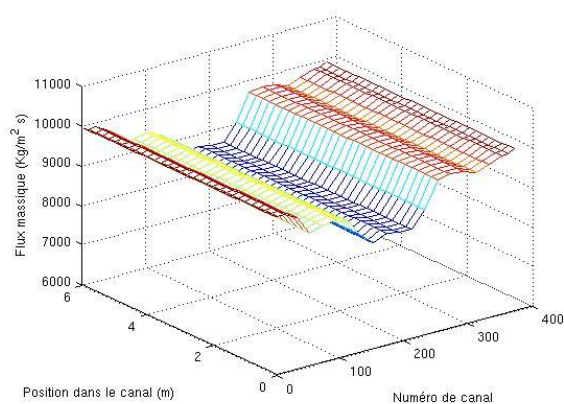


a) Temps 0,0 sec

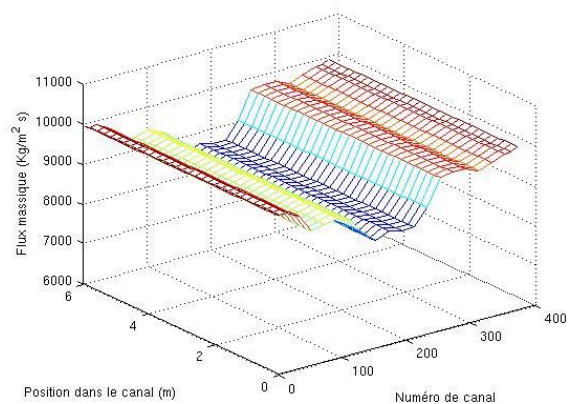


b) Temps 0,4 sec

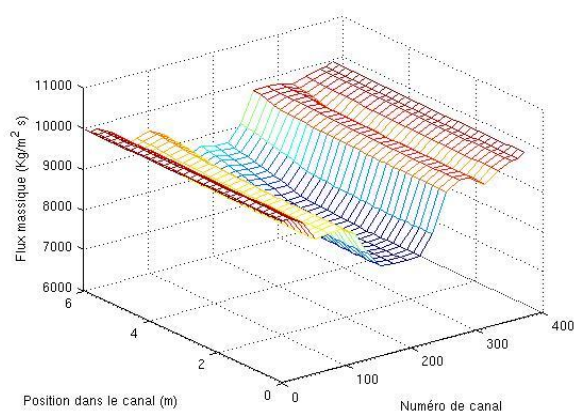
Figure 6.37 Distribution de flux massique versus temps pour retrait de barres de compensation avec 1,0 pcm de bore.



a) Temps 0,0 sec

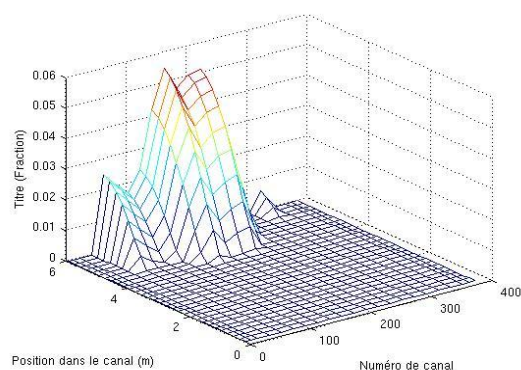


b) Temps 0,2 sec

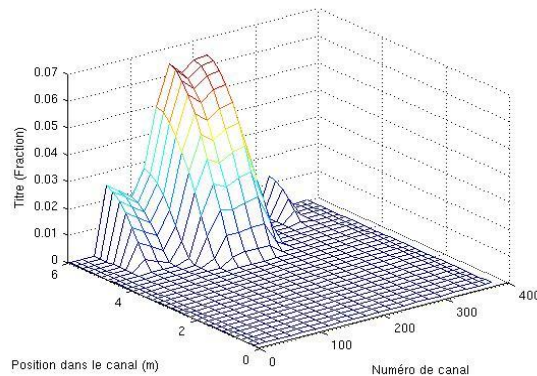


a) Temps 0,4 sec

Figure 6.38 Distribution de flux massique versus temps pour retrait de barres de compensation avec 0,5 pcm de bore.

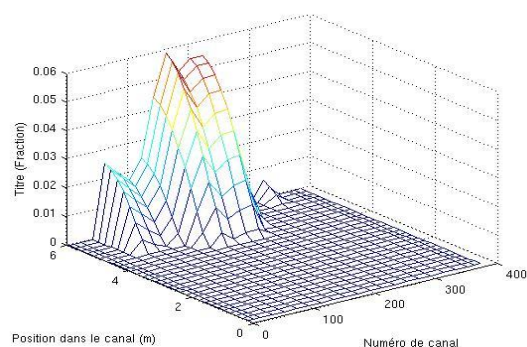


a) Temps 0,0 sec

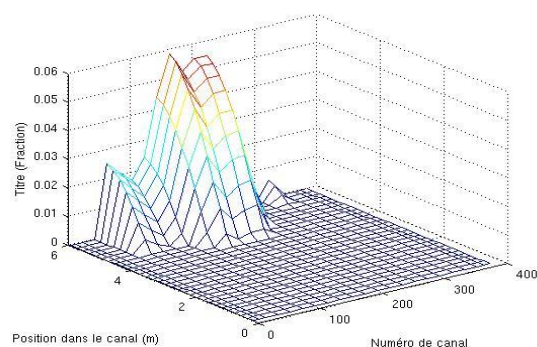


b) Temps 0,4 sec

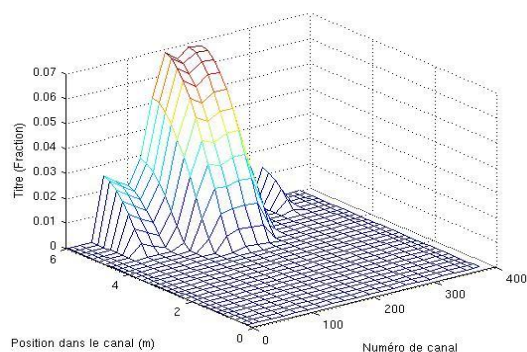
Figure 6.39 Distribution de titre versus temps pour retrait de barres de compensation avec 1,0 pcm de bore.



a) Temps 0,0 sec



b) Temps 0,2 sec



a) Temps 0,4 sec

Figure 6.40 Distribution de titre versus temps pour retrait de barres de compensation avec 0,5 pcm de bore.

Pour conclure sur toutes ces simulations, on a effectué des transitoires afin de vérifier la validité et l'efficacité de l'algorithme d'ajustement de flux massique aux conditions des collecteurs. Pour ce qui est des transitoires, on aurait aimé effectuer des transitoires plus longues, mais il y avait limitations du point de vue des temps de calculs. Par exemple, un calcul de réacteur complet à l'état stationnaire exige en moyenne de trois à quatre heures de longs calculs. On peut imaginer le temps de calcul pour un réacteur complet à l'état transitoire. Il a fallu dans certaines situations trois jours par calcul transitoire pour les simulations présentées à la section 6.3, particulièrement les transitoires de retrait de barres de compensations. Ces temps de calculs longs sont dus à notre algorithme nécessitant une boucle d'itération supplémentaire.

De plus, pour effectuer des calculs de perturbations thermohydrauliques, il ne faut pas amplifier les perturbations appliquées, car à un moment donné, on ne respectera plus les conditions imposées aux collecteurs (Tye, 1991). C'est pour cette raison que ces perturbations étaient très faibles. Toutefois, ces faibles perturbations correspondent aux principaux phénomènes présents dans les réacteurs CANDU-6 (Todreas & Kazimi, 1990; Glasstone & Seasonke, 1982). On peut conclure en disant que les résultats s'approchent de 0,1 à 0,5 % des mesures en centrale. Ce qui est excellent.

CONCLUSION

Initialement, on avait un logiciel couplé ARTHUR-DONJON avec des caractéristiques prometteuses, mais limitées. Les conditions frontières ne correspondaient pas bien avec la réalité de l'opération d'un réacteur CANDU-6. On ne pouvait pas ajuster la pression d'entrée. Le temps de simulation était limité. Il y avait un écart à diminuer entre les résultats et les données en centrale. On ne respectait pas les conditions aux collecteurs.

La méthode « jacobienne » permet d'ajuster une ou des variables pour respecter une condition donnée : on ajuste le flux massique pour respecter la différence de pression aux collecteurs. C'est une illustration d'utilisation d'un outil mathématique ; faire la transition entre une situation 1 et une situation 2. On obtient des résultats plus réalistes et près des conditions de réacteurs réels.

Les calculs couplés ARTHUR-DONJON avaient, dans l'ensemble, des problèmes de compatibilités dans le calcul des sections efficaces. Cela a été remédié ; on a adapté le calcul couplé au calcul sur plusieurs processeurs. On a modifié le calcul de section efficace dans le module AFM (contre-puissance). Cela a beaucoup amélioré le calcul des puissances neutroniques.

Pour les calculs transitoires, on a testé notre modèle avec l'algorithme de correction pour de petites perturbations thermohydrauliques et neutroniques sur un temps court. Bien sûr, les temps de calculs sont relativement longs. Toutefois, rien ne permet de penser que les résultats soient divergents pour un temps plus long, et ce à cause de la structure même de l'algorithme de correction qui provient de la méthode « jacobienne ». Ces longs temps de simulation sont principalement dus à l'ajout d'une boucle supplémentaire de calcul. De plus, avec les faibles variations de puissance des situations de faibles perturbations thermohydrauliques, on pourra aussi mieux adapter les critères de convergence du calcul couplé dans un certain avenir.

Les résultats sont excellents. On est passé d'une précision de 4 à 6 % selon les essais avec ARTHUR-DONJON initial à 0,1 % d'écart avec les mesures effectuées dans une centrale nucléaire (Manzer & Gacera, 1979). On est passé de 0,5 seconde de temps de simulation pendant plus d'une semaine de calculs à 1,0 seconde pendant deux à trois jours (Fassi-Fehri, 2008). On a utilisé le serveur « Doppler » utilisant 24 processeurs de type Intel Xeon de 2,67 Gigahertz.

L'outil ARTHUR-DONJON pourra être amélioré par l'implantation d'une corrélation de flux de chaleur critique pour mieux simuler les surchauffes de réacteur. On pourra ajouter un nouveau modèle mathématique pour l'ébullition sous-refroidie pour mieux calculer le titre et le taux de vide. Finalement, les propriétés thermo-physiques de l'eau lourde pourraient être implantées. On aura donc un outil complet, plus rapide et précis.

BIBLIOGRAPHIE

Aubé, F. (1996). *Effects du flux de chaleur sur les pertes de pression par forttement dans des écoulements monophasiques et diphasiques*. Thèse de Doctorat, École Polytechnique de Montréal.

Briesmeister, J. F. (1986). *A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport*. Los Alamos: Los Alamos National Laboratory Report LA-7396-M, Rev. 2.

Campbell, F. R., Bourque, L. R., Deshaies, R., Sills, R., & Notley, M. J. (1977). *In-Reactor Measurement to Fuel-To-Sheath Heat Transfer Coefficients between UO₂ and Stainless Steel*. Chalk River, Ont: Atomic Energy Canada Ltd.

Chandraseckaram, S., & Schubert, K. (2002). Model for Robust Estimation and Identification. *Total Least Square and Errors-in-Variable Modelling* (pp. 203-212). New York: Kulwer Academic Publisher.

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), 322-329.

Chexal, B., Lellouche, G., Horowitz, J., & Healzer, J. (1992). A Void Fraction Correlation for Generalized Application. *Progress in Nuclear Energy* , 27 (4), 255-295.

Collier, J. G., & Thome, J. R. (1996). *Convective Boiling and Condensation*. Oxford: Clarendon Press.

Dionne, B. (2001). *Couplage Neutronique-Thermohydraulique pour l'analyse de réacteurs CANDU à l'état stationnaire*. Mémoire de Maîtrise, École Polytechnique de Montréal.

Doster, J. M. (1989). *Numerical Solutions of Multiphase Flow Problem* (Vol. 21). Tampa, FL, USA: Society of Computer Simulation Int, San Diego, CA, USA.

Downar, T., & Kozlowski, T. (2004). *PARCS v2.6 U.S. NRC Core Neutronics Simulator theory manual*. Purdue University.

Dupléac, D. (2007). Effect of CANDU-6 core modelling on large LOCA analysis. *The 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, NURETH-12*.

- Elalami, A., & Hartmann, W. J. (2010). NUCIRC Thermal-Hydraulic Applications in support of CANDU Plant Design and Operation. *31st Annual Conference of the Canadian Nuclear Society / 34th CNS/CNA Student Conference*, (pp. 904-916).
- Fassi-Fehri, M. (2008). *Développement d'un code de thermohydraulique pour le couplage neutronique / thermohydraulique*. Montréal: Mémoire de Maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- Fowler, T. B., Vondy, D. R., & Cunningham, G. W. (1971). *Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION.*, ORNL-TM-2496.
- Glasstone, S., & Seasonke, A. (1982). *Nuclear Reactor Engineering*. New York: Van Nostrand Reinhold Co.
- Hanna, B. N. (1998). CATHENA: A thermalhydraulic code for CANDU analysis. *Nuclear Engineering and Design* (180), 113-131.
- Hanna, B. N., & Aydemir, D. K. (1994). *CATHENA Theoretical Manual: MOD-3.5/Rev. 0*. Chalk River: AECL, RC 982-3.
- Hébert, A. (2009). *Applied Reactor Physics*. Montréal: Presses Internationales Polytechnique.
- Hébert, A., Chambon, R., Koclas, J., Varin, E., & Roy, R. (2011). *A User Guide for DONJON, v.3.02; IGE-208*. Montréal: École Polytechnique de Montréal, Institut de Génie Nucléaire.
- Kiteley, J. C., & Carver, M. B. (1990). Simulation of the distribution of flow and phases in vertical and horizontal bundle using the ASSERT-4 subchannel code. *Nuclear Engineering and Design*, 122, 413-424.
- Kozlowski, T., & Miller, R. M. (2000). Analysis of the OECD MSLB benchmark exercise III using coupled codes RELAP5/PARCS and TRAC-M/PARCS. *Transactions of the American Nuclear Society*, 84, 38-39.
- Leppanen, J. (2010). *PSG2 / Serpent - a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code - User's Manual*.
- Lin, M. R., & Prawirosoehardjo, S. (1984). *FIREBIRD-III MOD1 Program Description*. Chalk River: rapport TDAI-373, AECL.

- Manzer, A. M., & Gacera, M. (1979). *Design Manual, Gentilly-2 Nuclear Generating Station*. Gentilly-2: AECL.
- Markoczy, G. (1972). Convective Heat Transfer in Rod Clusters with Turbulent Axial Coolant Flow. *Wärme Und Stoffübertragung* , 5, 204-212.
- Marleau, G., & Varin, E. (2010). *A User Guide for DRAGON v. 3.02, IGE-294*. Montréal: École Polytechnique de Montréal, Institut de Génie Nucléaire.
- Monier, A. (1991). *Application of the Collocation Techniques to the spatial Discretization of the Generalized Quasistatic Method for Nuclear Reactor*. These de Doctorat, École Polytechnique de Montréal.
- Müller-Steinhagen, H., & Heck, K. (1986). Simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes. *Chemical Engineering and Processing* , 20 (6), 297-308.
- Ott, K. O., & Meneley, D. A. (1969). Accuracy of the Quasistatic Treatment of Spatial Reactor Kinetic. *Nuclear Science and Engineering* , 36 (402).
- Pelletier, È.-L., & Varin, E. A direct coupling between RFSP and CATHENA using PVM. *Canadian Nuclear Society - 32nd Annual Conference of the Canadian Nuclear Society and 35th CNS/Can Student Conference 2011*, (pp. 296-306).
- Pencer, J. (2010). Comparison of WIMS-AECL / DRAGON / RFSP and MCNP results with ZED-2 measurements for control device worth and reactor kinetics. *International Conference on the Physics of Reactors 2010, vol. 1*, (pp. 327-337).
- Ransom, V. H. (1990). *RELAP5/MOD2, code manual vol 1, system model and solution methods*. EGG-SAAM-6377.
- Rao, Y. F., & Hammouda, N. (2003). Recent Development in ASSERT-PV Code for Subchannel Thermalhydraulics. *Canadian Nuclear Society 8th International Conference on CANDU Fuel*, (pp. 220-229).
- Reuss, P., & Bussac, J. (1978). *Traité de Neutronique, physique et calcul des réacteurs nucléaire*. Paris: Hermann.
- Ross, A. M., & Stoute, R. L. (1962). *Heat Transfer Coefficient between UO₂ and Zircalloy-2*. Chalk River (Ont): AECL.

- Rouben, B. (1998). Technology transfer: CANDU(R) fuel-management code RFSP. *Conference Proceedings. 11th Pacific Basin Nuclear Conference International Cooperation in the Pacific Rim for the 21st Century vol2.*, (pp. 923-930).
- Rowe, D. S. (1973). *COBRA IIC: A Digital Computer Program for Steady-State and Transient Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements*. Pacific Northwest Laboratories.
- Rowe, D. S., Carver, M. B., Banas, A. O., & Kiteley, J. C. (1993). *Assert-PV Theoretical Description and Numerical solution*. Chalk River: Thermalhydraulics Development Branch, Chalk River Laboratories, AECL.
- Roy, R. (1999). *The Cle-2000 Tool-Box*. Montréal: École Polytechnique de Montréal.
- Roy, R., & Hébert, A. (2000). *The GAN Generalized Driver*. Montréal: École Polytechnique de Montréal.
- Rozon, D. (1992). *Introduction à la cinétique des réacteurs nucléaires*. Montréal: Édition de l'École Polytechnique de Montréal.
- Saha, P., & Zuber, N. (1974). Point of Net Vapor Generation and Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling. *Processing of the 5th International Heat Transfer Conference*, 4, pp. 175-179.
- Sissaoui, M. T., Marleau, G., & Rozon, D. (1999). CANDU Reactor Simulations Using the Feedback Model with actinide Burnup History. *Nuclear Technology*, 125 (2), 197-212.
- Stewart, C. W. (1977). *COBRA-IV: The Model and the Method*. Pacific Northwest Laboratories.
- Tapucu, A. (2010). *A Thermal Study of Nuclear Reactor*. Montréal: Notes de cours, École Polytechnique de Montréal.
- Todreas, N. E., & Kazimi, M. S. (1990). *Nuclear Systems*. New York: Hemisphere Publication Corporation.
- Turinsky, P. J., & Al-Chalabi, R. M. (1995). Computer code abstract: NESTLE. *Nuclear Science and Engineering* 120, 72-73.

Tye, P. F. (1991). *An investigation of the model for mass momentum and energy interchange between interconnected subchannels as applied in the Asser-4 subchannel code*. Montréal: Mémoire de Maîtrise, École Polytechnique de Montréal.

Wight, A. L. (1971). Application of Alternating Direction Implicit Methods to the Space-Dependent Kinetics Equations. *Nuclear Science and Engineering* , 44, 239.

Zuber, N., & Findlay, J. A. (1965). Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems. *Journal of Heat and Mass Transfer* , 87, 453-468.

Zuber, N., Staub, F. W., & Bijwaard, G. (1966). Vapor void fraction in subcooled boiling and in saturated boiling systems. *International Heat Transfer Conference*, 5, pp. 24-38. Chicago, USA.

ANNEXE A – Les calculs couplés ARTHUR-DONJON

préliminaires

A.1. Le calcul de référence sur un seul canal.

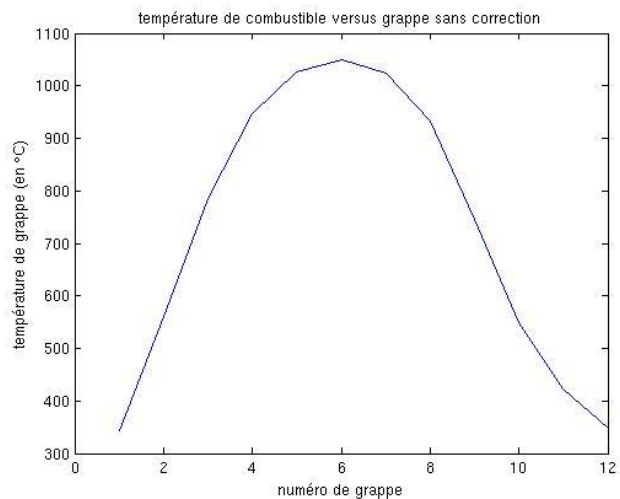


Figure A.1 Température du combustible versus grappe

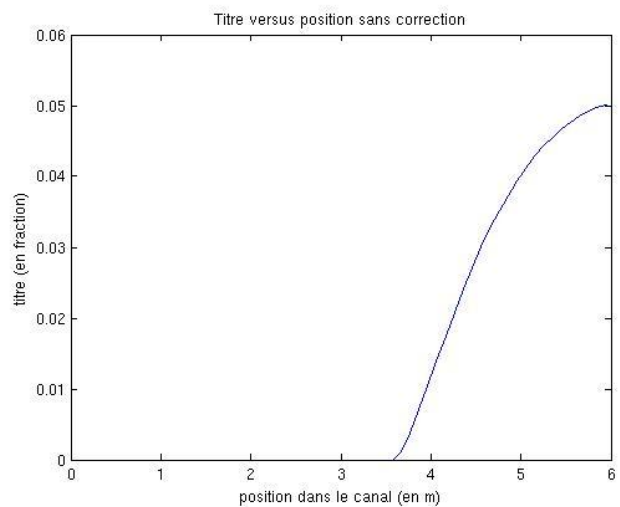


Figure A.2. Titre d'écoulement versus position dans le canal

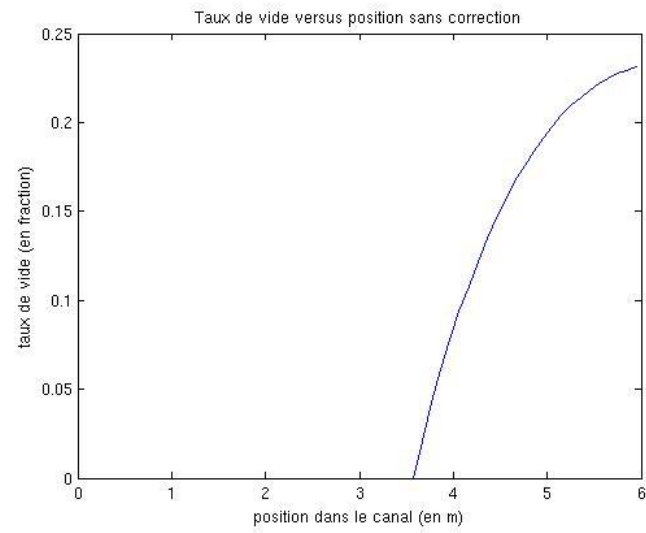


Figure A.3. Taux de vide versus position dans le canal

A.2. Le calcul de référence sur un réacteur CANDU-6 à l'état stationnaire

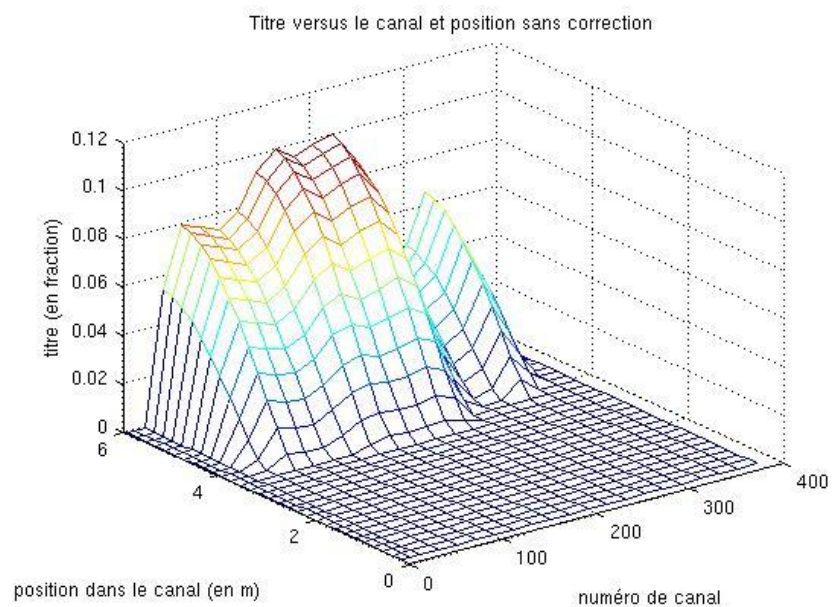


Figure A.4. Distribution des titres d'écoulement dans les canaux.

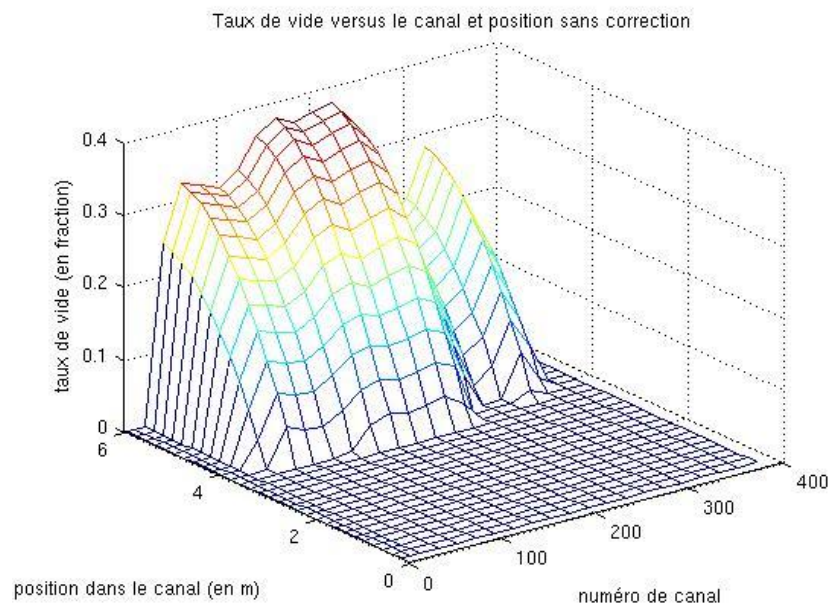


Figure A.5. Distribution des taux de vide dans les canaux.

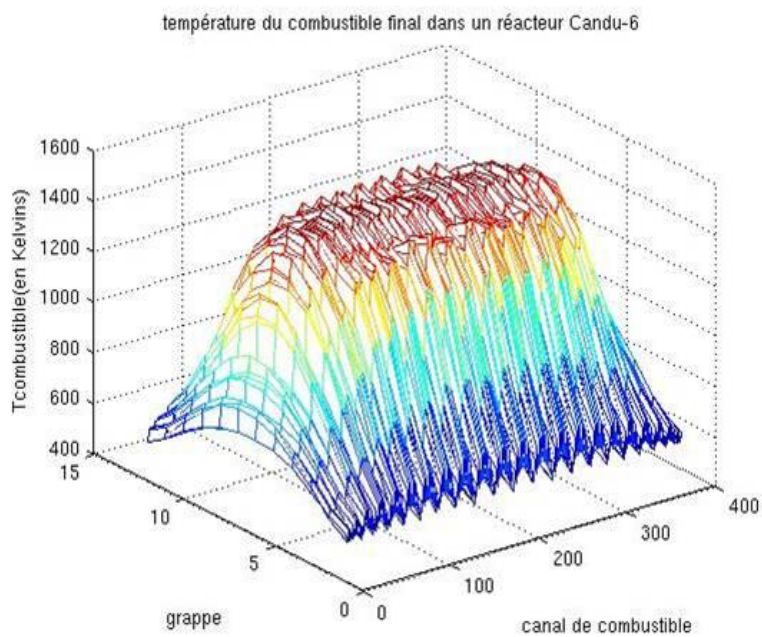


Figure A.6. Distribution des températures de combustible dans les canaux.

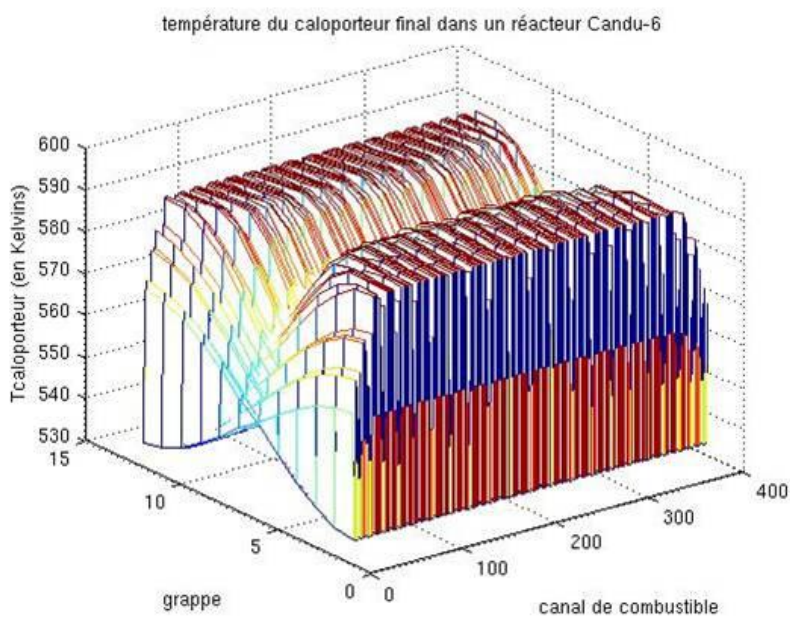


Figure A.7. Distribution des températures de caloporteur dans les canaux.

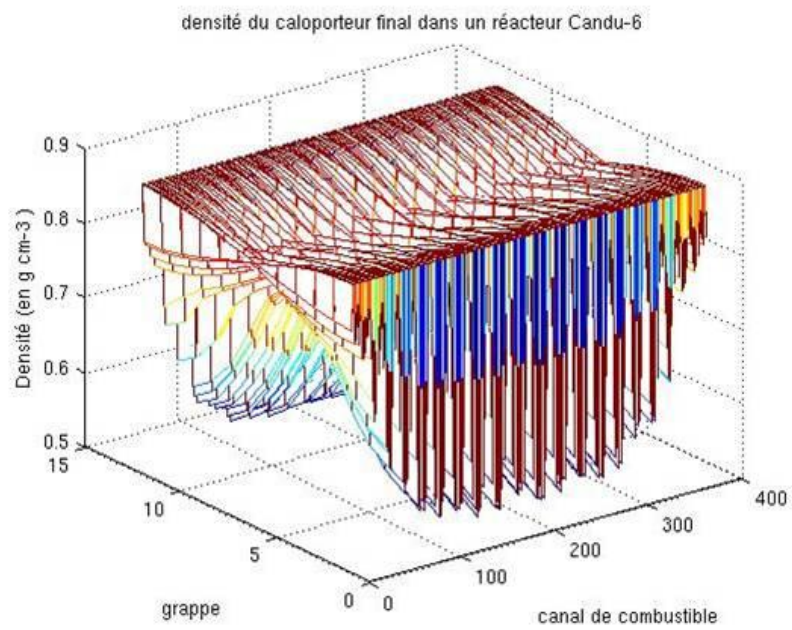


Figure A.8. Distribution des densités de caloporteur dans les canaux.

A.3. Le calcul de référence sur un réacteur CANDU-6 à l'état transitoire

Sur les figures suivantes, on étudie six situations de perturbations thermohydrauliques. On étudie ici les résultats pour le canal 200 pour les variables telles que la puissance, le titre, le taux de vide, la température de combustible, la température du caloporteur et la densité du caloporteur. Pour chaque figure, il y a la variable par rapport au canal et sa variation dans le temps.

A.3.1. Baisse de pression à la sortie

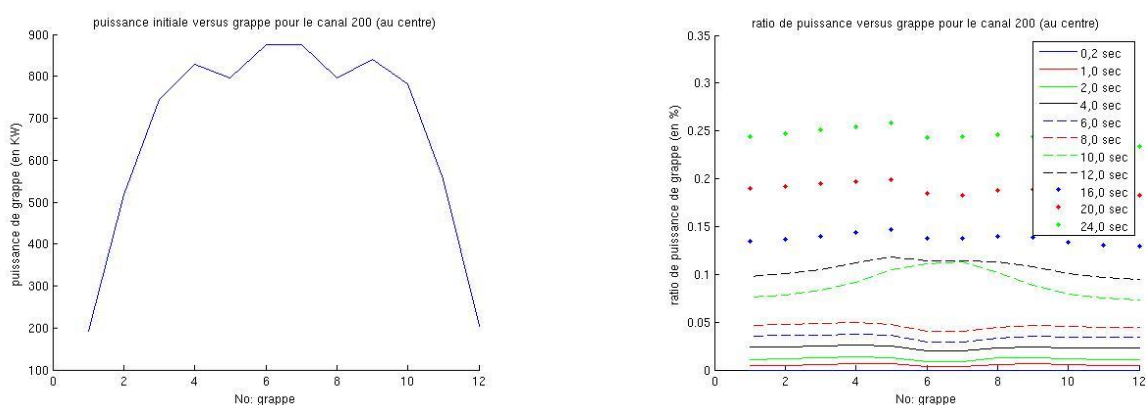


Figure A.9. Puissance de grappe dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

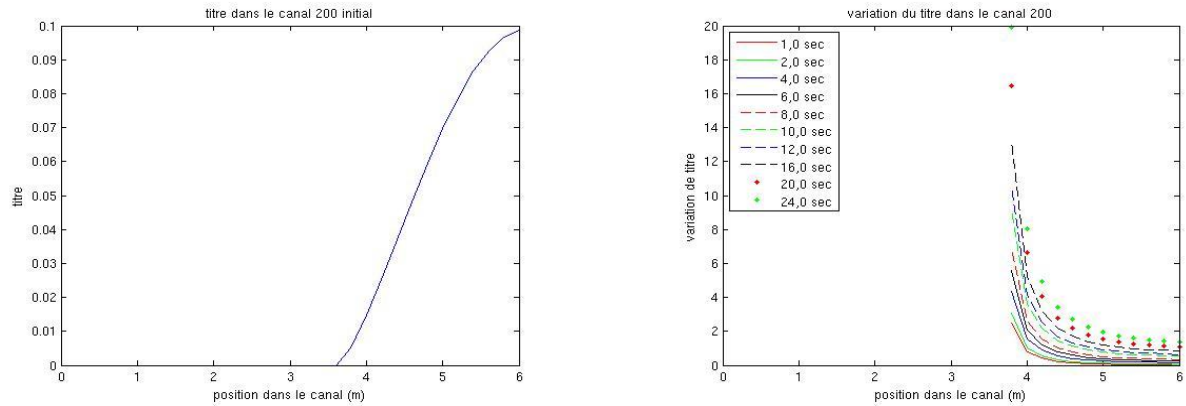


Figure A.10. Titre dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

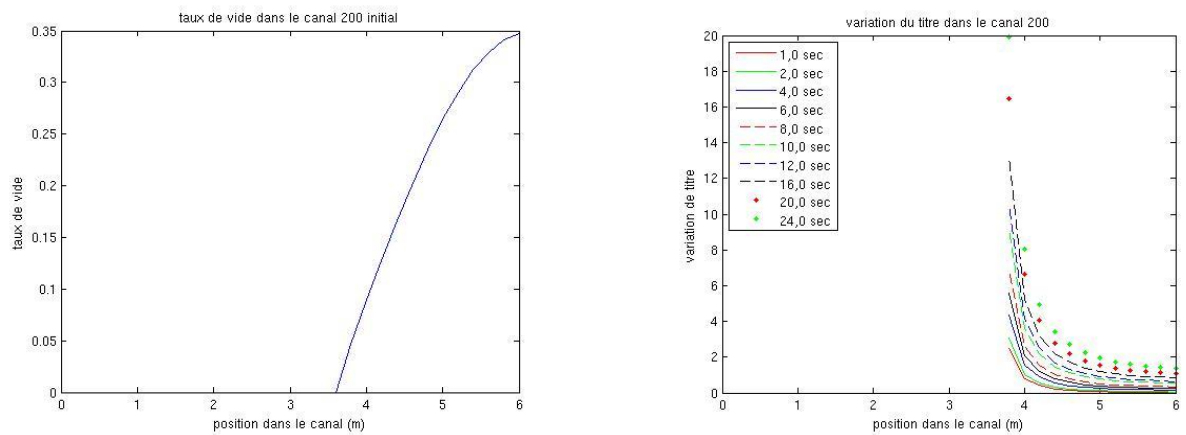


Figure A.11. Taux de vide dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

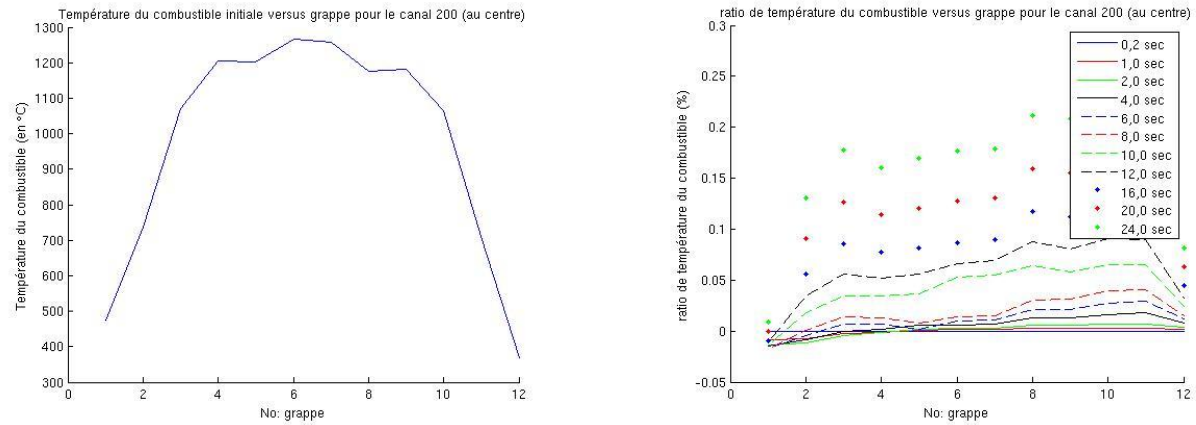


Figure A.12. Température du combustible dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

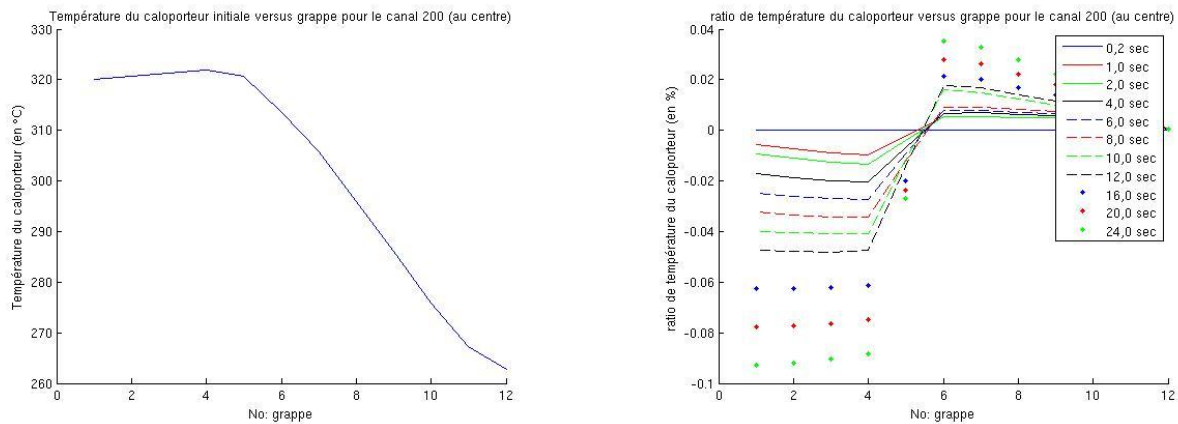


Figure A.13. Température du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

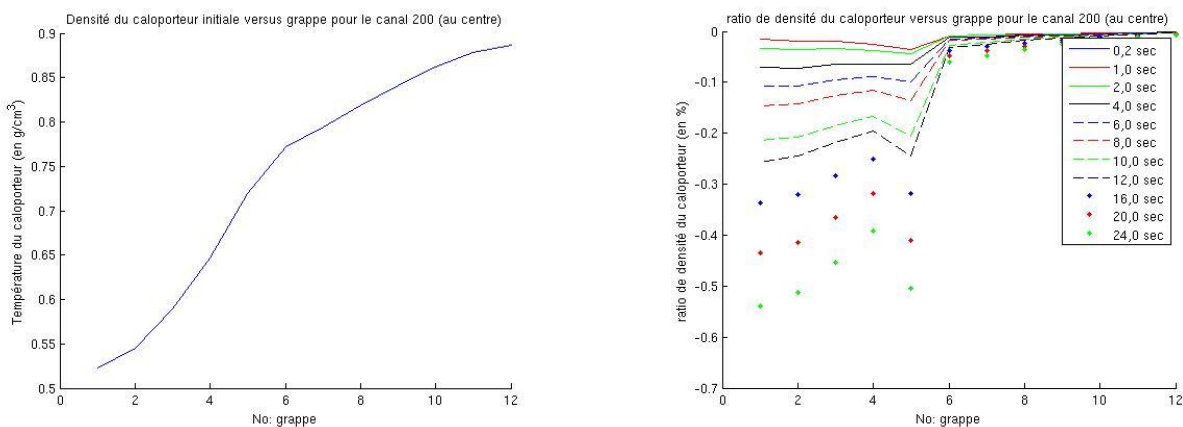


Figure A.14. Densité du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

A.3.2. Hausse de pression à la sortie

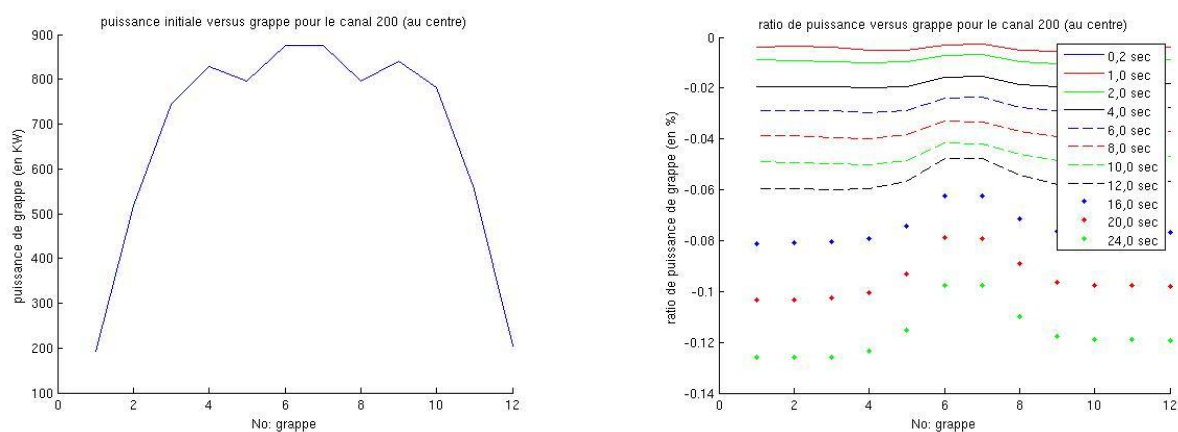


Figure A.15. Puissance de grappe dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

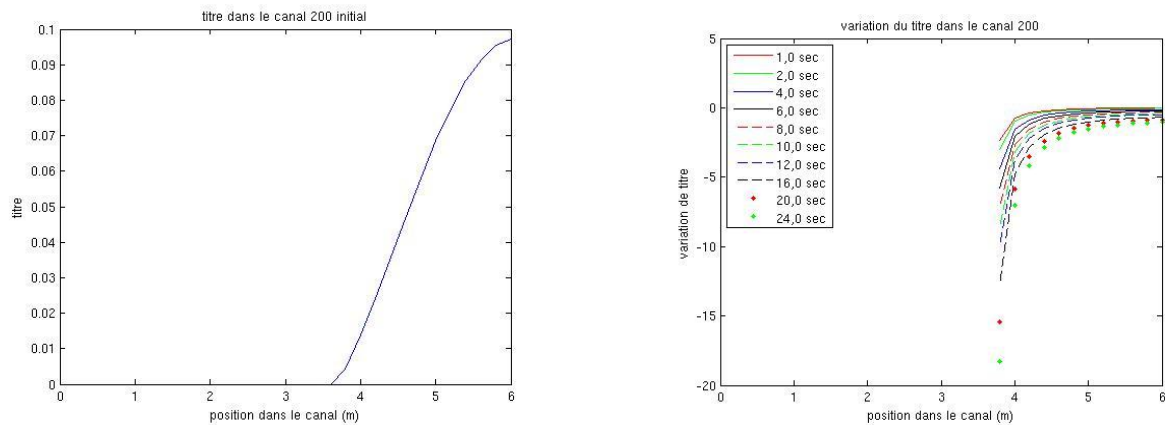


Figure A.16. Titre dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

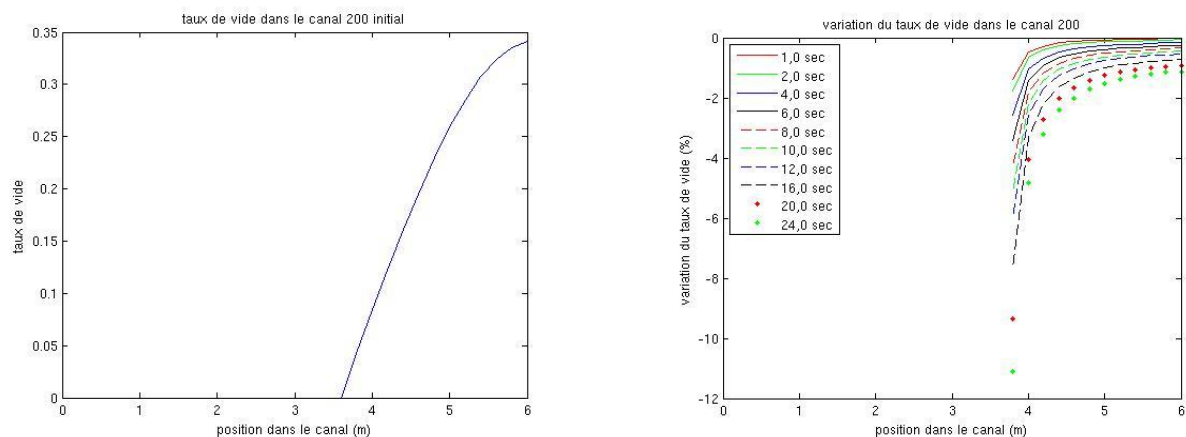


Figure A.17. Taux de vide dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

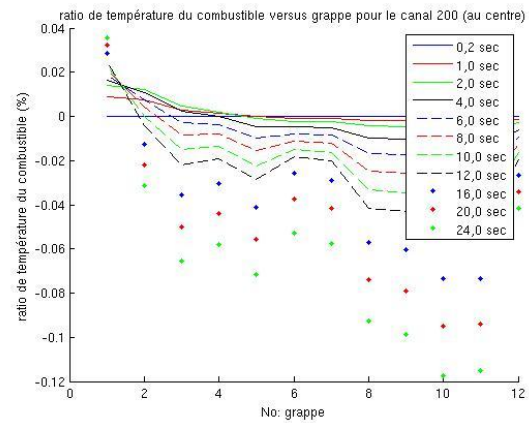
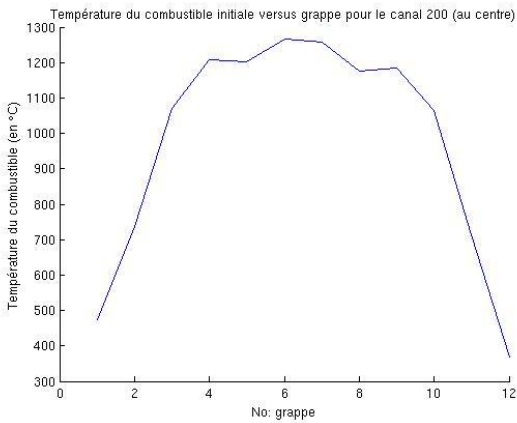


Figure A.18. Température du combustible dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

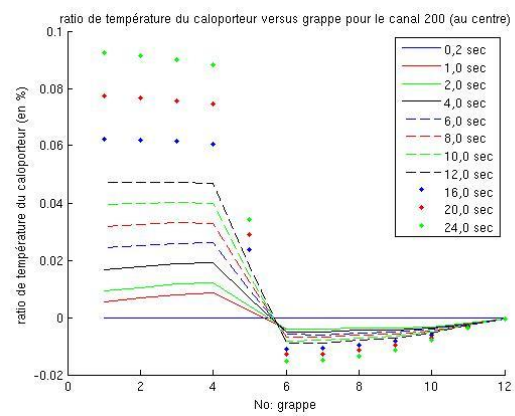
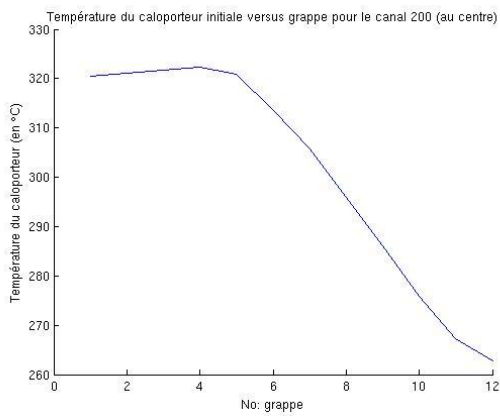


Figure A.19. Température du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

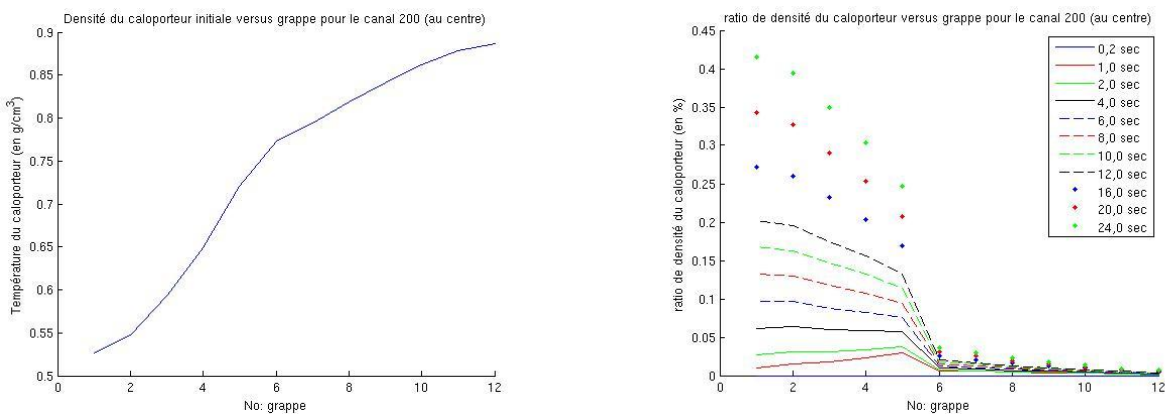


Figure A.20. Densité du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

A.3.3. Baisse de flux massique à l'entrée

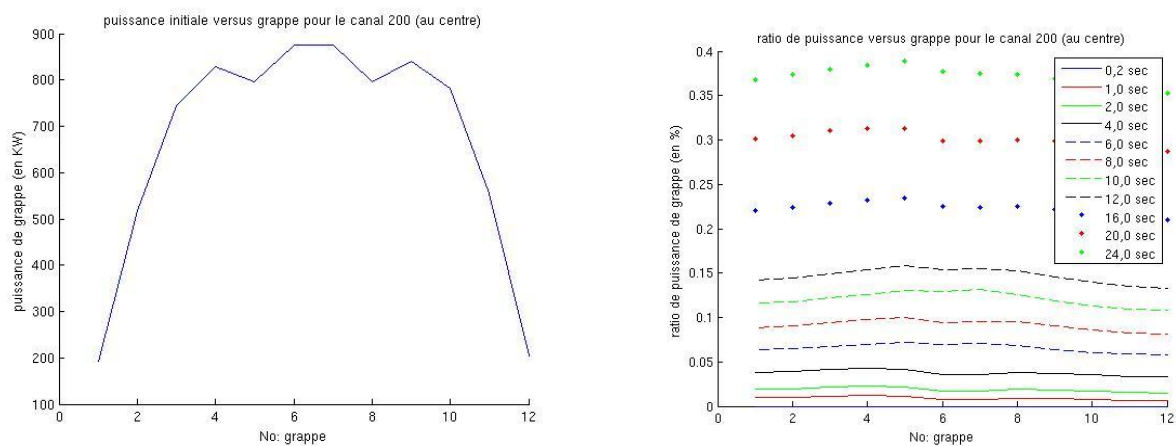


Figure A.21. Puissance de grappe dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

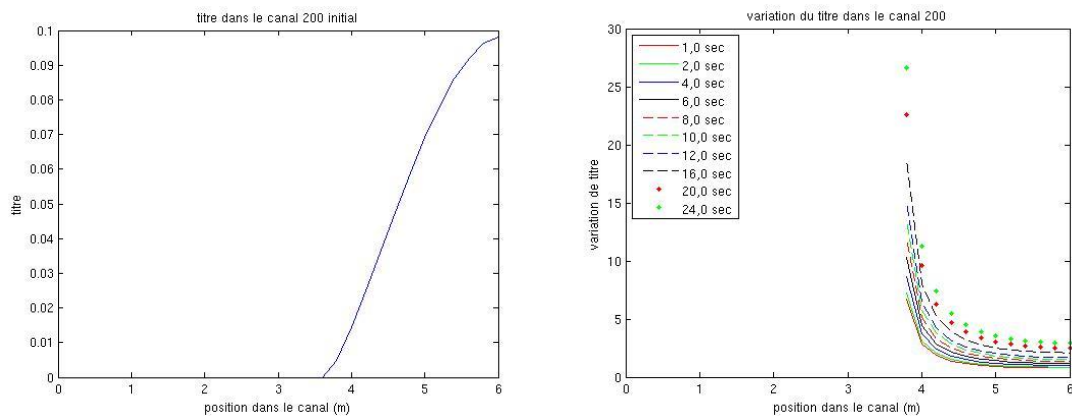


Figure A.22. Titre dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

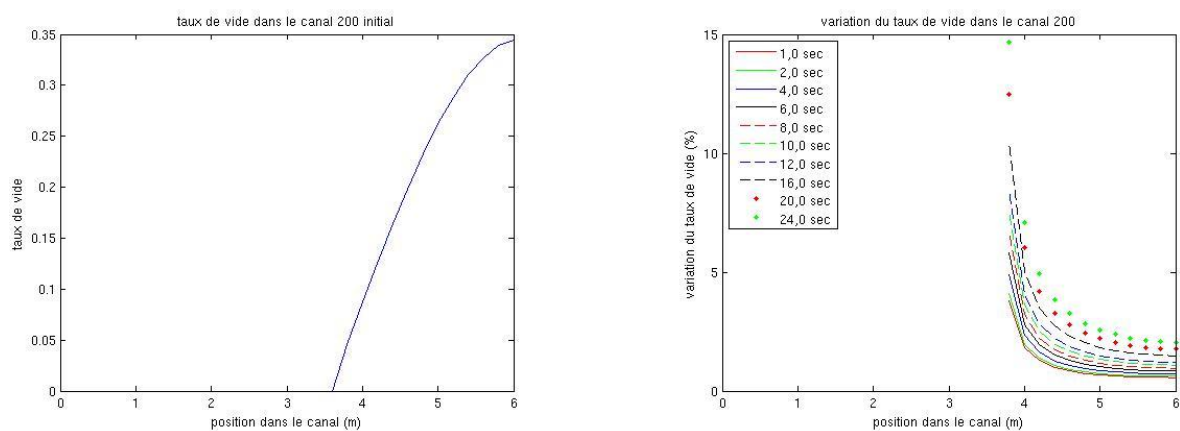


Figure A.23. Taux de vide dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

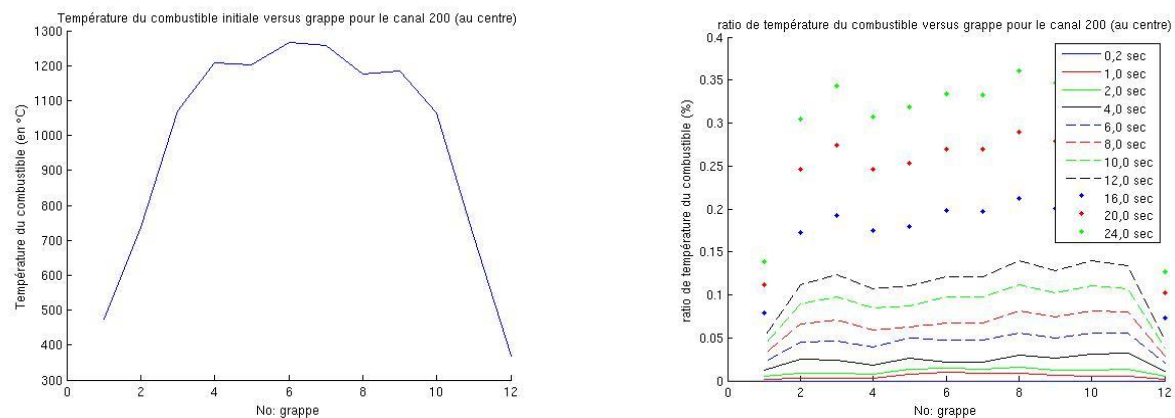


Figure A.24. Température du combustible dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

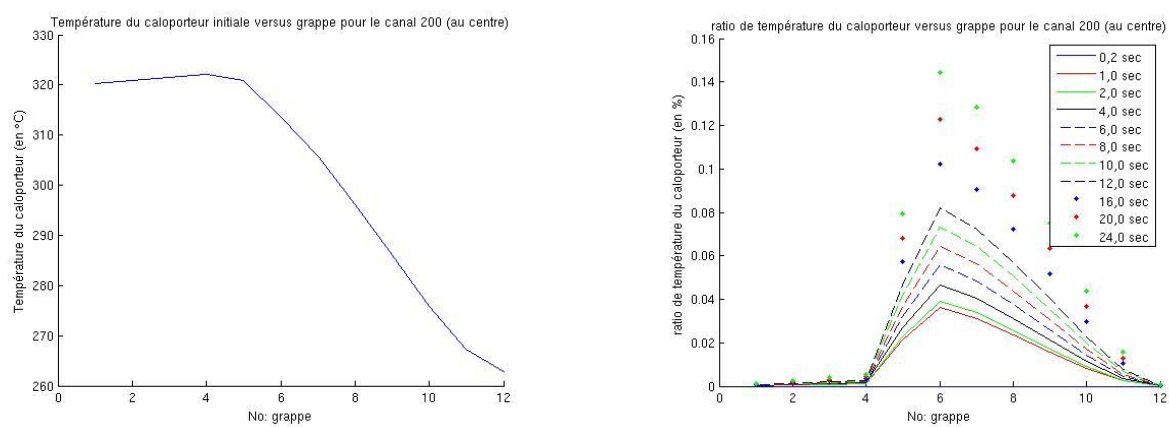


Figure A.25. Température du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

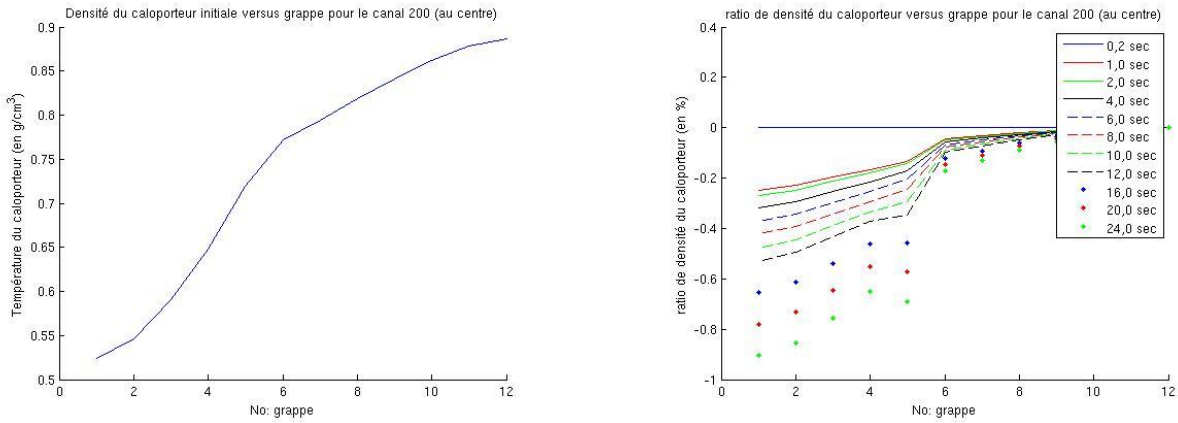


Figure A.26. Densité du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

A.3.4. Hausse de flux massique à l'entrée

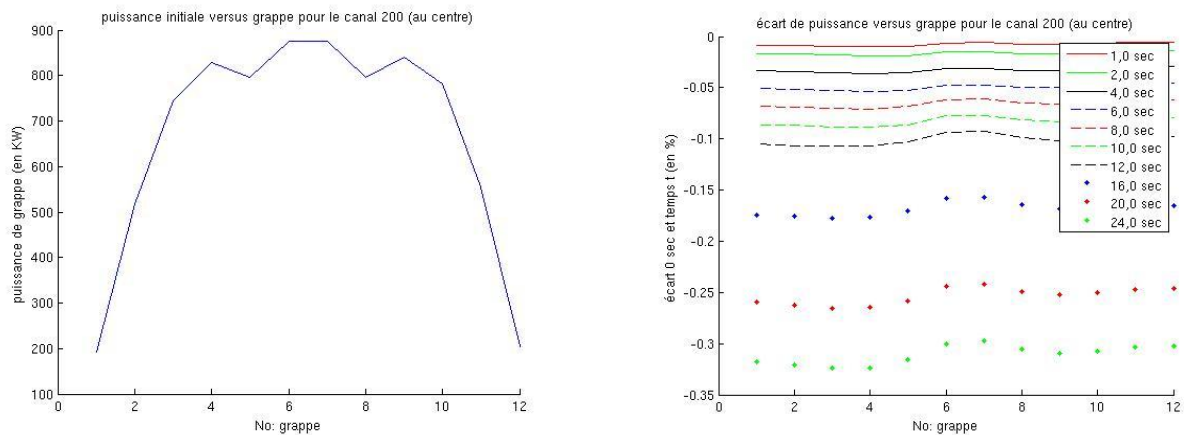


Figure A.27. Puissance de grappe dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

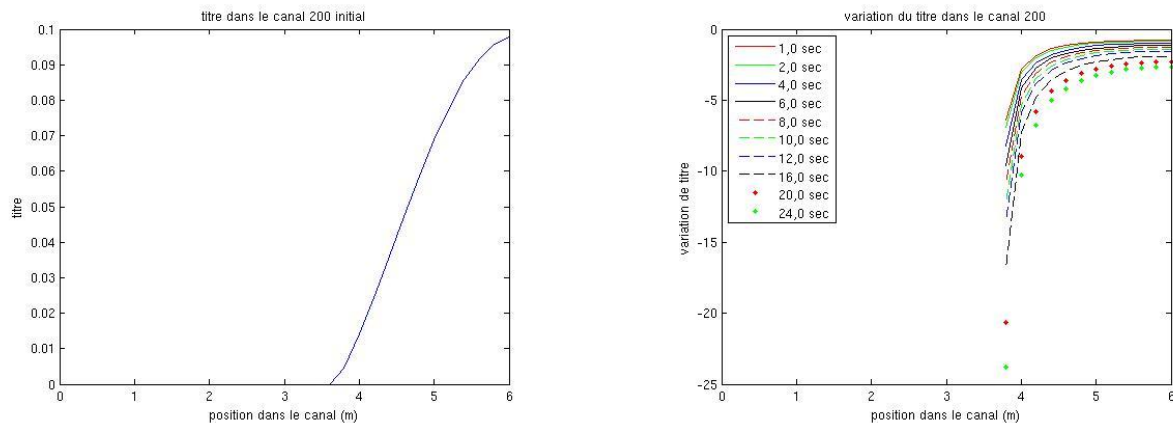


Figure A.28. Titre dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

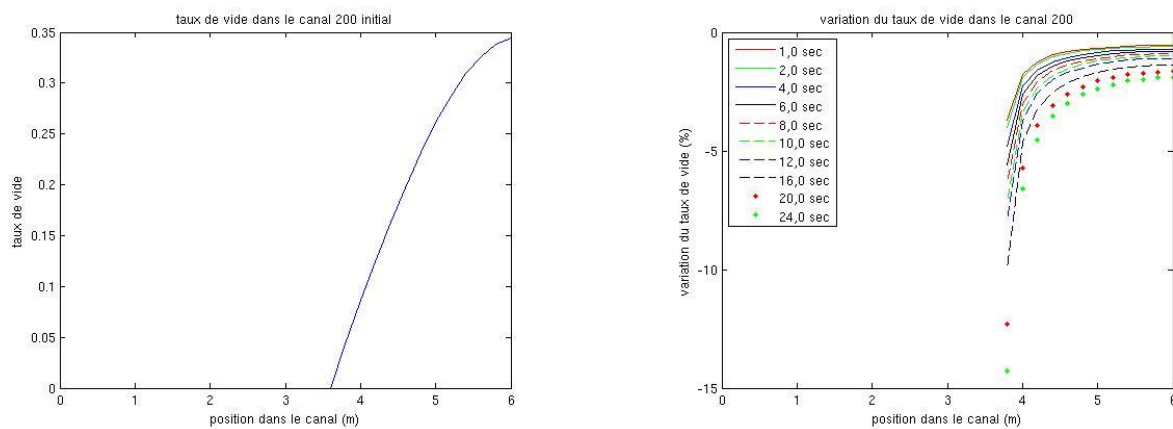


Figure A.29. Taux de vide dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

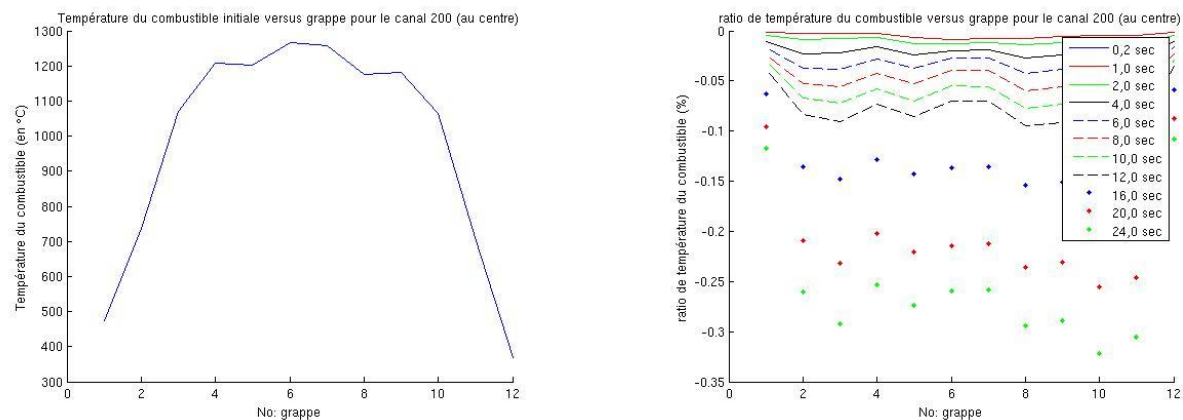


Figure A.30. Température du combustible dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

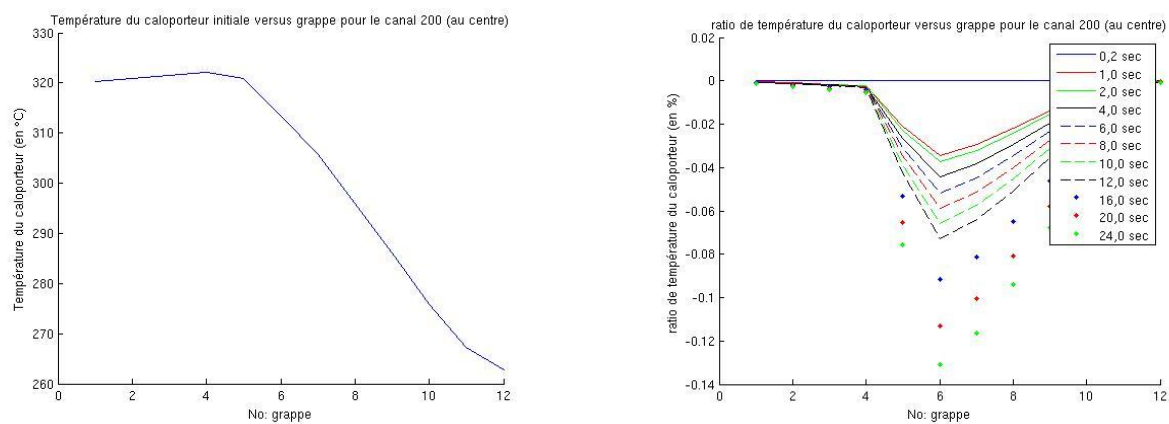


Figure A.31. Température du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

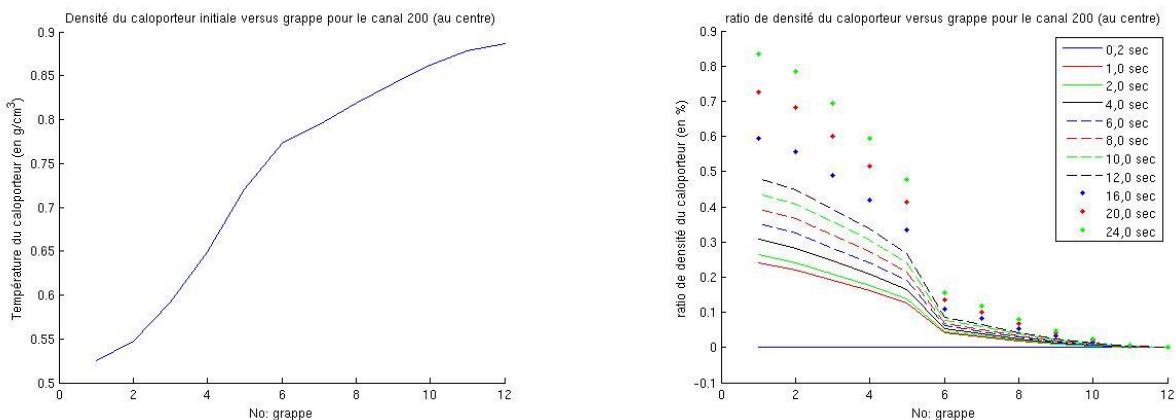


Figure A.32. Densité du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

A.3.5. Baisse de température du caloporteur à l'entrée

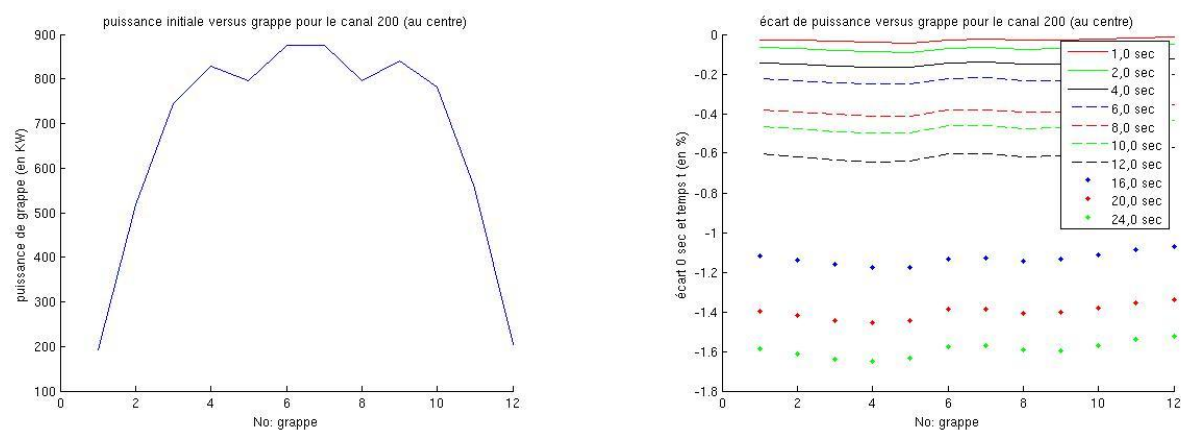


Figure A.33. Puissance de grappe dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

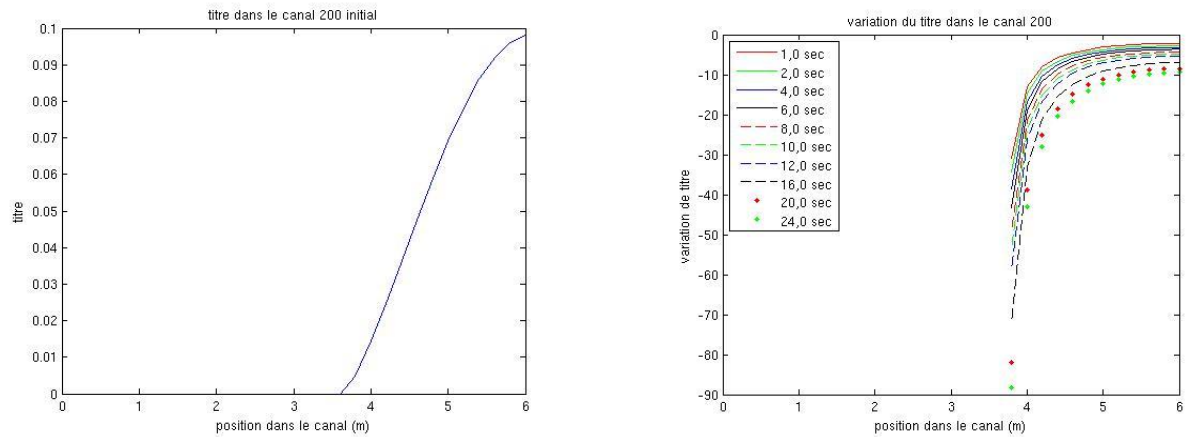


Figure A.34. Titre dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

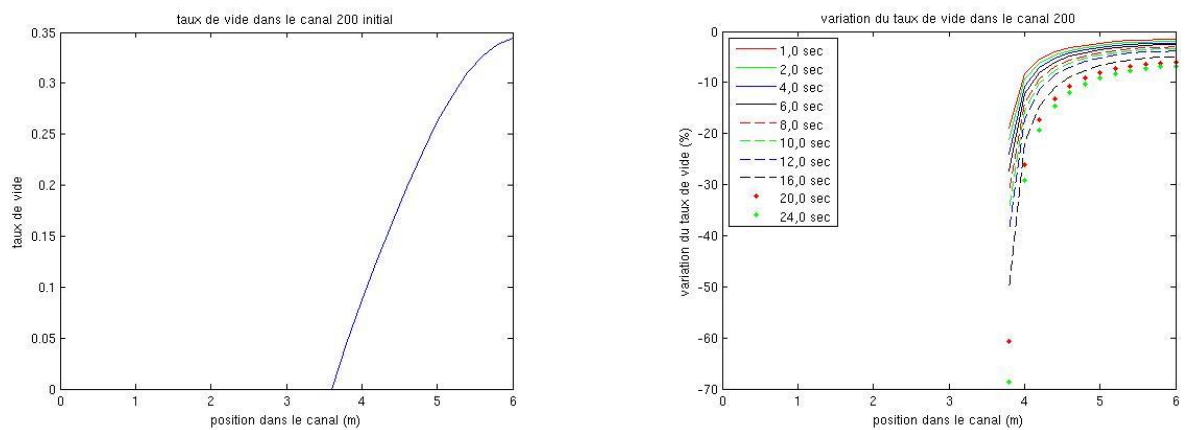


Figure A.35. Taux de vide dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

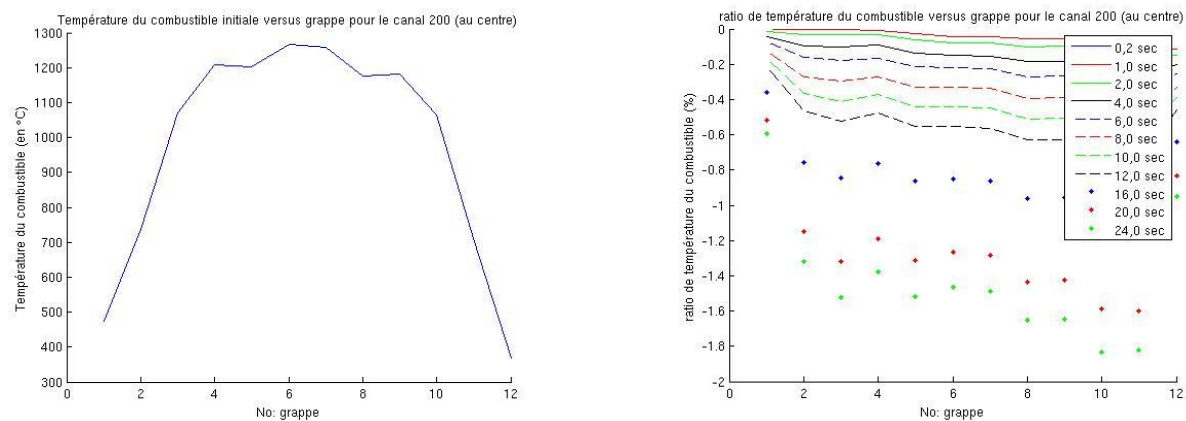


Figure A.36. Température du combustible dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

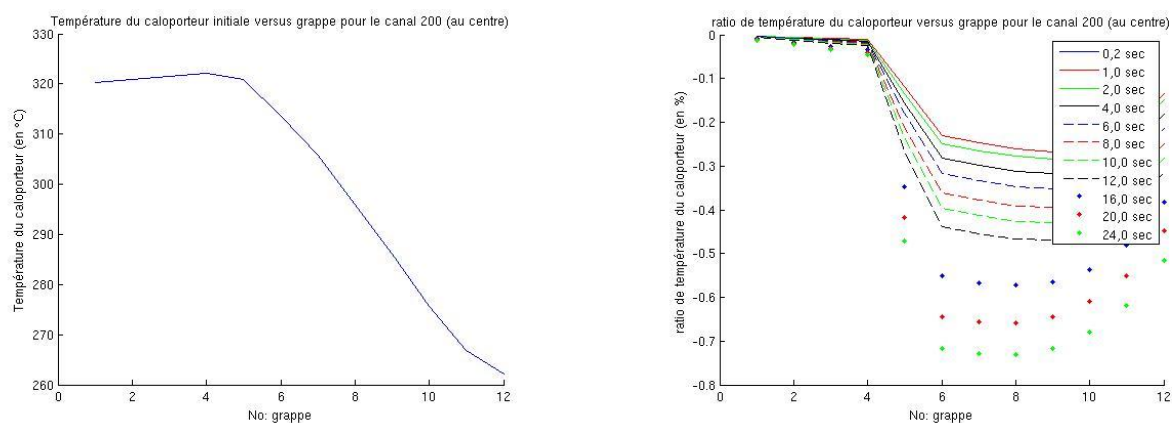


Figure A.37. Température du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

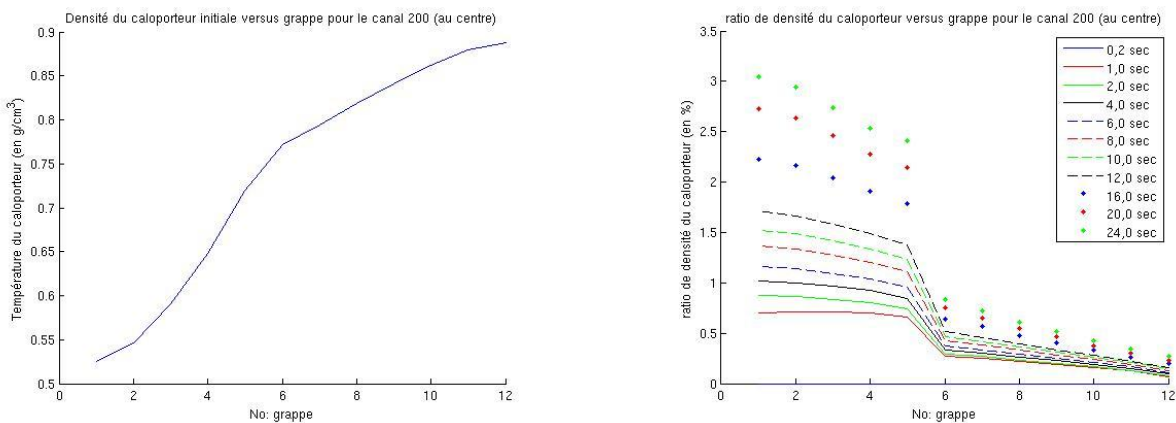


Figure A.38. Densité du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

A.3.6. Hausse de température du caloporteur à l'entrée

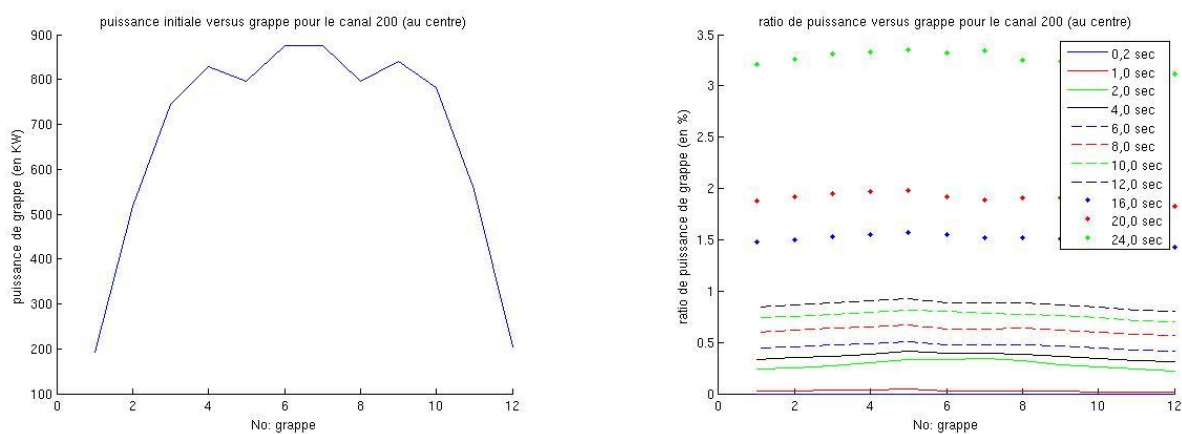


Figure A.39. Puissance de grappe dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

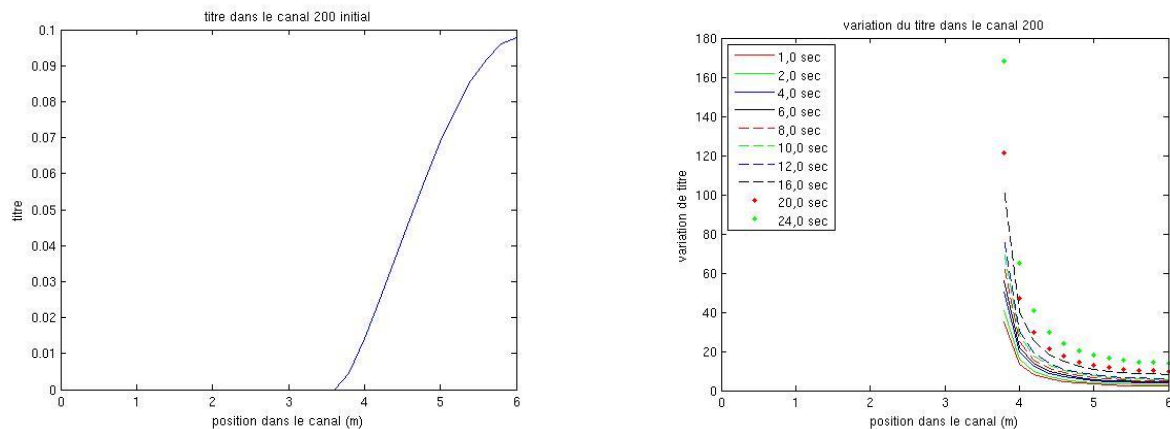


Figure A.40. Titre dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

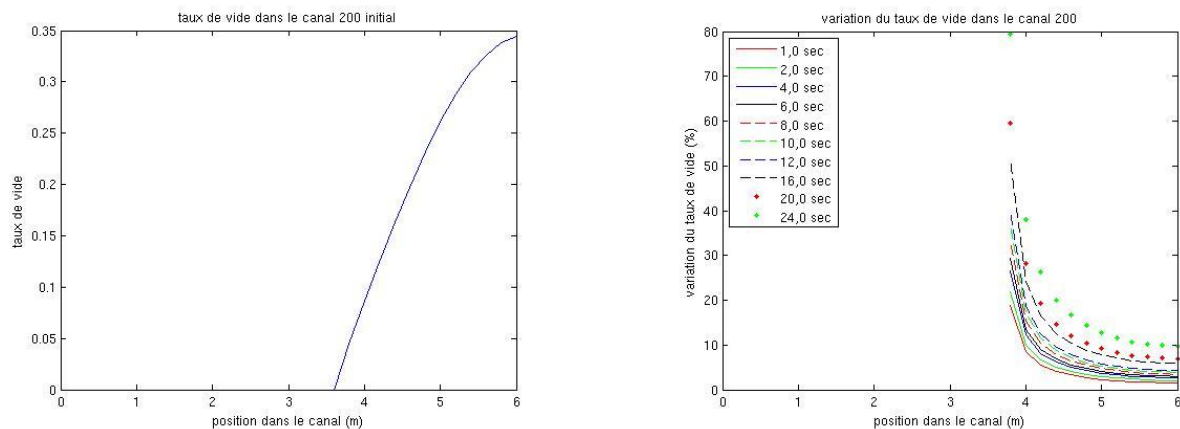


Figure A.41. Taux de vide dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de gauche à droite.

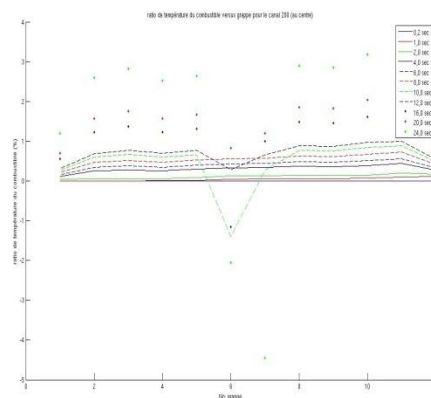
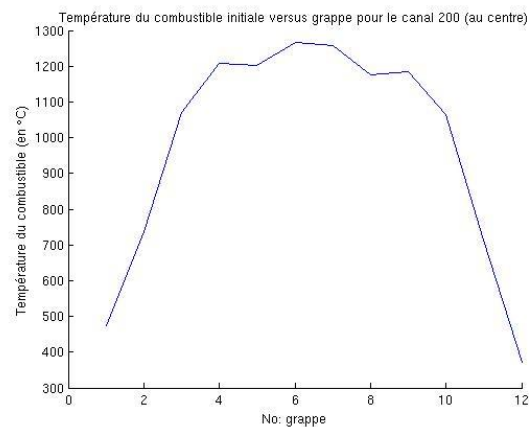


Figure A.42. Température du combustible dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

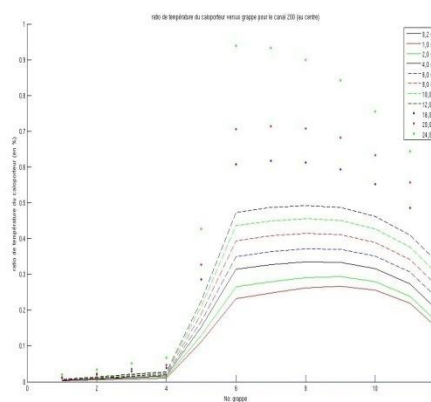
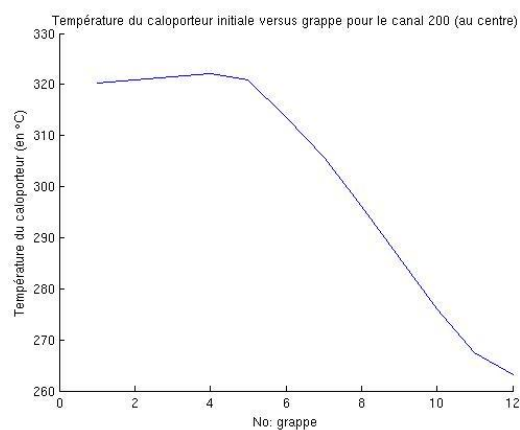


Figure A.43. Température du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

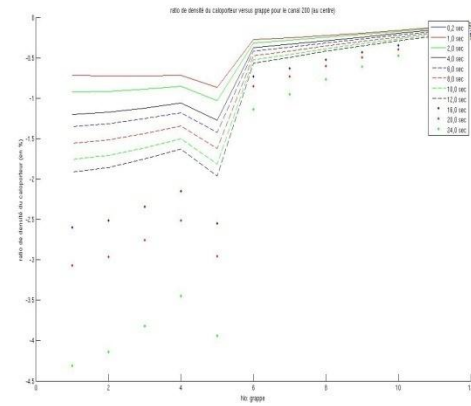
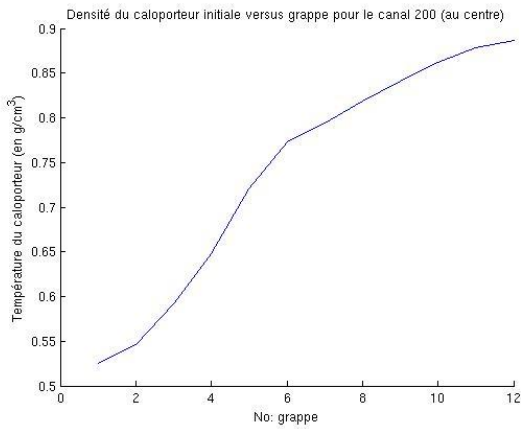


Figure A.44. Densité du caloporteur dans le canal 200 et sa variation en pourcentage. L'écoulement va de droite à gauche.

ANNEXE B – Les calculs sur un seul canal à l'état stationnaire

On expose dans cet annexe les variables qui n'ont pas été montrés dans le texte en fonction de la position dans le canal et des différentes conditions aux collecteurs imposées: taux de vide, chute de pression, température du caloporteur, température du combustible et densité du caloporteur.

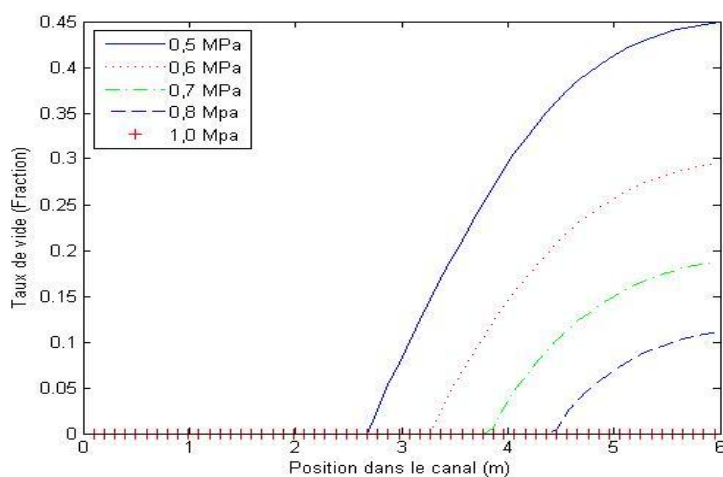


Figure B.1. Taux de vide dans le canal

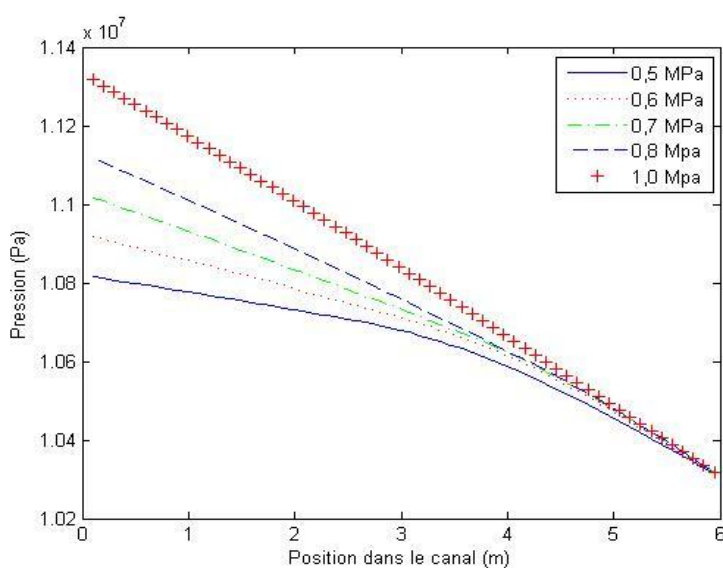


Figure B.2. Chute de pression dans le canal

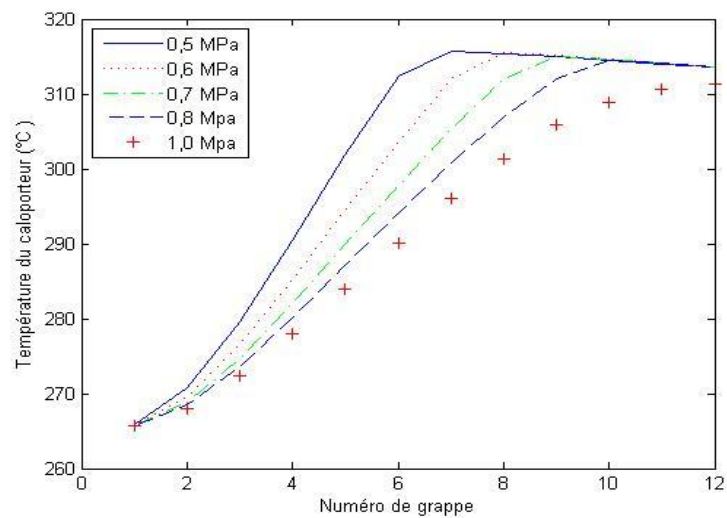


Figure B.3. Température du caloporteur dans le canal

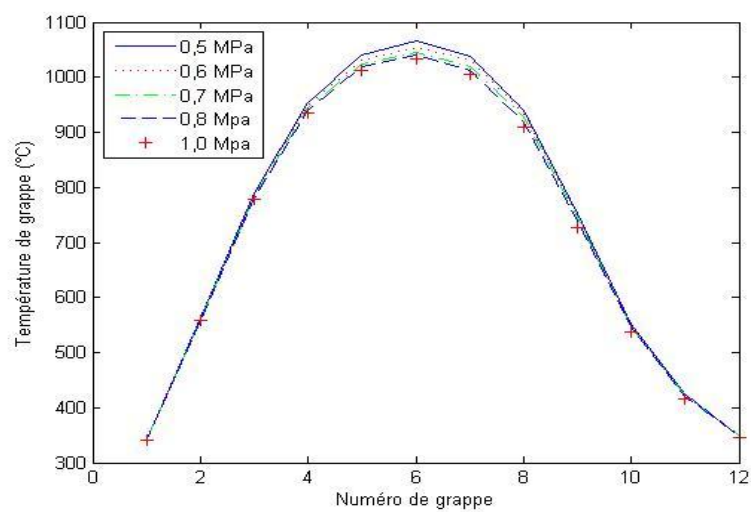


Figure B.4. Température du combustible dans le canal

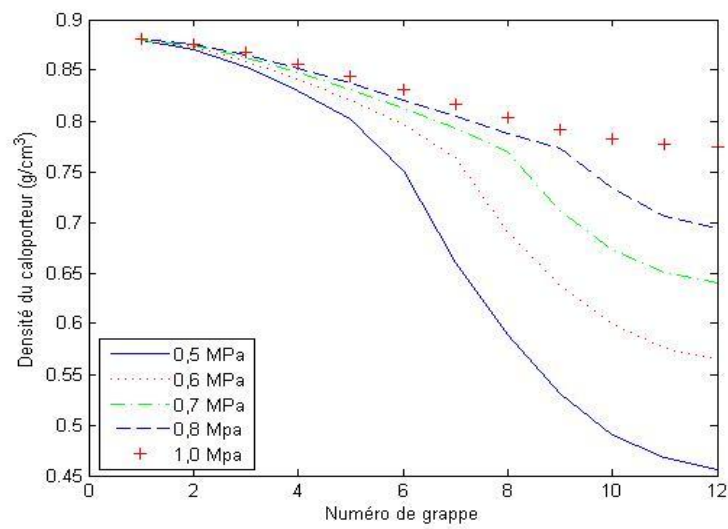


Figure B.5. Densité du caloporteur dans le canal

ANNEXE C – Les calculs sur un réacteur CANDU-6 complet à l'état stationnaire

Comme en annexe B., on compare les variables thermohydrauliques suivantes pour les différentes conditions aux collecteurs imposées: taux de vide, température du caloporteur, température du combustible et densité du caloporteur.

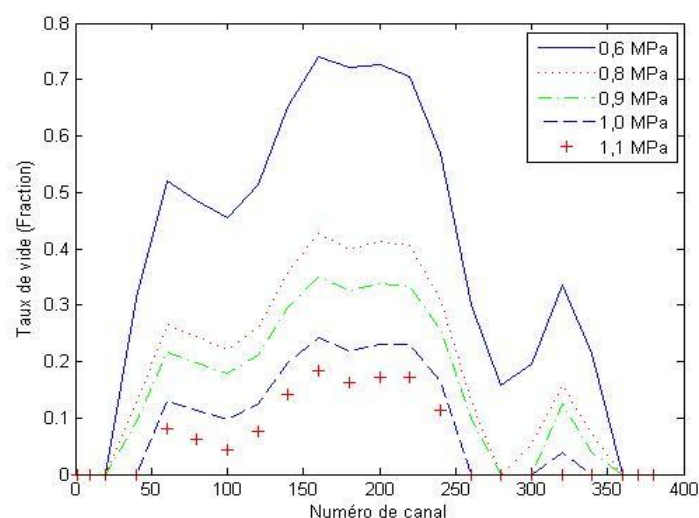
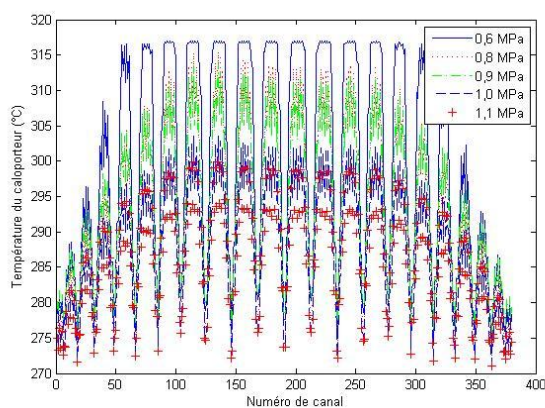
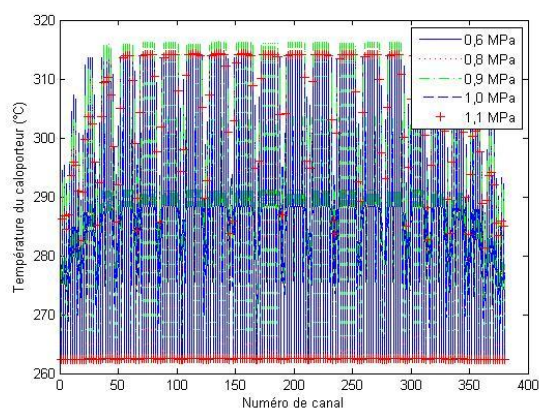


Figure C.1. Distribution des taux de vide à la sortie.

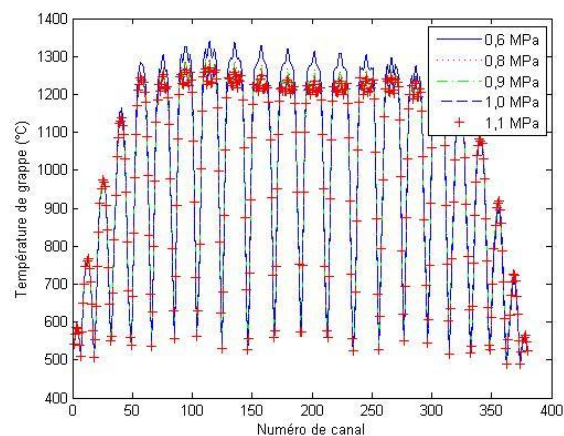


a) Grappe 6

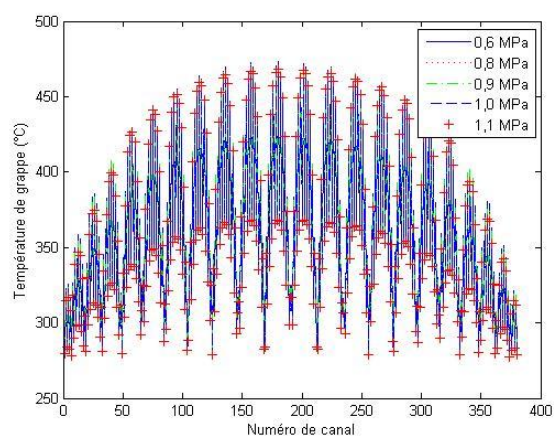


b) Grappe 12

Figure C.2. Distribution des températures de caloporteur.

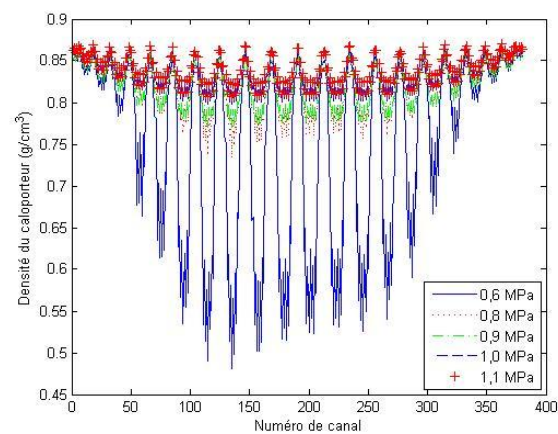


a) Grappe 6

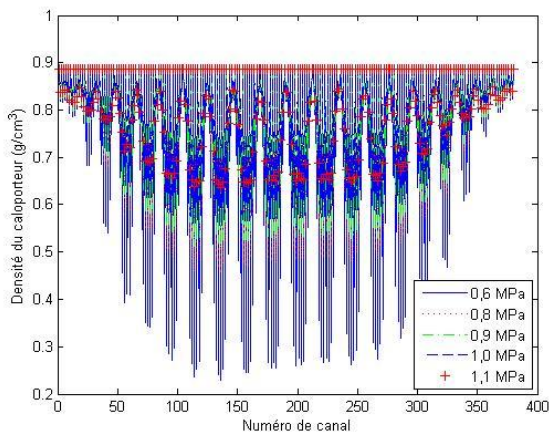


b) Grappe 12

Figure C.3. Distribution des températures de combustible.



a) Grappe 6



b) Grappe 12

Figure C.4. Distribution des densités de caloporteur.

ANNEXE D – Les calculs sur un réacteur CANDU-6 complet à l'état transitoire

Comme en annexe C, on compare les taux de vide, les températures de caloporteur, les températures de combustible et les densités de caloporteur. La comparaison se fait toutefois entre différents temps durant les transitoires effectuées.

D.1. Baisse de pression à la sortie sur tout le cœur.

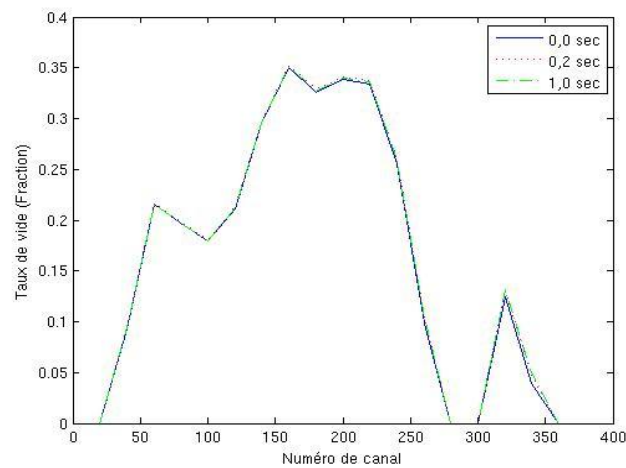
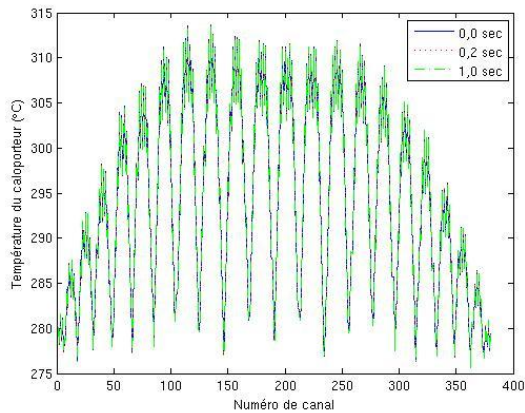
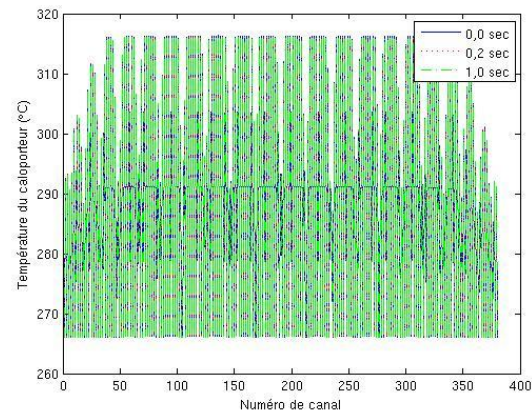


Figure D.1 Distributions des taux de vide à la sortie.

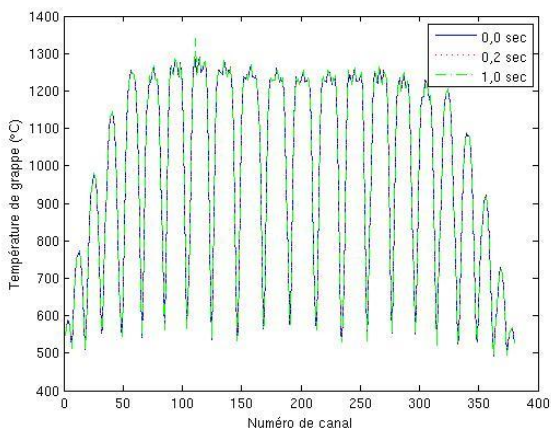


a) Grappe 6.

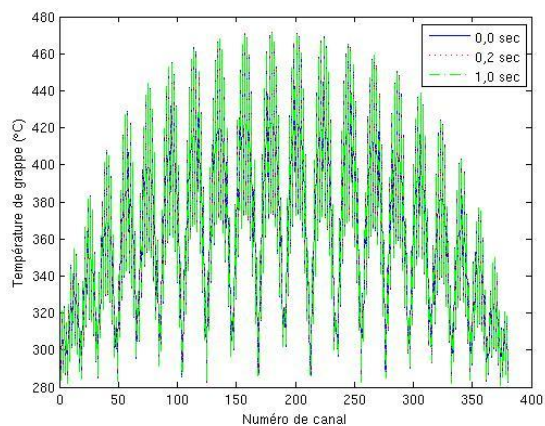


b) Grappe 12.

Figure D.2 Distributions des températures de caloporteur.

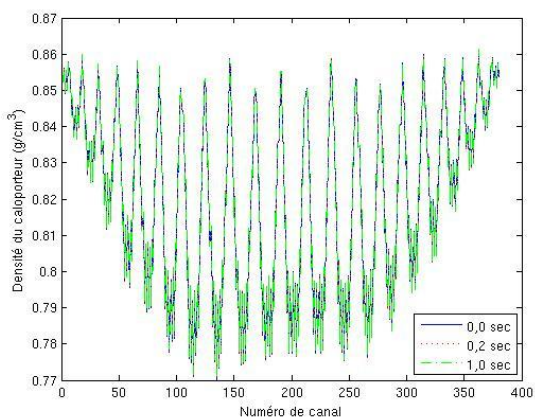


a) Grappe 6.

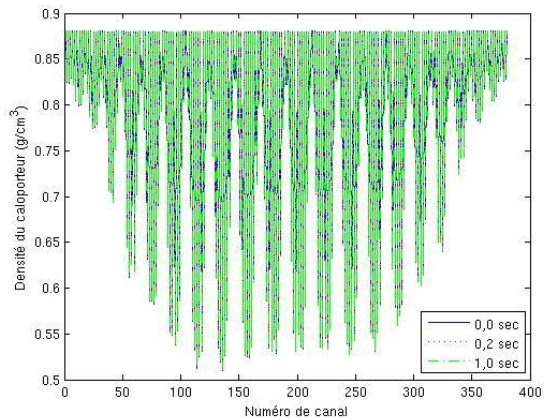


b) Grappe 12.

Figure D.3 Distributions des températures de combustible.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure D.4 Distributions des densités de caloporteur.

D.2. Hausse de pression à la sortie sur tout le cœur.

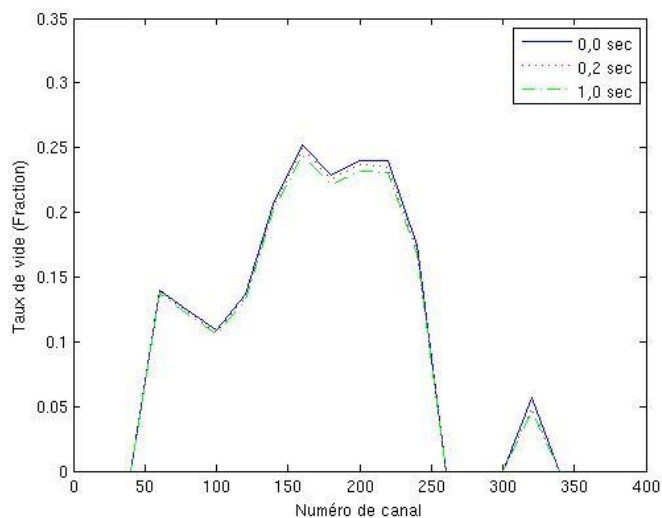
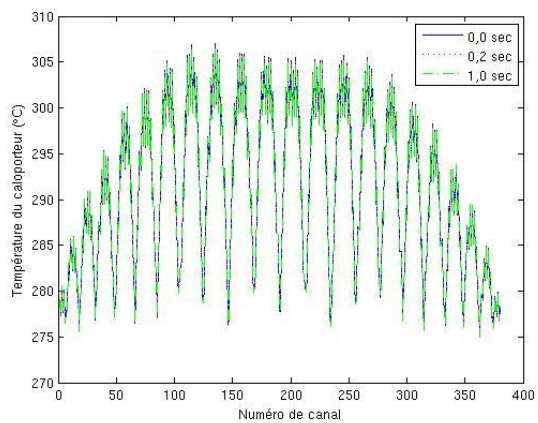
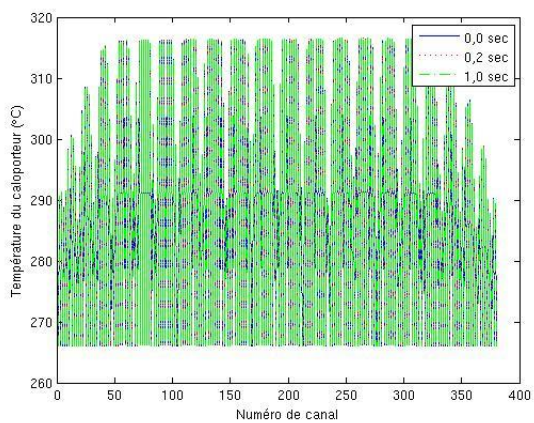


Figure D.5 Distributions des taux de vide à la sortie.

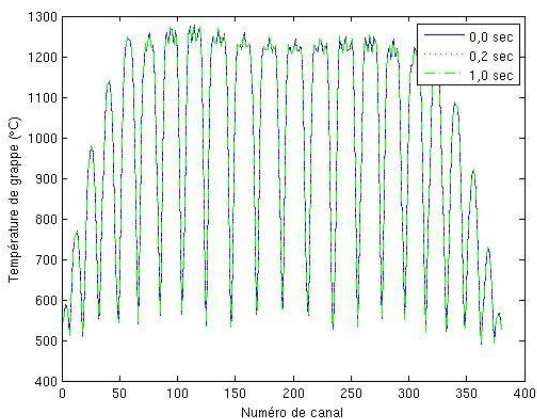


a) Grappe 6.

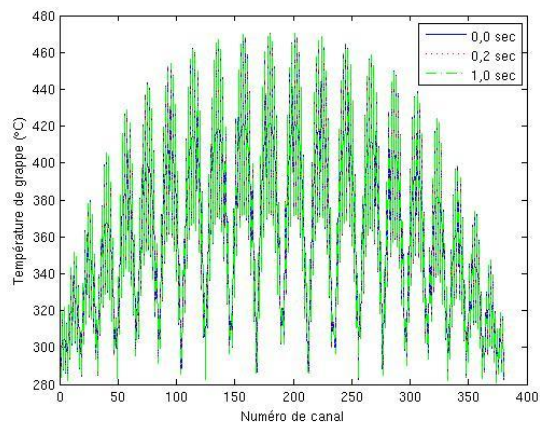


b) Grappe 12.

Figure D.6 Distributions des températures de caloporteur.

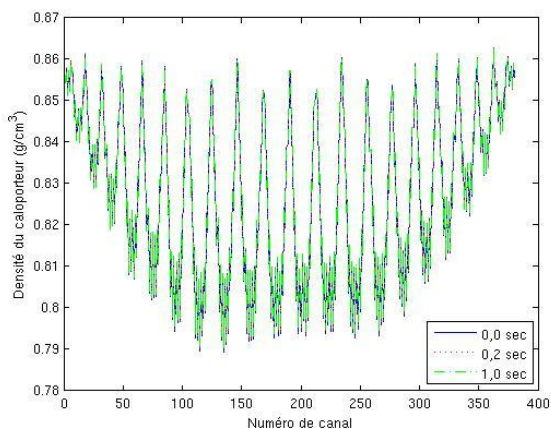


a) Grappe 6.

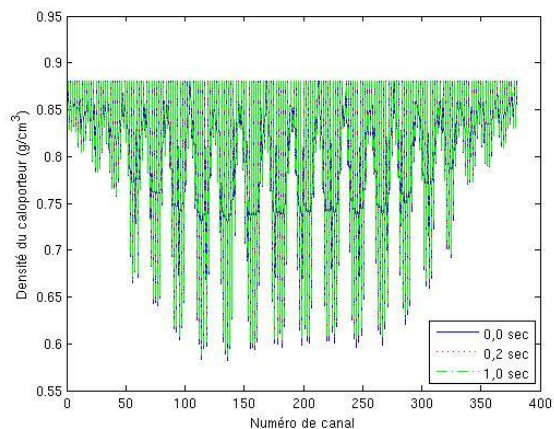


b) Grappe 12.

Figure D.7 Distributions des températures de combustible.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure D.8 Distributions des densités de caloporteur.

D.3. Baisse de température de caloporteur à l'entrée sur tout le cœur.

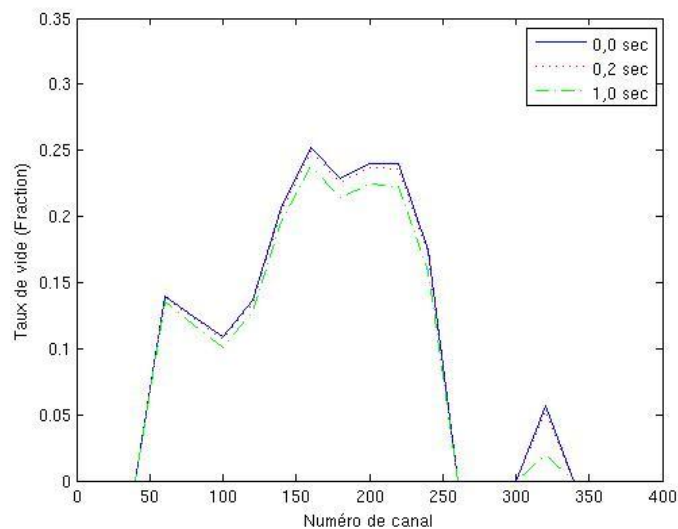
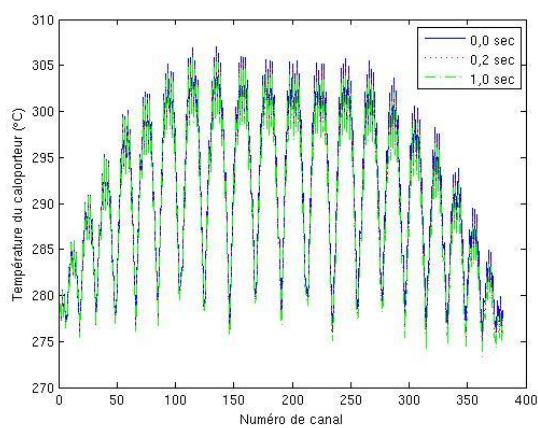
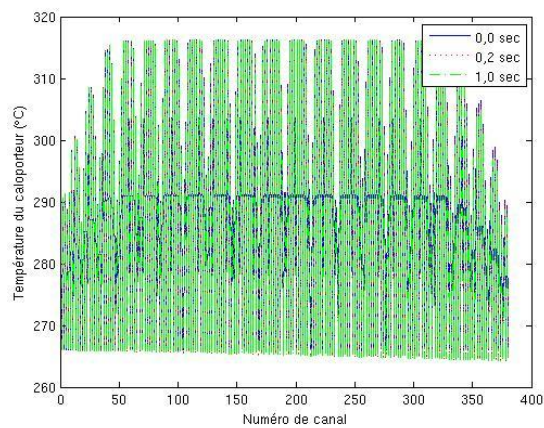


Figure D.9 Distributions des taux de vide à la sortie.

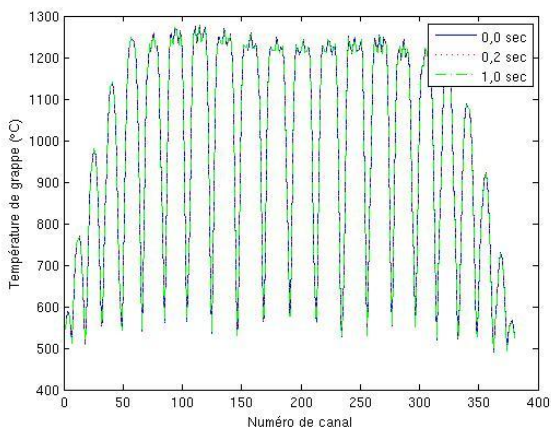


a) Grappe 6.

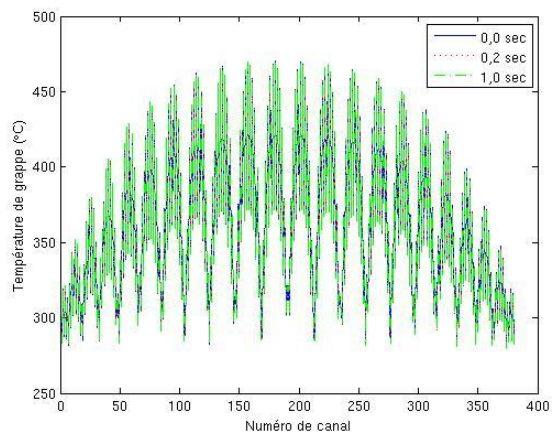


b) Grappe 12.

Figure D.10 Distributions des températures de caloporteur.

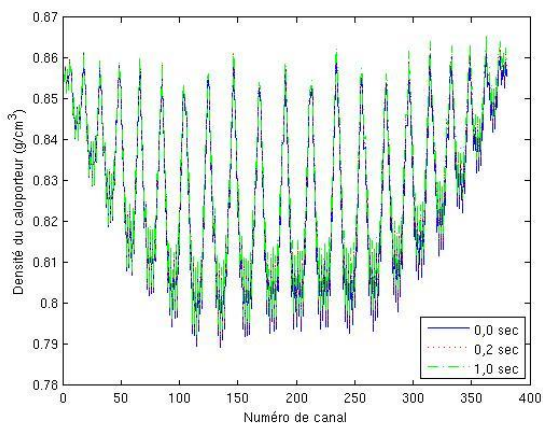


a) Grappe 6.

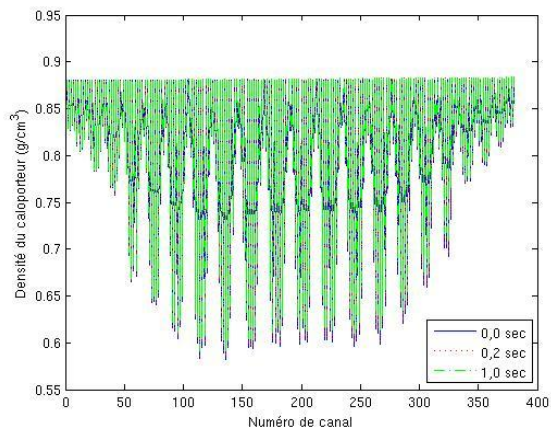


b) Grappe 12.

Figure D.11 Distributions des températures de combustible.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure D.12 Distributions des densités de caloporteur.

D.4. Hausse de température de caloporteur à l'entrée sur tout le cœur.

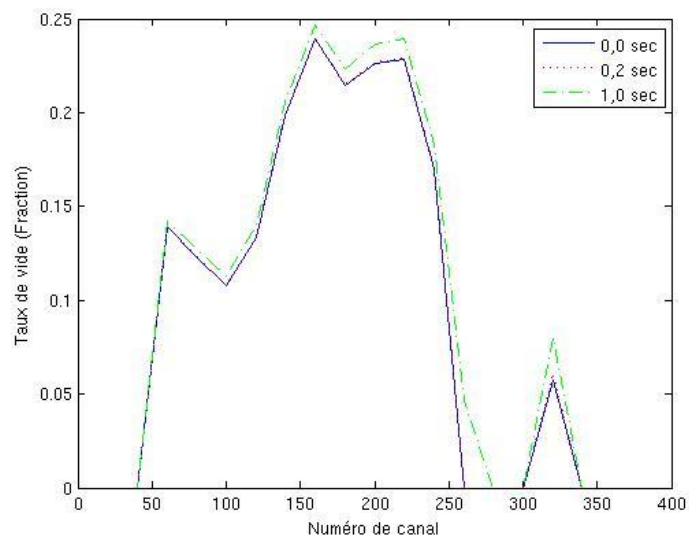
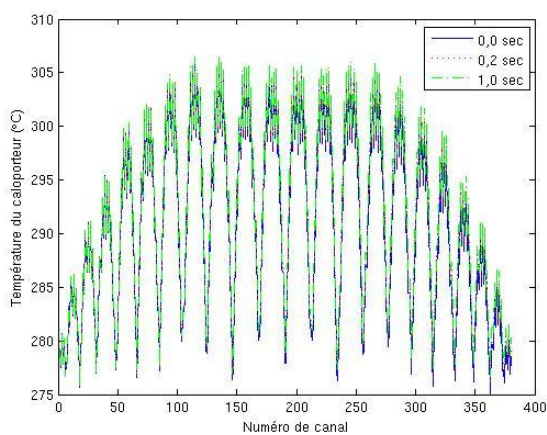
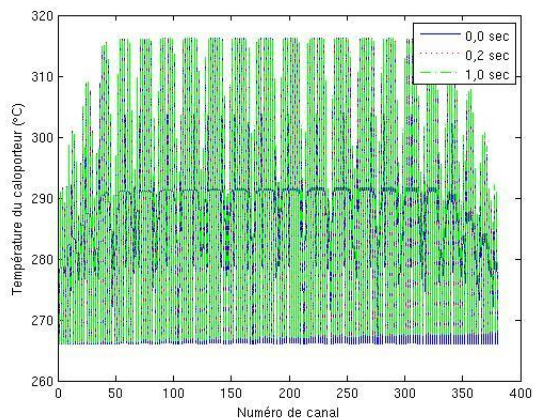


Figure D.13 Distributions des taux de vide à la sortie.

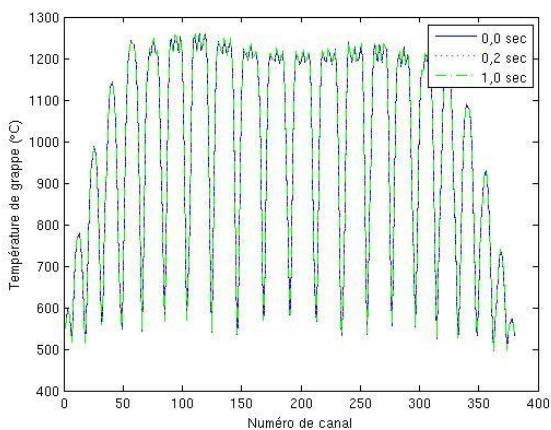


a) Grappe 6.

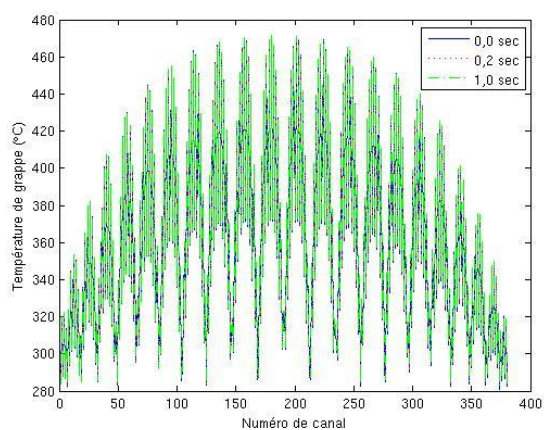


b) Grappe 12.

Figure D.14 Distributions des températures de caloporteur.

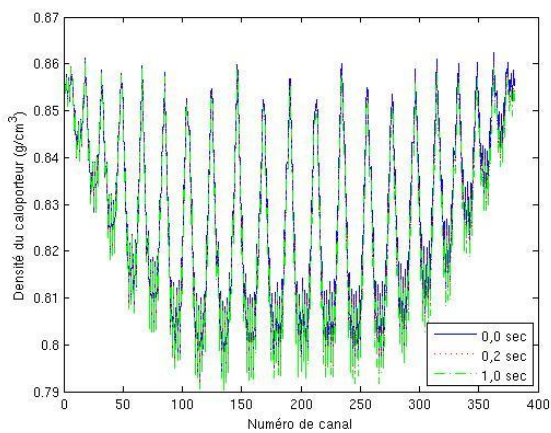


a) Grappe 6.

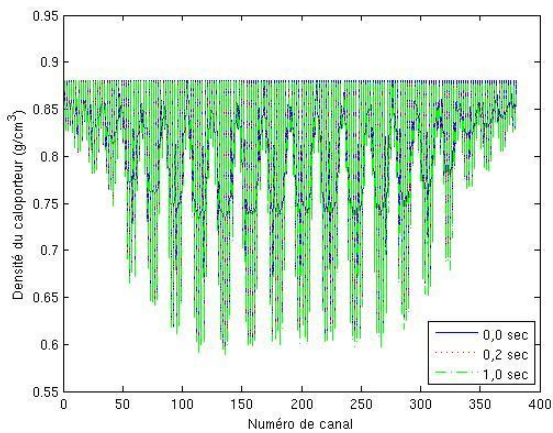


b) Grappe 12.

Figure D.15 Distributions des températures de combustible.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure D.16 Distributions des densités de caloporteur.

D.5. Baisse de pression à la sortie du canal 220.

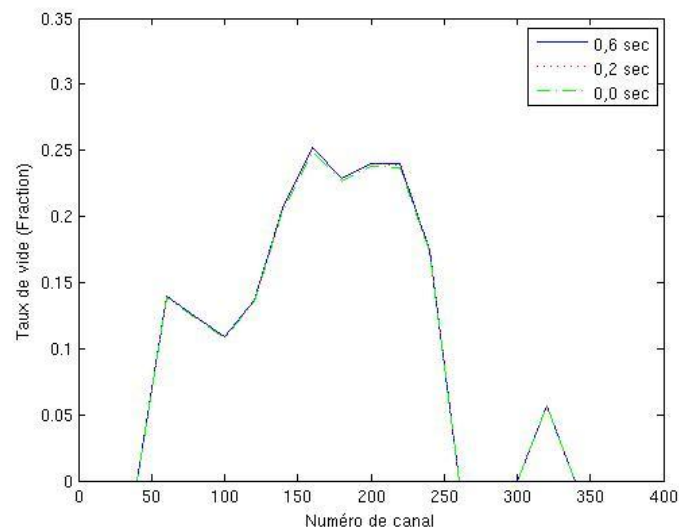
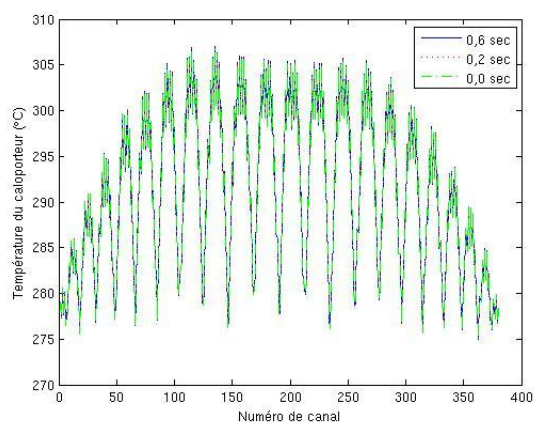
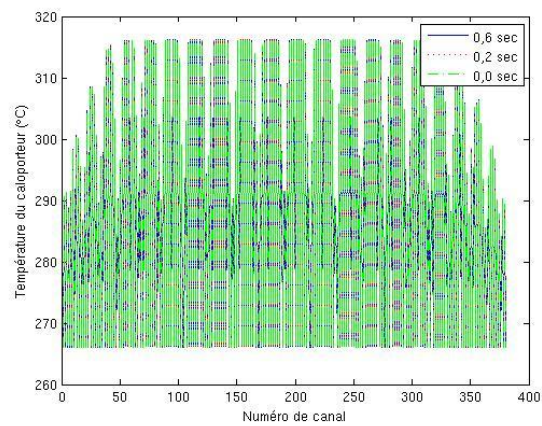


Figure D.17 Distributions des taux de vide à la sortie.

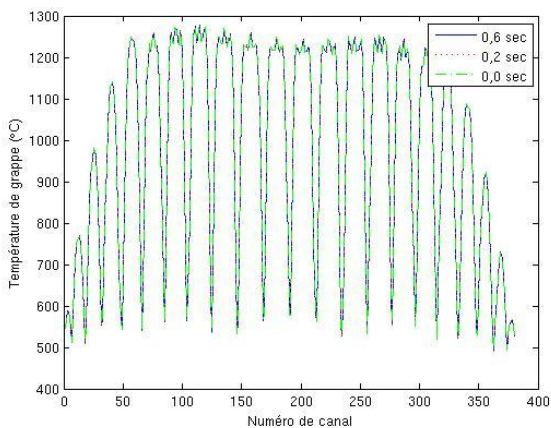


a) Grappe 6.

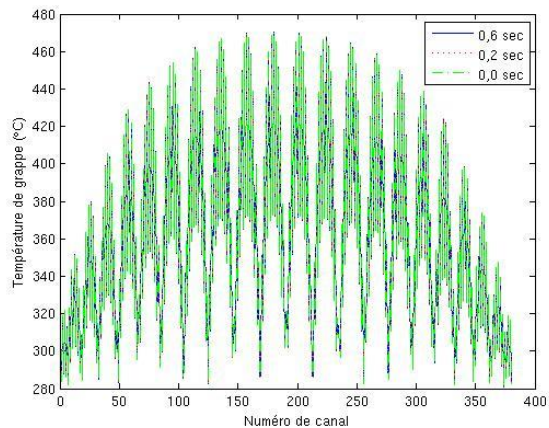


b) Grappe 12.

Figure D.18 Distributions des températures de caloporteur.

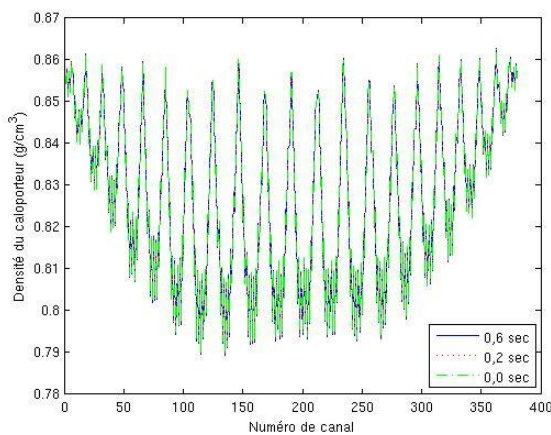


a) Grappe 6.

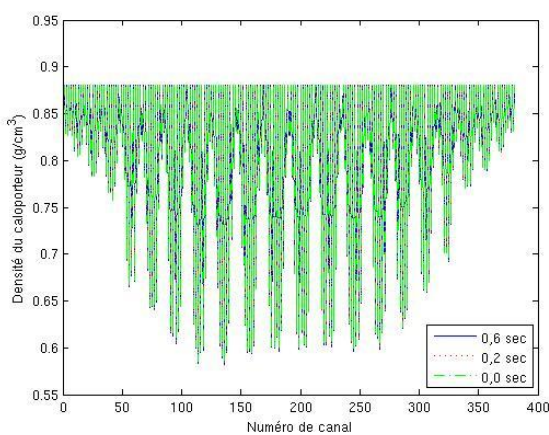


b) Grappe 12.

Figure D.19 Distributions des températures de combustible.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure D.20 Distributions des densités de caloporteur.

D.6. Hausse de pression à la sortie du canal 220.

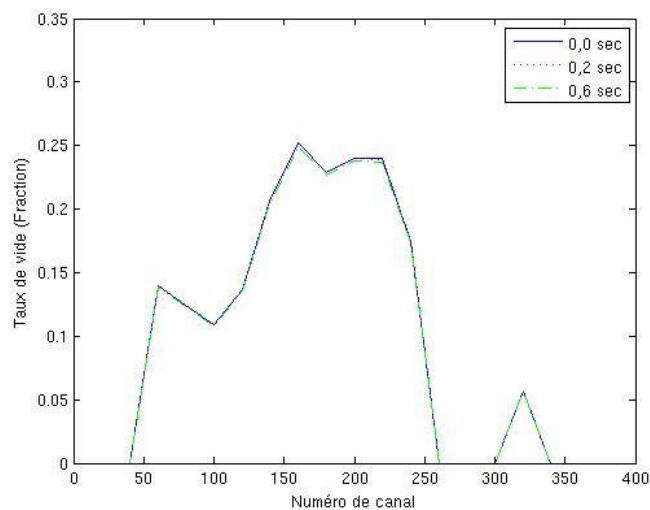
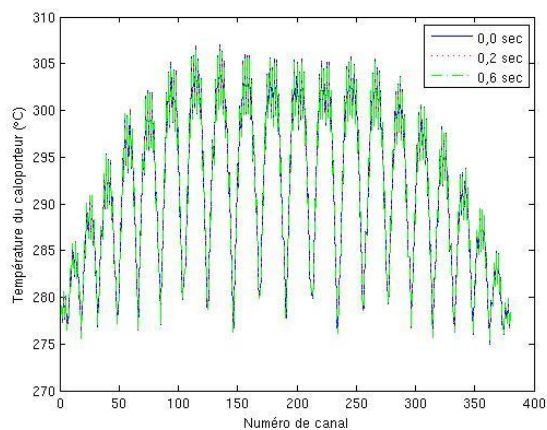
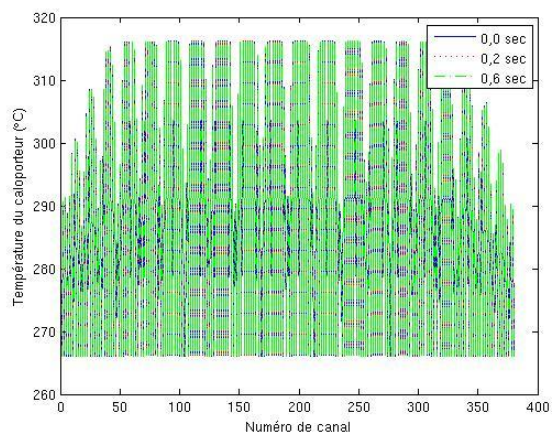


Figure D.21 Distributions des taux de vide à la sortie.

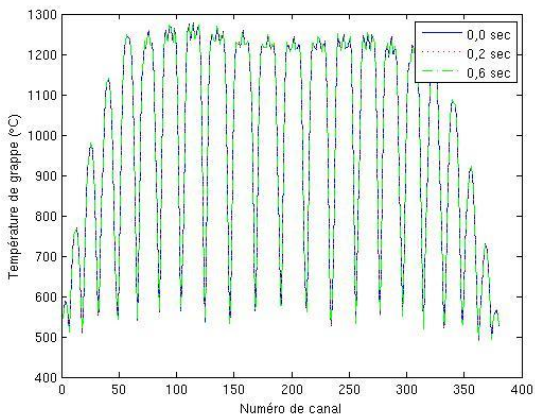


a) Grappe 6.

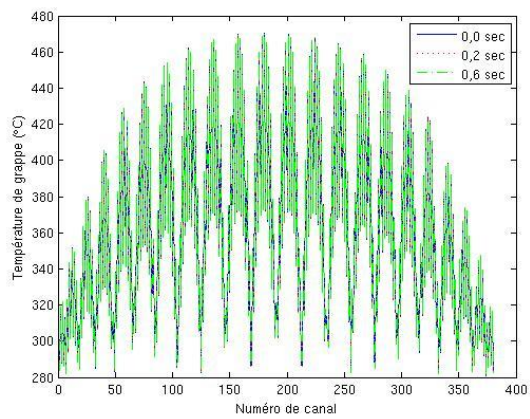


b) Grappe 12.

Figure D.22 Distributions des températures de caloporteur.

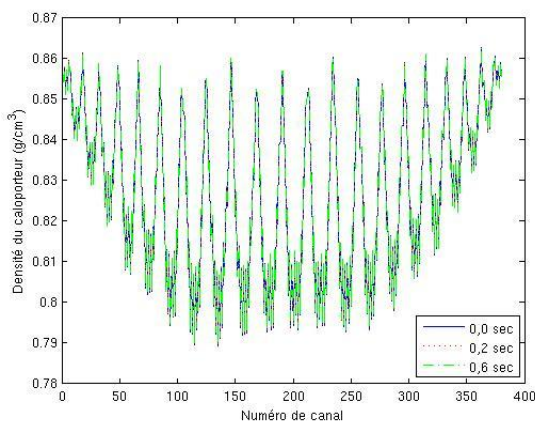


a) Grappe 6.

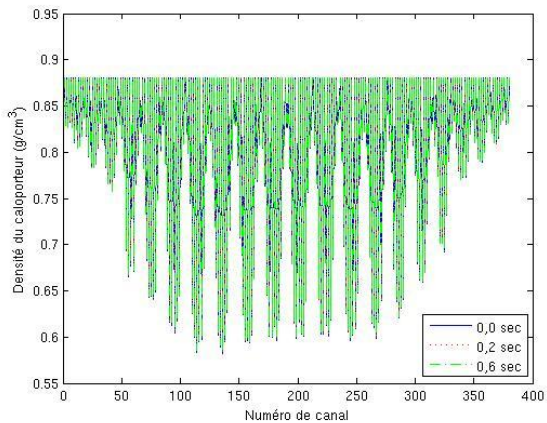


b) Grappe 12.

Figure D.23 Distributions des températures de combustible.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure D.24 Distributions des densités de caloporteur.

D.7. Baisse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.

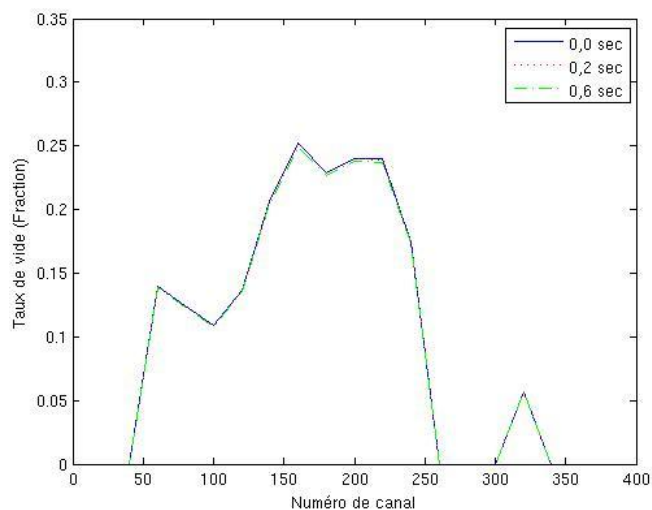
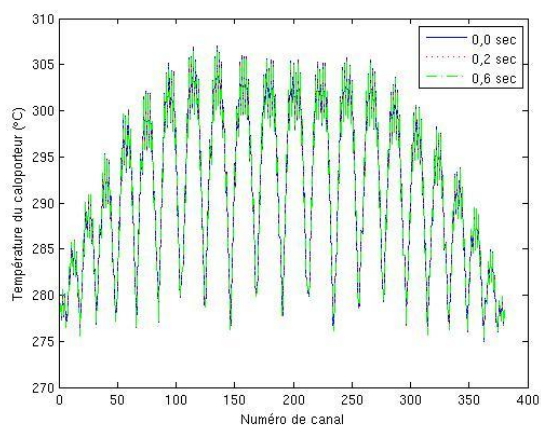
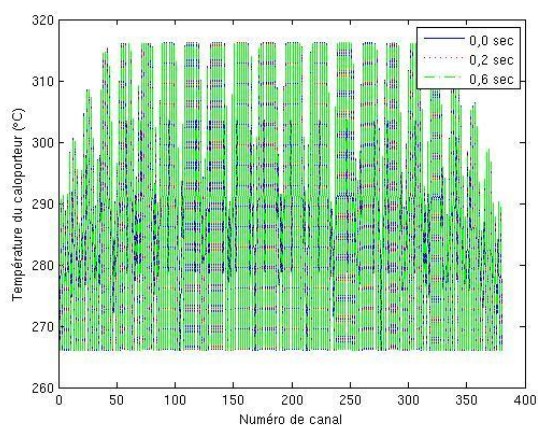


Figure D.25 Distributions des taux de vide à la sortie.

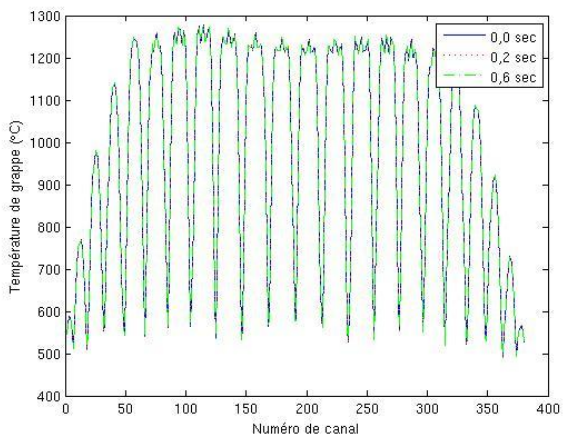


a) Grappe 6.

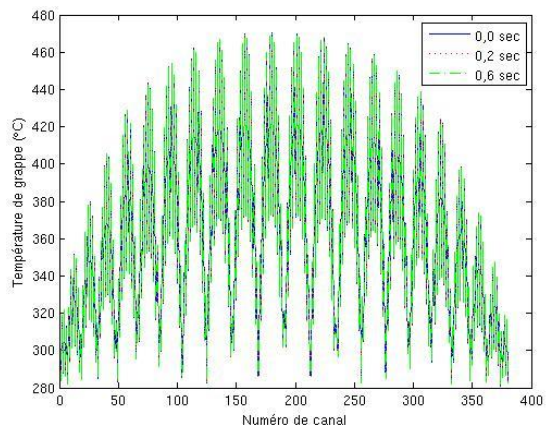


b) Grappe 12.

Figure D.26 Distributions des températures de caloporteur.

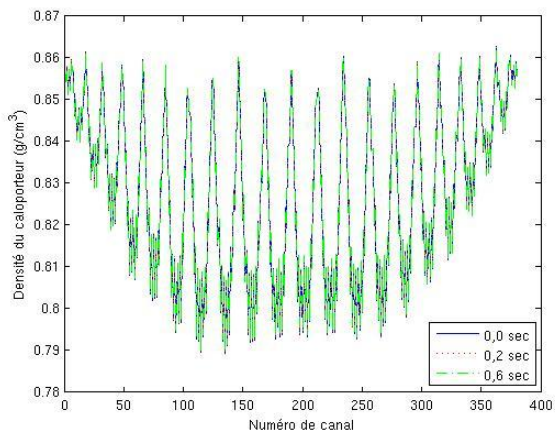


a) Grappe 6.

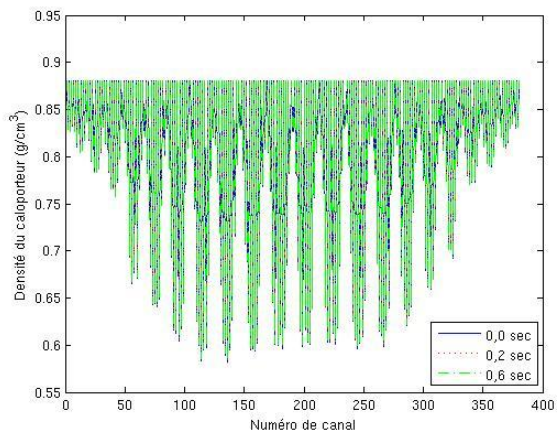


b) Grappe 12.

Figure D.27 Distributions des températures de combustible.



a) Grappe 6.



b) Grappe 12.

Figure D.28 Distributions des densités de caloporteur.

D.8. Hausse de température de caloporteur à l'entrée du canal 220.

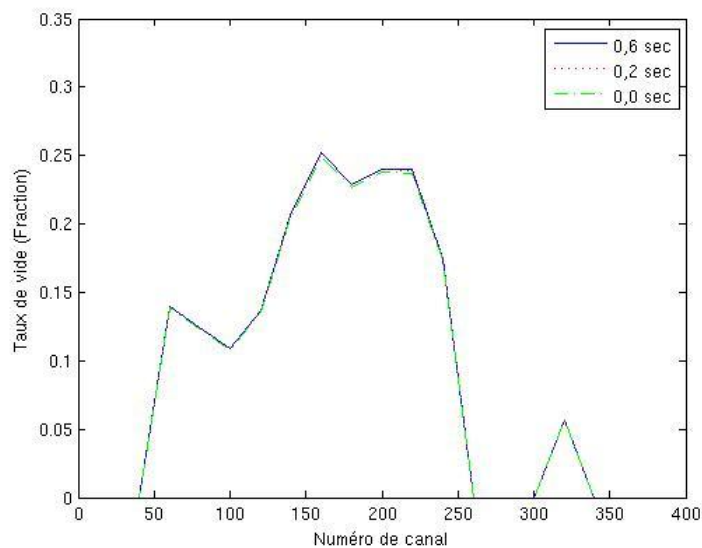
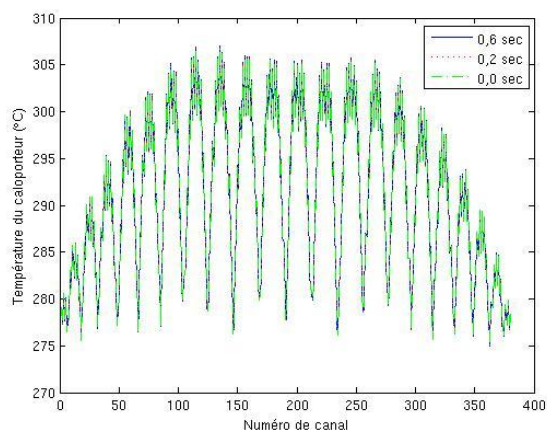
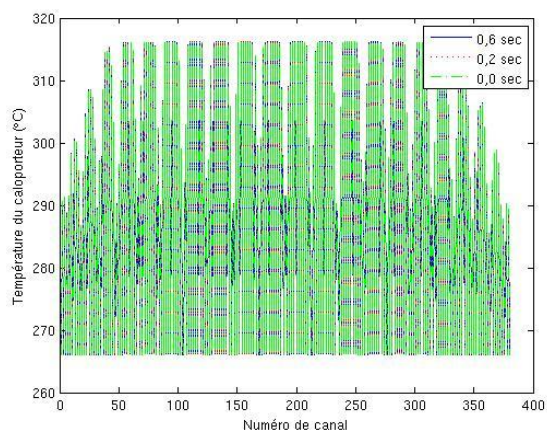


Figure D.29 Distributions des taux de vide à la sortie.

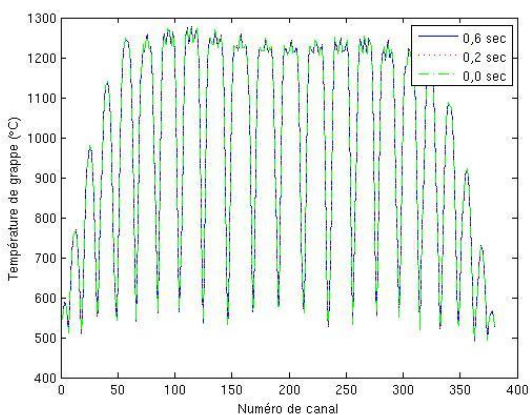


a) Grappe 6.

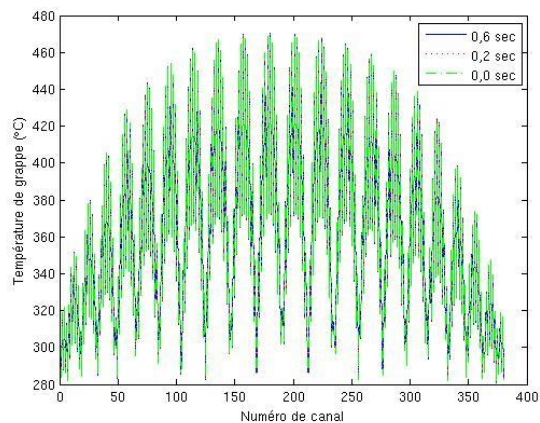


b) Grappe 12.

Figure D.30 Distributions des températures de caloporteur

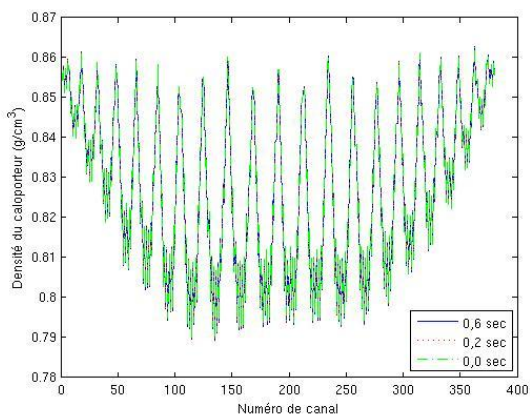


a) Grappe 6.

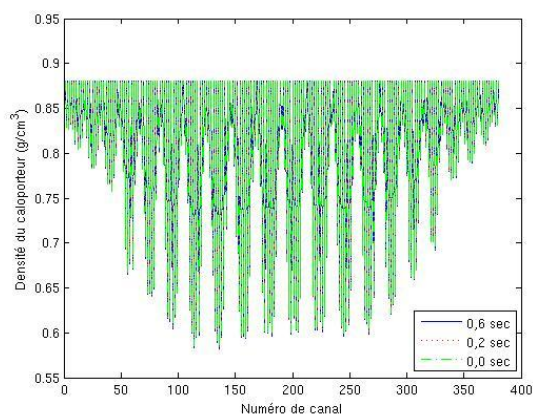


b) Grappe 12.

Figure D.31 Distributions des températures de combustible



a) Grappe 6.

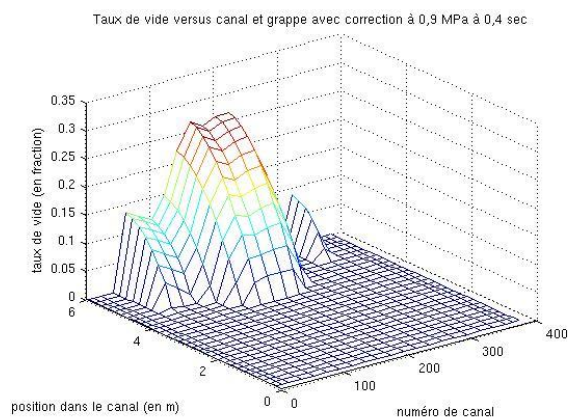
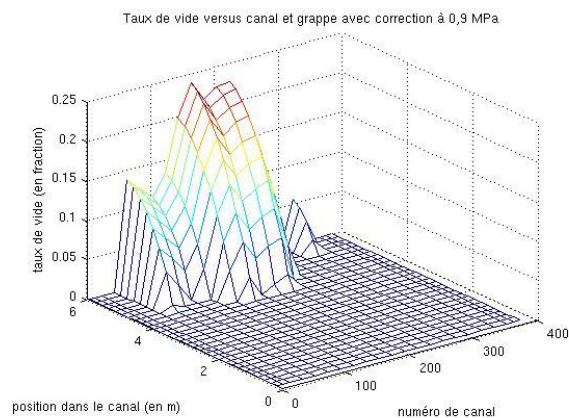


b) Grappe 12.

Figure D.32 Distributions des densités de caloporteur

D.9. Retrait de barres de compensation du banc 1

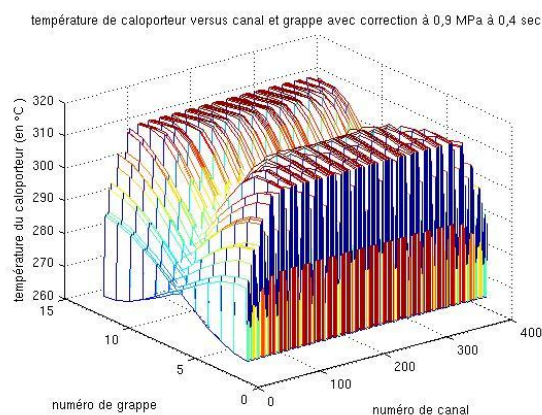
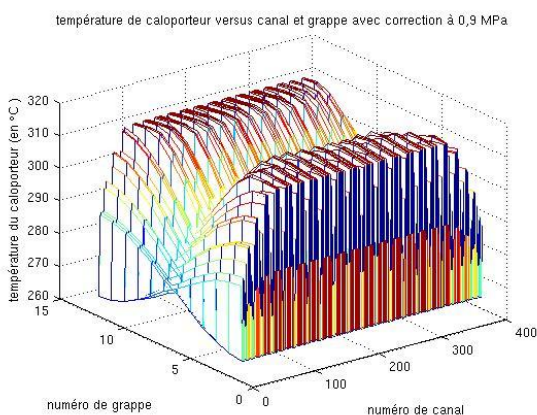
D.9.1. Concentration de 1,0 pcm de bore



a) Temps 0,0 sec

b) Temps 0,4 sec

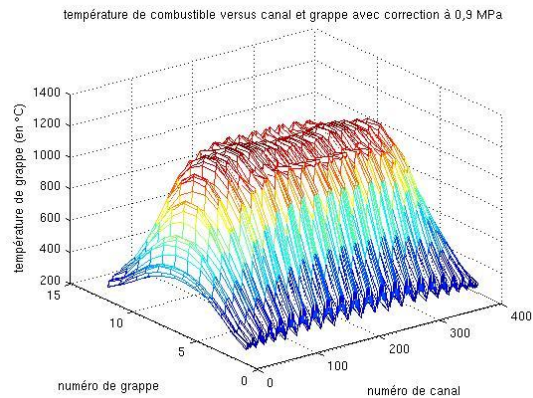
Figure D.33 Distributions des taux de vide



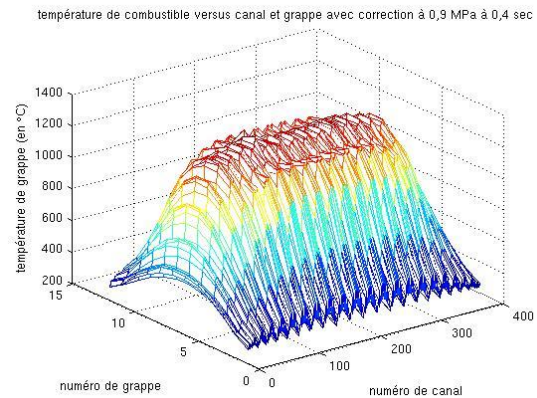
a) Temps 0,0 sec

b) Temps 0,4 sec

Figure D.34 Distributions des températures de caloporteur

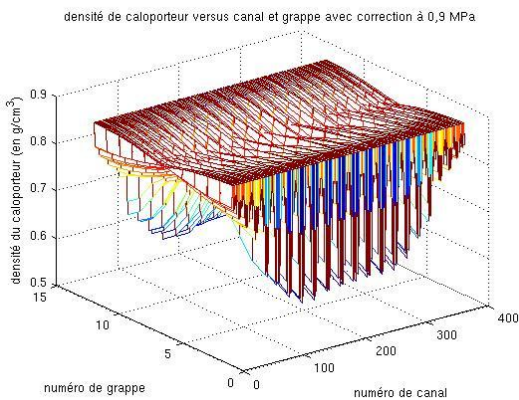


a) Temps 0,0 sec

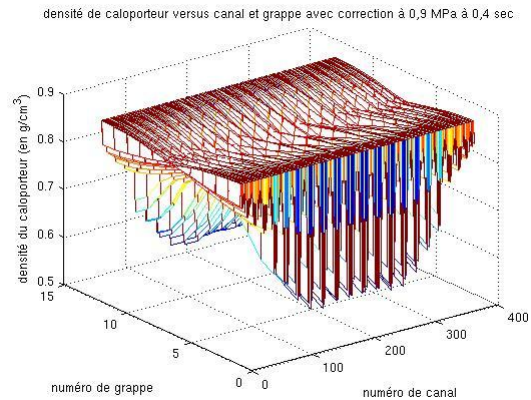


b) Temps 0,4 sec

Figure D.35 Distributions des températures de combustible



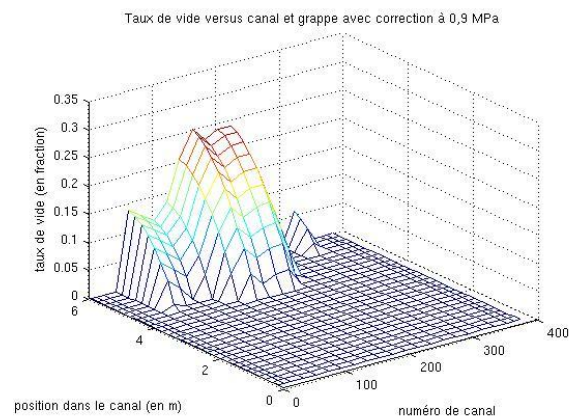
a) Temps 0,0 sec



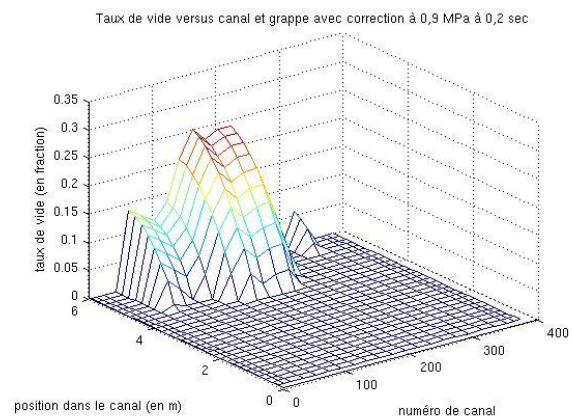
b) Temps 0,4 sec

Figure D.36 Distributions des densités de caloporteur

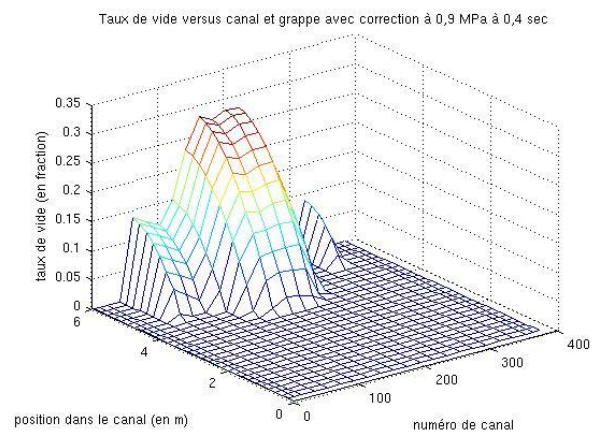
D.9.2. Concentration de 1,0 pcm de bore



a) Temps 0,0 sec

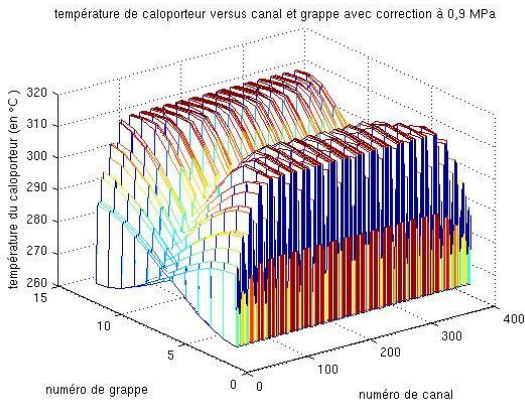


b) Temps 0,2 sec

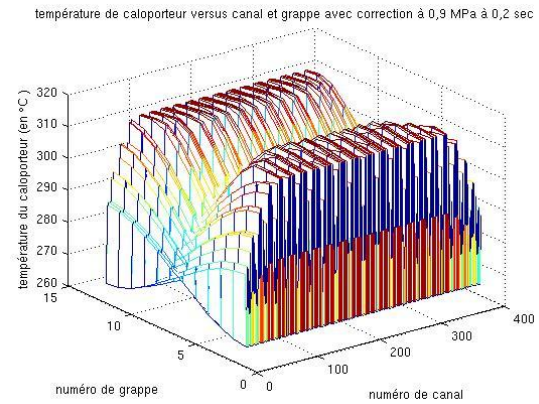


c) Temps 0,4 sec

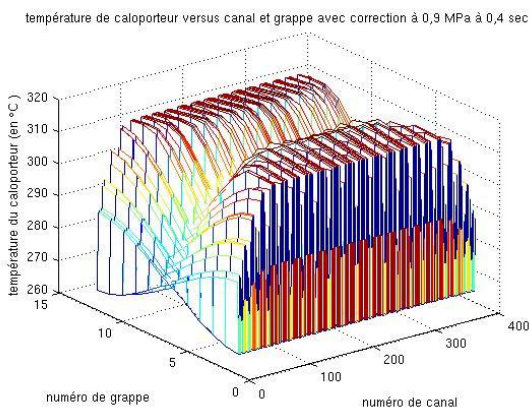
Figure D.37 Distributions des taux de vide



a) Temps 0,0 sec

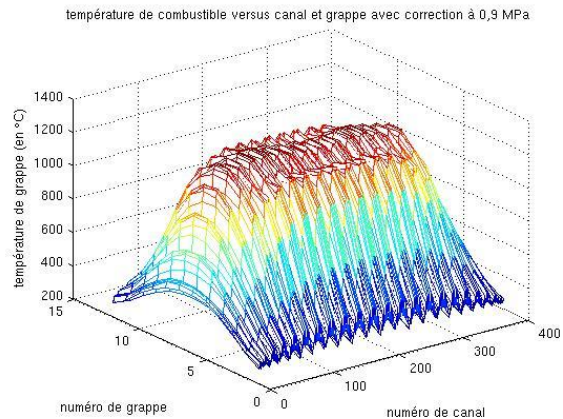


b) Temps 0,2 sec

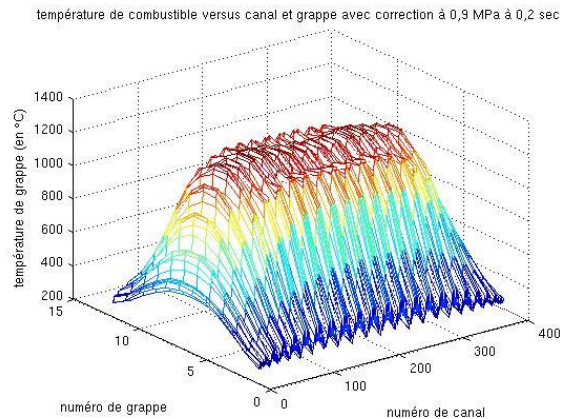


c) Temps 0,4 sec

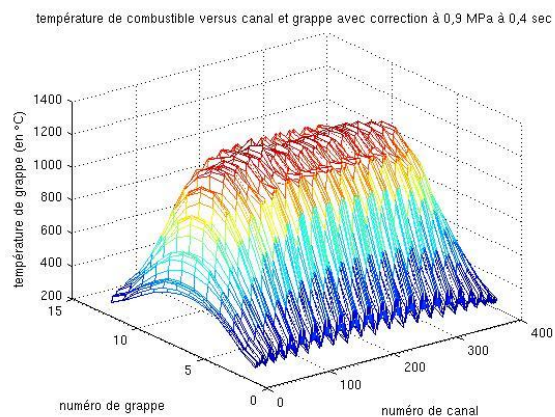
Figure D.38 Distributions des températures de caloporteur



a) Temps 0,0 sec

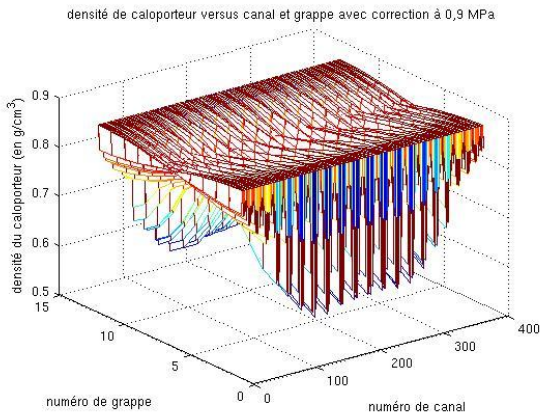


b) Temps 0,2 sec

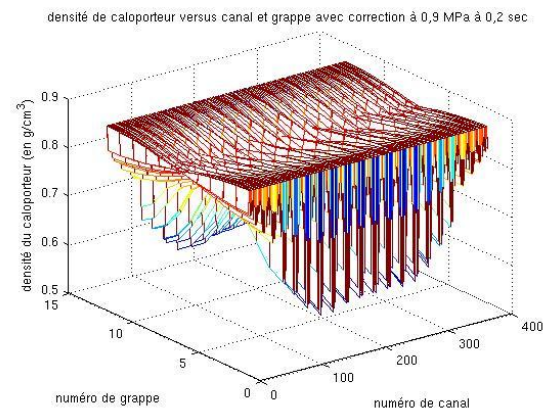


c) Temps 0,4 sec

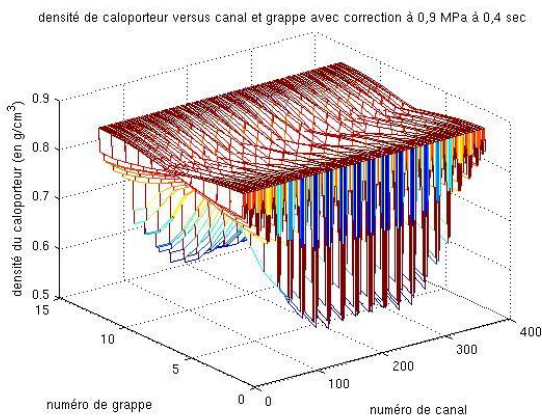
Figure D.39 Distributions des températures de combustible



a) Temps 0,0 sec



b) Temps 0,2 sec



c) Temps 0,4 sec

Figure D.40 Distributions des densités de caloporteur